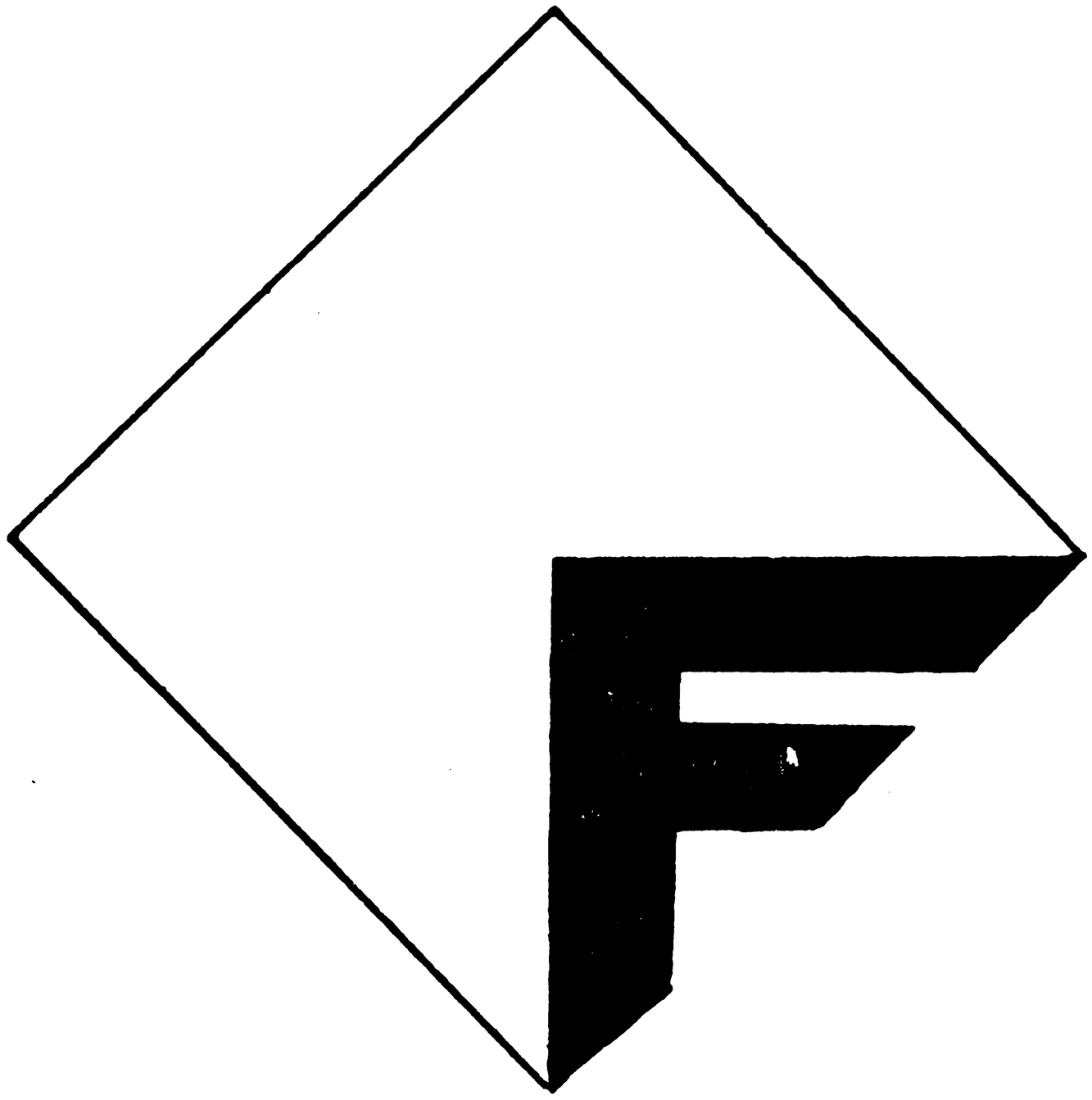
JÁN PIŠÚT, VÁCLAV FREI, JOSEF FUKA,
DOBROSLAV LEHOTSKÝ, JAROMÍR ŠIROKÝ,
EVA TOMANOVÁ, VLADIMÍR VANÝSEK



FYZIKA PRE 4. ROČNÍK GYMNÁZIÍ

SLOVENSKÉ
PEDAGOGICKÉ
NAKLADATEĽSTVO
BRATISLAVA

Autori © prof. RNDr. Ján Pišút, DrSc., RNDr. Václav Frei, CSc., prof. RNDr. Josef Fuka, doc. RNDr. Dobroslav Lehotský, CSc., RNDr. Jaromír Široký, CSc., RNDr. Eva Tomanová, prof. RNDr. Vladimír Vanýsek, DrSc., 1987

Lektorovali: RNDr. Karel Bartuška, RNDr. Andrej Grega, doc. RNDr. Oldřich Lepil, CSc., RNDr. Bedřich Velický, CSc., Jednota slovenských matematikov a fyzikov

Časti českých spoluautorov preložil © prof. RNDr. Ján Pišút, DrSc.

Koordinátori: RNDr. Oldřich Lepil, CSc., RNDr. Jan Maršák, CSc., RNDr. Eva Tomanová

Schválilo Ministerstvo školstva SSR dňa 25. novembra 1985 pod číslom 11548/1985-21 ako prvé vydanie učebnice pre 4. ročník gymnázia.

Tretie vydanie, 1993
Všetky práva vyhradené.
Toto dielo ani žiadnu jeho časť nemožno reprodukovať bez súhlasu majiteľa práv.

ISBN 80-08-01450-4 (2. vydanie)

ISBN 80-08-02101-2

OBSAH

PREDSLOV 9

SVETLO A ŽIARENIE 11

1. Základné pojmy 12
1.1 Základné vlastnosti svetla. Rýchlosť svetla 12
1.2 Odraz a lom svetla. Index lomu 15
1.3 Úplný odraz svetla 18

2. Optické sústavy a optické zobrazovanie 21
2.1 Pojem optickej sústavy a optického zobrazovania 21
2.2 Zobrazovanie odrazom na rovinnej ploche. Rovinné zrkadlo 23
2.3 Zobrazovanie odrazom na guľovej ploche. Duté a vypuklé zrkadlo 25
2.4 Šošovky ako zobrazovacie sústavy 31
2.5 Zobrazovacia rovnica šošovky 36
2.6 Oko ako optická sústava 39
2.7 Lupa a mikroskop 41
2.8 Ďalekohľad 46
Zhrnutie — Základné pojmy. Optické sústavy a optické zobrazovanie 50

3. Vlnové vlastnosti svetla 53
3.1 Disperzia svetla. Spektrálne farby 53
3.2 Interferencia svetla. Farba tenkých vrstiev 57
3.3 Použitie interferencie svetla 61
3.4 Ohyb svetla na prekážkach 63
3.5 Ohyb svetla na dvojštrbine a optickej mriežke 65
3.6 Prirodzené a polarizované svetlo 70
3.7 Polarizácia svetla odrazom a lomom. Dvojlom 73
3.8 Využitie polarizácie svetla 76
Zhrnutie — Vlnové vlastnosti svetla 78

4. Elektromagnetické žiarenie a jeho energia 80
4.1 Prehľad elektromagnetického žiarenia 80
4.2 Infračervené a ultrafialové žiarenie 82
4.3 Základné pojmy spektrálnej analýzy. Čiarové spektrá 83
4.4 Základné rádiometrické a fotometrické veličiny 87
4.5 Tepelné žiarenie. Žiarenie čierneho telesa 92
4.6 Röntgenové žiarenie 96
Zhrnutie — Elektromagnetické žiarenie a jeho energia 100

ZÁKLADY ŠPECIÁLNEJ TEÓRIE RELATIVITY 103

5. Základy špeciálnej teórie relativity 103
5.1 Priestor a čas v klasickej mechanike a niektoré jej základné myšlienky 103
5.2 Vznik špeciálnej teórie relativity 107
5.3 Relatívnosť súčasnosti 110
5.4 Synchronizácia hodín a dilatácia času 113
5.5 Kontrakcia dĺžok. Relativistické skladanie rýchlostí 117
5.6 Základné pojmy relativistickej dynamiky 120
5.7 Súvislosť energie a hmotnosti 123
Zhrnutie — Základy špeciálnej teórie relativity 126

ÚVOD DO KVANTOVEJ, ATÓMOVEJ A JADROVEJ FYZIKY 129

6. Základné pojmy kvantovej fyziky 130
6.1 Fotoelektrický jav 130
6.2 Einsteinova teória fotoelektrického javu 134
6.3 Comptonov jav 136
6.4 Svetelné kvantá alebo svetelné vlny? 138
6.5 Základné poznatky o atómoch 140
6.6 Objav atómového jadra 143
6.7 Čiarový charakter atómových spektier a kvantovanie energie atómov 146
6.8 Experimentálne overenie kvantovania energie atómov 150
6.9 Spontánna a stimulovaná emisia žiarenia. Princíp lasera 151
6.10 Vlnové vlastnosti častíc 155
6.11 Sú elektróny vlny alebo častice? 158
Zhrnutie — Základné pojmy atómovej a kvantovej fyziky 160

7. Elektrónový obal atómu 162
7.1 Kvantové stavy ako stojaté elektrónové vlny 162
7.2 Elektrónová stojatá vlna v jednom rozmere 166
7.3 Kvantovomechanický model atómu vodíka. Kvantové čísla 168
7.4 Pauliho princíp 172
7.5 Atómy s viacerými elektrónmi. Periodická sústava prvkov 173
7.6 Chemická väzba 176
Zhrnutie — Elektrónový obal atómu 179

8. Atómové jadrá a elementárne častice 180
8.1 Experimentálne metódy jadrovej fyziky. Detekcia častíc 181
8.2 Časticové zloženie jadier. Nuklidy. Izotopy 183
8.3 Hmotnostný úbytok a väzbová energia jadra. Jadrové sily 187
8.4 Syntéza a štiepenie jadier 190
8.5 Reťazová reakcia, jadrový reaktor, jadrová elektráreň 194

8.6 Zákony zachovania pri jadrových procesoch 198
8.7 Prirodzená a umelá rádioaktivita. Jadrové žiarenie 201
8.8 Časový priebeh rádioaktívnej premeny. Aktivita žiariča 205
8.9 Využitie rádionuklidov 208
8.10 Bezpečnosť pri práci s jadrovými zariadeniami a rádionuklidmi. Ochrana životného prostredia 212
8.11 Fyzika „elementárnych" častíc 214
8.12 Od atómov ku kvarkom 217
Zhrnutie — Atómové jadrá a elementárne častice 219

ASTROFYZIKA 221

9. Žiarenie — zdroj informácií o hviezdach a vesmíre 223
9.1 Vzdialenosti v slnečnej sústave 225
9.2 Vzdialenosti hviezd 226
9.3 Hmotnosti hviezd 228
9.4 Žiarivé výkony a povrchové teploty hviezd 231
9.5 Spektrá hviezd 233
9.6 Základné údaje o hviezdach 236
Zhrnutie — Žiarenie, zdroj informácií o hviezdach a vesmíre 237

10. Zdroje energie, stavba a vývoj hviezd 239
10.1 Zdroje energie vo hviezdach 240
10.2 Stavové diagramy hviezd 242
10.3 Vývoj hviezd 245
10.4 Záverečné štádiá života hviezd 249
10.5 Vznik našej planetárnej sústavy 253
Zhrnutie — Zdroje energie, stavba a vývoj hviezd 256

11. Štruktúra a vývoj vesmíru 257
11.1 Základné údaje o štruktúre vesmíru 257
11.2 Rozpínanie vesmíru 261
11.3 Reliktové kozmické žiarenie 265
11.4 Súčasná predstava o vývoji vesmíru 266
Zhrnutie — Štruktúra a vývoj vesmíru 268

FYZIKÁLNY OBRAZ SVETA 270

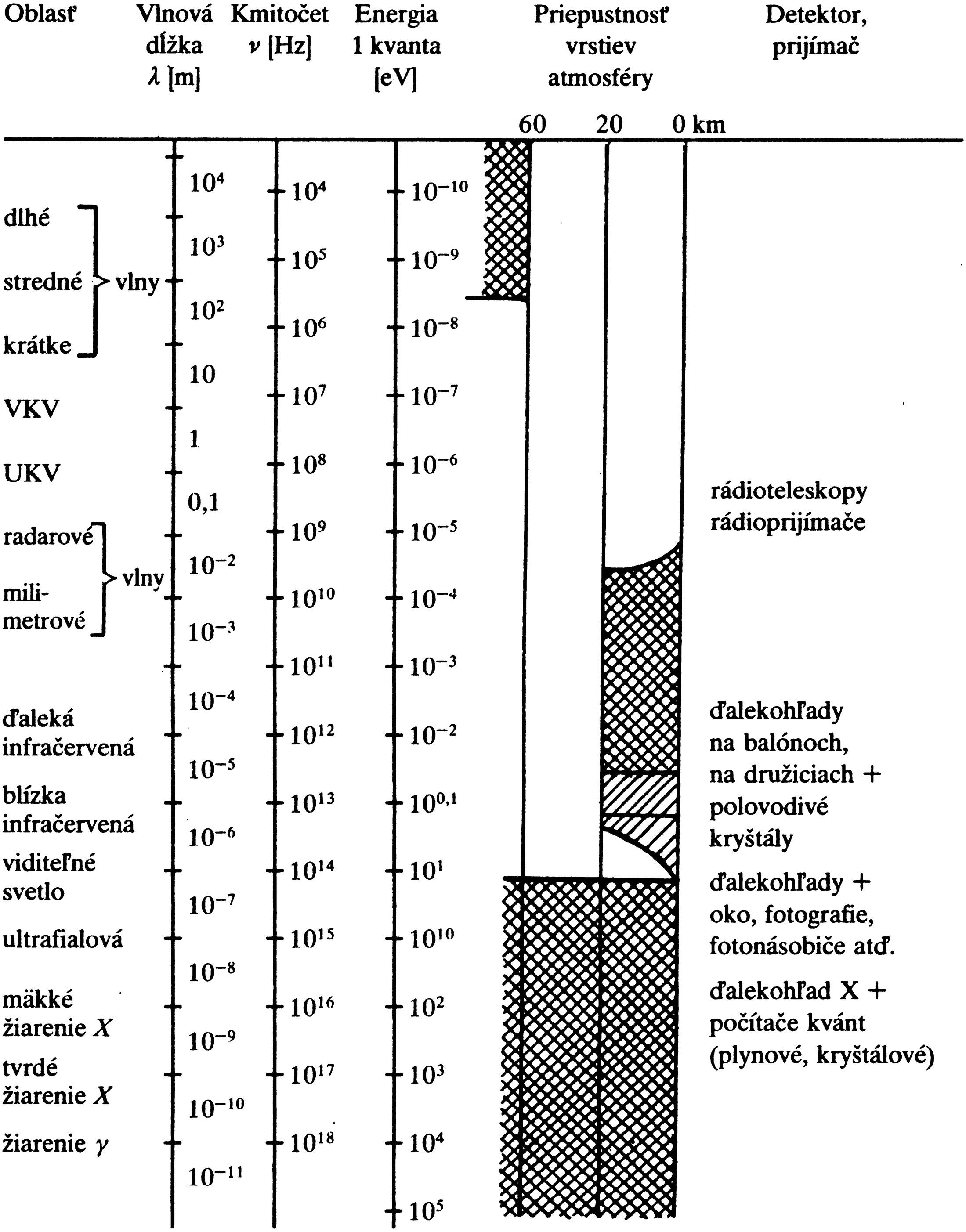
12. Fyzikálny obraz sveta 270
12.1 Vývoj fyzikálneho obrazu sveta 270
12.2 Súčasný fyzikálny obraz sveta 272
12.3 Fyzika a ostatné prírodné vedy 274
12.4 Fyzika, technika a technológia 275

CVIČENIA Z FYZIKY 277

Cvičenie 1 Meranie indexu lomu 277
Cvičenie 2 Optické zobrazovanie 280
Cvičenie 3 Meranie ohniskovej vzdialenosti šošovky 286
Cvičenie 4 Štúdium stavby a funkcie fotografického prístroja 290
Cvičenie 5 Meranie vlnovej dĺžky svetla 295
Cvičenie 6 Relativistická kinematika a dynamika 301
Cvičenie 7 Pozorovanie a porovnávanie spektier rôznych látok 309
Cvičenie 8 Vlnové a kvantové vlastnosti žiarenia a častíc 312
Cvičenie 9 Elektrónový obal atómu 316
Cvičenie 10 Fyzika atómového jadra 319

REGISTER 323

SPEKTRUM ELEKTROMAGNETICKÉHO ŽIARENIA



PREDSLOV

V tejto učebnici sa budeme zaoberať vlastnosťami elektromagnetického žiarenia s rozličnými vlnovými dĺžkami. Postupne sa oboznámime so základnými pojmami a zákonmi tých častí fyziky, ktoré vznikli v našom storočí: špeciálnou teóriou relativity, štruktúrou atómov a základmi kvantovej fyziky, s jadrovou fyzikou a astrofyzikou.

Poznatky modernej fyziky podstatne ovplyvňujú náš každodenný život. Spomeňme aspoň jadrové elektrárne a súčasnú elektroniku, ktorá vďačí za svoj zrod fyzike tuhých látok a tá zasa využíva kvantovú fyziku.

Fyzika preniká do mnohých prírodovedných disciplín, do lekárskych vied aj do techniky a technológie. Súčasná fyzika má veľký význam pre teóriu poznania i pre vedecký svetonázor. Každá epocha vo vývoji civilizácie na Zemi mala svoju predstavu o vzniku sveta. Súčasnú vedeckú predstavu o vývoji vesmíru a našej Slnečnej sústavy poskytuje astrofyzika, s ktorou sa oboznámime v záverečných kapitolách učebnice.

V našom storočí fyzika spoznala zákonitosti mikrosveta, zákonitosti, ktoré platia pri rýchlostiach blízkych rýchlosti svetla, i zákonitosti štruktúry a vývoja vesmíru ako celku. Mnohé z týchto zákonov sa podstatne odlišujú od toho, čo poznáme z našej každodennej skúsenosti. Aj to tvorí vo fyzike 20. storočia isté ťažkosti. Preto sme sa v tejto učebnici zamerali iba na základnú informáciu o nových fyzikálnych poznatkoch a myšlienkach a o tom, ako tieto poznatky ovplyvňujú svet, v ktorom žijeme. Hlbšie poznatky o modernej fyzike možno získať až na vysokej škole.

Pri takej rozvetvenej disciplíne, akou je súčasná fyzika a pri jej mnohých aplikáciách v technickej praxi a v iných vedných disciplínach, vzniká reálne nebezpečenstvo, že rôzne fyzikálne poznatky, ktoré získate, budú sa javiť ako veci navzájom nesúvisiace, a nie ako časti jedného celku. Usilovali sme sa tomu zabrániť dvoma spôsobmi. V každej kapitole sa sústreďujeme iba na základné poznatky, a ak je to možné, vyhýbame sa podrobnostiam. Pred jednotlivými kapitolami sú zväčša úvody, ktoré oboznamujú, ako daná časť fyziky vznikla a ako súvisela s predchádzajúcim vývojom fyziky. Za niektorými statami uvádzame poznámky, ktoré dopĺňajú hlavný text učebnice. Predpokladáme totiž, že v štvrtom ročníku majú žiaci už vyhranené záujmy a tieto úvody a poznámky za jednotlivými statami pomôžu žiakom, ktorí budú na vysokej škole študovať technické alebo prírodovedné disciplíny, pochopiť fyziku ucelenejšie.

Podstatným znakom fyziky je jej úsilie o pochopenie základných zákonov prírody a úsilie o ich praktické využitie. Toto úsilie veľmi dobre vidieť, ak sledujeme, ako sa fyzikálne poznanie vyvíja. Z hotových faktov alebo poznatkov túto stránku fyziky vidieť menej.

Za každou statou sú v učebnici úlohy, ktorých riešenie je nevyhnutné.

Súčasťou učebnice sú aj teoretické a laboratórne cvičenia. Na konci učebnice je farebná príloha a register. Súčasná fyzika je zaujímavou a pre rozvoj spoločnosti dôležitou disciplínou. Ak sa nám ju podarilo v tejto učebnici ukázať z tohto hľadiska, tak učebnica splnila jeden zo svojich cieľov.

Pripomíname, že časti textu tlačené petitom nie sú určené na skúšanie.

Autori

SVETLO A ŽIARENIE

Elektromagnetické vlnenie vzniká nielen v elektrických oscilátoroch, ale aj v atómoch, prípadne v molekulách. Len veľmi úzka časť tohto elektromagnetického vlnenia, s vlnovými dĺžkami (vo vákuu) od 380 nm do 780 nm (s frekvenciami od $7{,}8 \cdot 10^{14}$ Hz do $3{,}8 \cdot 10^{14}$ Hz), spôsobuje v našom oku fyziologický vnem, nazvaný **videnie**. Príslušná časť elektromagnetického vlnenia sa volá **svetlo*** (svetelné žiarenie, viditeľné žiarenie).

Veda, ktorá skúma zákonitosti svetelných javov vznikajúcich pri šírení svetla v prostrediach a na ich rozhraniach, pri vzájomnom pôsobení svetla a látky a študuje podstatu svetla, sa volá **optika**.

Názory na podstatu svetla prešli zložitým vývojom. Podľa Newtona bolo svetlo prúdom častíc (časticová — korpuskulárna teória) a podľa Huygensa mechanickým vlnením (vlnová teória). Koncom 19. storočia sa zásluhou Maxwella zistilo, že svetlo je špeciálnym prípadom elektromagnetického vlnenia. Zdalo sa, že časticový model možno úplne zavrhnúť. Začiatkom 20. storočia, pri skúmaní javov súvisiacich s pohlcovaním a vyžarovaním svetla látkou, bolo však treba opäť zaviesť pojem častice (fotónu — ako kvanta energie). To znamenalo akýsi návrat ku korpuskulárnej teórii na vyššej úrovni. Dnešné predstavy o podstate svetla sú vyjadrené v kvantovej teórii (pozri kapitolu 6).

V prvých dvoch kapitolách sa budeme zaoberať optickými javmi, pri ktorých podstata svetla nemá hlavnú úlohu a základnými pojmami sú svetelné lúče, šírenie svetla v prostredí, odraz a lom na rozhraniach (geometrická alebo lúčová optika). V tretej kapitole sa oboznámime s vlnovými vlastnosťami svetla. V ďalších častiach učebnice sa oboznámime s rôznymi druhmi elektromagnetického žiarenia a kvantovými vlastnosťami svetla.

---

* Hranice rozsahu svetla nemožno presne definovať, lebo sa môžu meniť v závislosti od pozorovateľa. Dolná hranica je v rozsahu 380 nm až 400 nm, horná hranica 760 nm až 780 nm.

1. Základné pojmy

1.1 Základné vlastnosti svetla. Rýchlosť svetla

Telesá, ktoré vysielajú svetlo, sú **svetelné zdroje**. V nich vzniká svetelná energia premenou rôznych druhov energie, napr. vnútornej, elektrickej, chemickej, jadrovej. Svetelná energia sa vlnením prenáša do okolitého priestoru. Odraz a rozptyl na osvetlených telesách spôsobuje, že ich vidíme, hoci telesá svetlo nevysielajú.

So základnými vlastnosťami svetla ste sa už oboznámili na základnej škole, preto ich iba zhrnieme, prípadne spresníme:

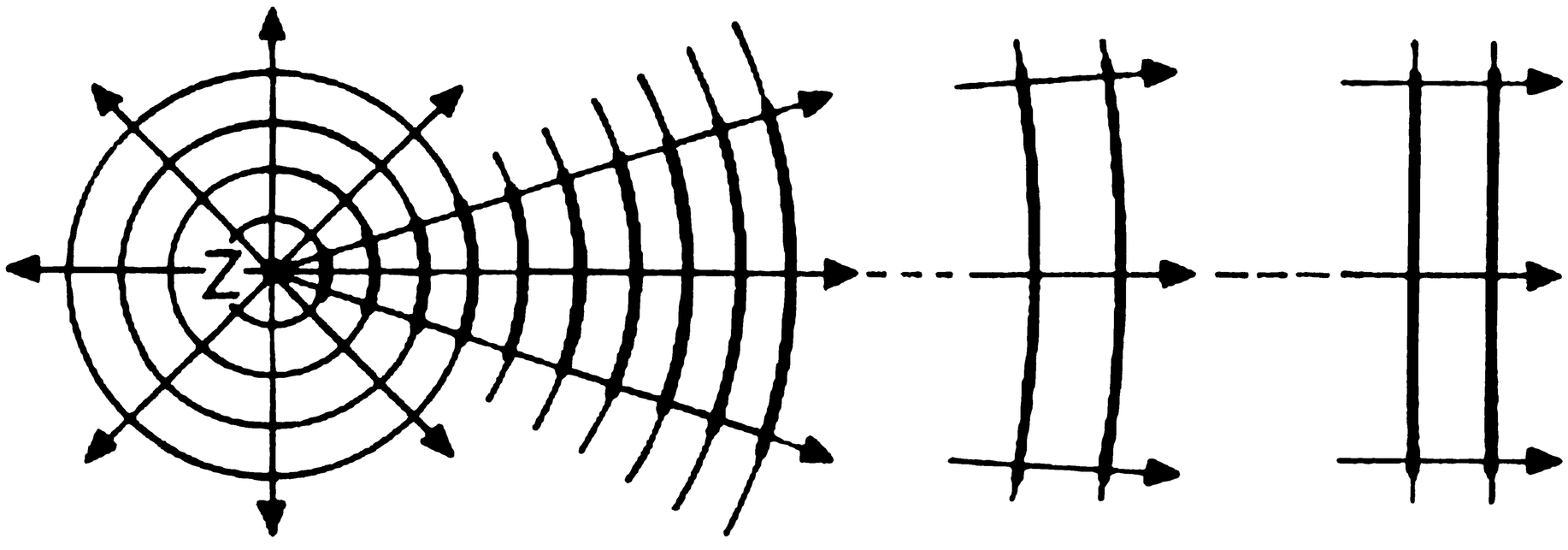
1. Prostredie, ktorým sa svetlo šíri, nazývame **optické prostredie**. **Priehľadné prostredie** svetlo prepúšťa bez podstatného zoslabenia (pohltenia, absorpcie) — cez toto prostredie predmety vidíme. **Nepriehľadné prostredie** svetlo neprepúšťa (pohlcuje ho, alebo odráža). **Priesvitné prostredie** (napr. mliečne sklo) svetlo prepúšťa, pričom ho však rozptyľuje všetkými smermi. Optické prostredie, ktoré má všade rovnaké optické vlastnosti, je **rovnorodé**.

2. V rovnorodom optickom prostredí sa svetlo šíri **priamočiaro***.

3. Priamočiare šírenie svetla umožnilo zaviesť dôležitý model — **svetelný lúč**, ktorý je užitočný pri opise mnohých optických javov. Keďže svetlo je vlnenie, platí preň Huygensov princíp, ktorý poznáte z 3. ročníka. Podľa tohto princípu aj svetelné vlnenie, ktoré vychádza z bodového zdroja svetla (obr. 1-1), šíri sa v rovnorodom prostredí v guľových vlnoplochách. **Priamka kolmá na vlnoplochu udáva smer, v ktorom sa šíri svetlo a nazýva sa svetelný lúč.** Ak je zdroj vo veľkej vzdialenosti, môžeme guľový vrchlík považovať za časť roviny, keď

---

* Priamočiare šírenie svetla a princíp nezávislosti chodu lúčov nie sú všeobecné vlastnosti svetla. Pri istých podmienkach nastáva zjavné porušenie týchto vlastností, o čom sa dozviete v statiach 3.2 a 3.4.

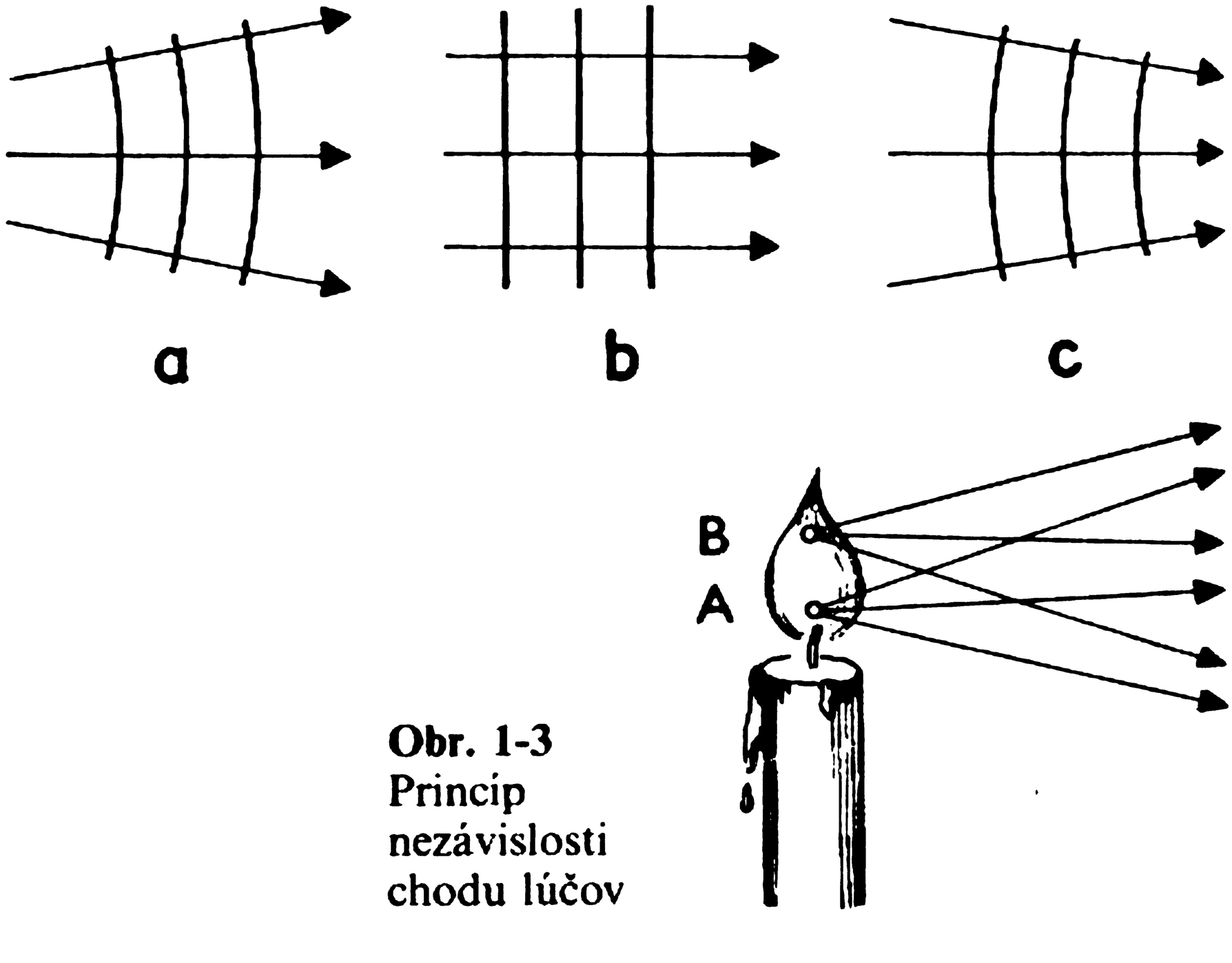


Obr. 1-1 Svetelné lúče a vlnoplochy

svetelné lúče sú rovnobežné. V rovnorodom prostredí sa svetlo šíri priamočiaro v rovnobežných, rozbiehavých alebo v zbiehavých zväzkoch lúčov (obr. 1-2).

4. Svetelné lúče, ktoré vychádzajú z priestorového zdroja svetla (obr. 1-3), napr. z bodov *A* a *B*, navzájom sa pretínajú, pričom sa neovplyvňujú a postupujú prostredím nezávisle jeden od druhého. Táto vlastnosť svetla sa nazýva **princíp nezávislosti chodu lúčov.**

Dôležitou fyzikálnou veličinou, ktorej výsledky merania mali rozhodujúci význam pre rozvoj optiky a celej fyziky, je **rýchlosť svetla.** Dlho trvalo, kým sa určila jej veľkosť. Prvýkrát bola určená v roku 1675, a to astronomickou metódou, pri pozorovaní vstupu a výstupu jedného Jupiterovho mesiaca do tieňa planéty. Prvé pozemské meranie rýchlosti svetla urobil francúzsky fyzik ARMAND FIZEAU(fizó; 1819—1896) v ro-



Obr. 1-2 Svetelné lúče a vlnoplochy: **a)** pri rozbiehavom svetle, **b)** pri rovnobežnom svetle, **c)** pri zbiehavom svetle

Obr. 1-3 Princíp nezávislosti chodu lúčov

ku 1849 (pozri 2. úlohu tejto state). V súčasnosti poznáme viac ako 100 metód merania tejto veličiny. Posledným meraním bola určená hodnota rýchlosti svetla c vo vákuu

$$c = 299\,792\,458 \text{ m} \,.\, \text{s}^{-1}$$

V ďalších úvahách a výpočtoch vystačíme zväčša s približnou hodnotou $c \doteq 3 \,.\, 10^8 \text{ m} \,.\, \text{s}^{-1} = 300\,000 \text{ km} \,.\, \text{s}^{-1}$.

Z presných meraní aj z fyzikálnych teórií vyplýva:

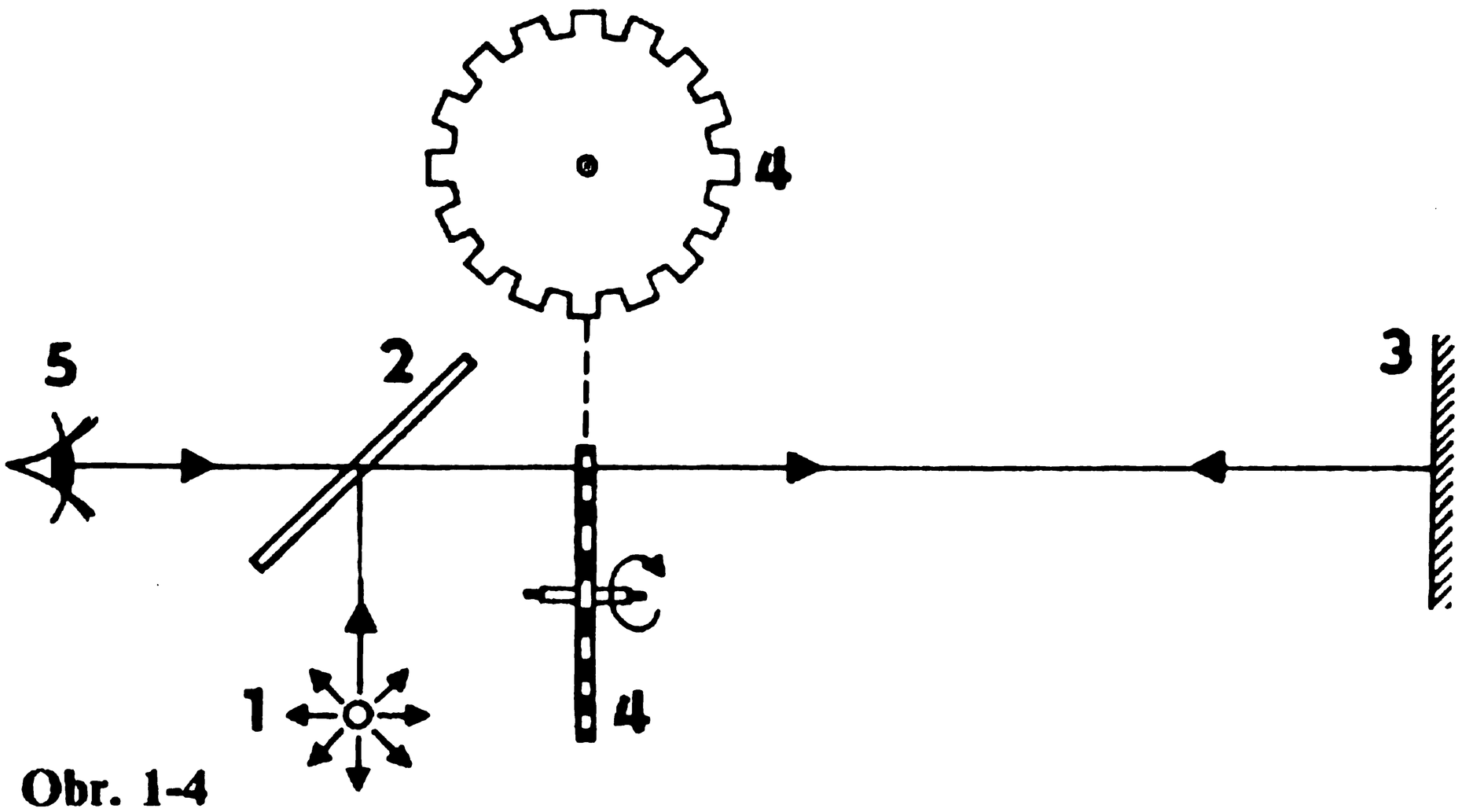
Rýchlosť svetla c **vo vákuu** je najväčšia známa rýchlosť, s ktorou sa pohybujú hmotné objekty a jej veľkosť nezávisí od žiadnych iných fyzikálnych veličín — **je univerzálnou konštantou. V iných prostrediach závisí rýchlosť svetla** v **nielen od fyzikálnych vlastností prostredí (napr. teploty, tlaku) ale aj od frekvencie svetla,** pričom platí $v < c$.

Vo vzduchu sa svetlo šíri približne rovnakou rýchlosťou ako vo vákuu: $v_{\text{vzduch}} \doteq c$. Vo vode má rýchlosť svetla hodnotu 225 000 km . s^{-1}, v skle 200 000 km . s^{-1}.

V roku 1983 bol meter ako jednotka dĺžky definovaný pomocou rýchlosti svetla vo vákuu a sekundy takto: meter je dráha, ktorú svetlo prejde vo vákuu za $\frac{1}{299\,792\,458}$ s.

Úlohy

1. Vysvetlite zatmenie Slnka a Mesiaca.
2. Princíp Fizeauovej metódy merania rýchlosti svetla je znázornený na obr. 1-4. Tesne za zrkadlom *2* je ozubené koliesko *4*, ktoré sa rovnomerne otáča. V okamihu, keď svetlo môže prejsť otvorom medzi zubami, svetlo postupuje ďalej k zrkadlu *3*, odkiaľ sa po odraze vracia späť. Keď na spiatočnej ceste svetlo opäť dopadne do toho istého otvoru (alebo ďalšieho otvoru), oko pozorovateľa *5* vidí zdroj *1*, keď dopadne na najbližší (alebo ďalší) zub, nevidí nič (pokus sa robí v tme). Pri istej frekvencii kolieska (ktorá sa nastaví) svetlo na spiatočnej ceste narazí na najbližší zub (pri dvojnásobnej frekvencii na otvor). Akú funkciu má v tomto pokuse otáčavé ozubené koliesko? Vypočítajte veľkosť rýchlosti svetla, ktorú zistil Fizeau, keď pri svojom pokuse použil koliesko, ktoré malo 720 zubov, zánik svetla pozoroval, keď malo 12,60 otáčok za sekundu a zrkadlo *3* bolo vo vzdialenosti 8 633 m od kolieska *4*. [313 270 km . s^{-1}]
3. Za aký čas dôjde na našu Zem svetlo z Mesiaca a zo Slnka? (Vzdialenosť Mesiaca je asi 380 . 10^3 km a Slnka asi 150 . 10^6 km.) [asi za 1,27 s; 8 min 20 s]



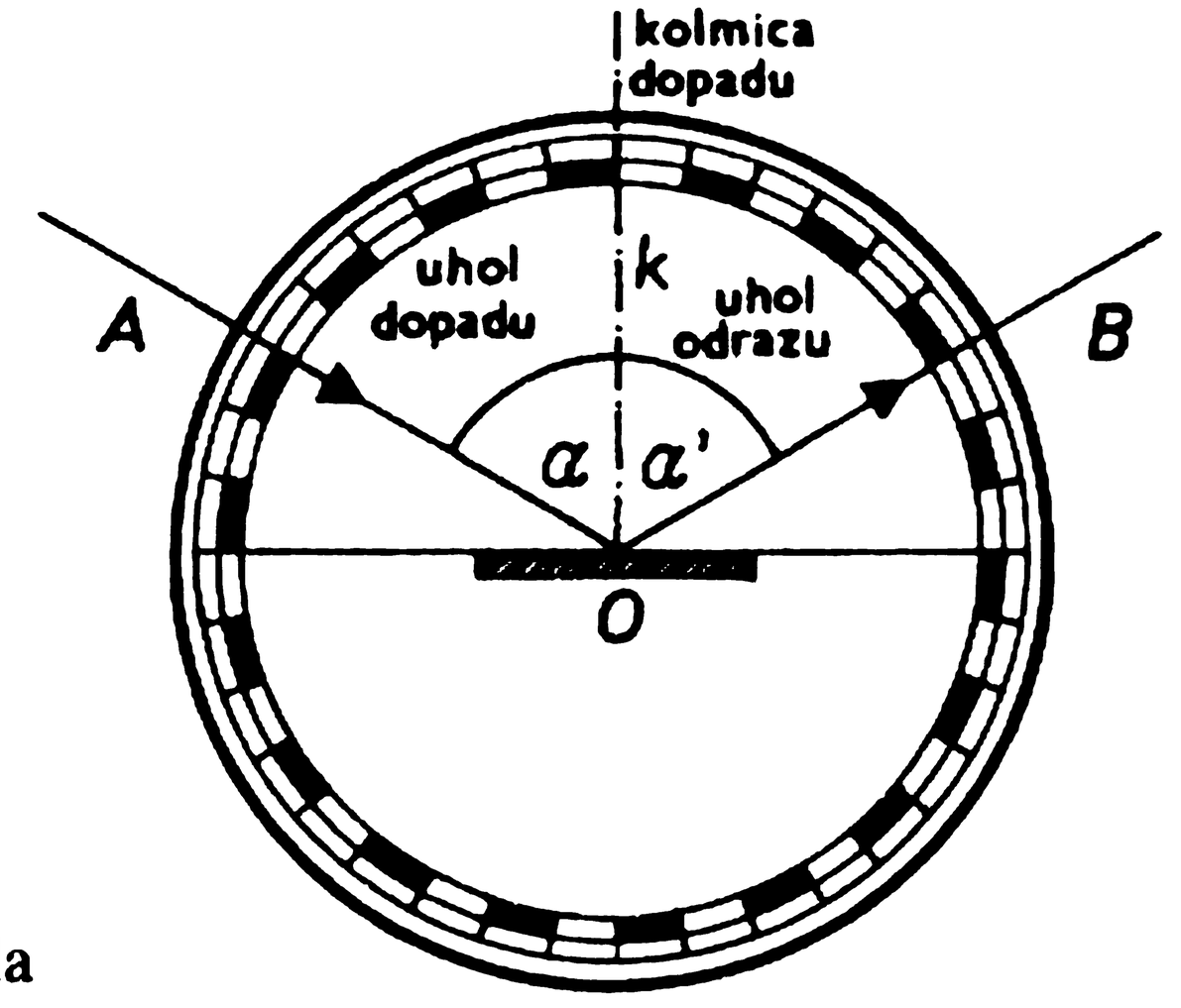
Obr. 1-4
Princíp Fizeauovej metódy merania rýchlosti svetla: **1** zdroj svetla, **2** polopriepustné zrkadlo, **3** zrkadlo, **4** ozubené koliesko, **5** oko pozorovateľa

1.2 Odraz a lom svetla. Index lomu

Pri dopade svetla na rozhranie dvoch optických prostredí, napr. vzduch—sklo, nastáva odraz a lom svetla. Časť svetla sa pohlcuje prostredia-

Zo základnej školy poznáte **zákon odrazu** (obr. 1-5): **odrazený lúč zostáva v rovine dopadu a veľkosť uhla odrazu** α' **sa rovná veľkosti uhla dopadu** α; $\alpha' = \alpha$.

Rovina určená dopadajúcim lúčom a kolmicou dopadu k, vztýčenou v mieste dopadu O lúča na rozhranie dvoch optických prostredí, je



Obr. 1-5
Odraz svetla

rovina dopadu. **Uhol dopadu** α (**odrazu** α') je uhol, ktorý zviera dopadajúci lúč AO (odrazený lúč OB) s kolmicou dopadu k.

Zákon odrazu platí pre všetky vlnové deje; v 3. ročníku ste ho dokázali aj pomocou Huygensovho princípu. Trajektóriu AOB (obr. 1-5) môže svetlo prejsť oboma smermi. Tento **zákon zámennosti chodu lúčov** platí nielen pri odraze, ale v celej geometrickej optike. Zákon odrazu nezávisí od vlastností svetla a platí pre svetlo každej frekvencie.

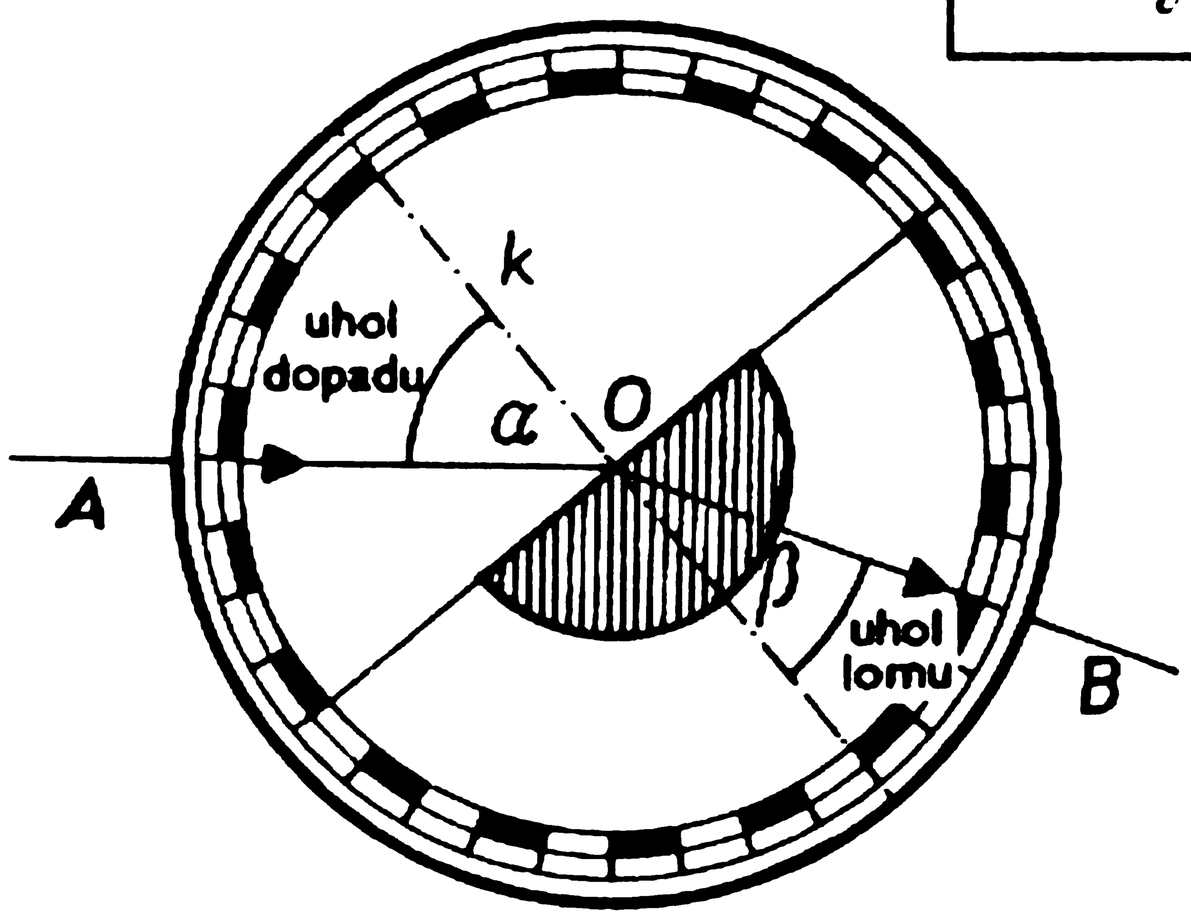
Ďalej zistíme **zákon lomu** svetla. Úzky jednofarebný zväzok lúčov (obr. 1-6) necháme dopadať na rovinné rozhranie vzduchu a skla tvaru polvalca na Hartlovej optickej doske. Pokusmi zistíme toto: Keď lúč dopadá na rozhranie kolmo, postupuje v skle v tom istom smere, v ktorom dopadol na rozhranie. Keď však lúč AO dopadá na rozhranie šikmo pod uhlom dopadu $\alpha \neq 0$, postupuje v skle v zmenenom smere OB — nastal lom svetla. Lomený lúč OB zviera s kolmicou dopadu k uhol β, ktorý nazývame **uhol lomu**. Lomený lúč OB zotrváva v rovine dopadu. Keďže v tomto prípade $\beta < \alpha$, nastal lom ku kolmici.

Meraním niekoľkých dvojíc uhlov α a β a vypočítaním ich sínusov dostávame záver, že pomer $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \text{konšt.}$ V 3. ročníku ste pri mechanickom vlnení na základe Huygensovho princípu zistili, že $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \dfrac{v_1}{v_2}$.

To platí aj pre svetlo, kde v_1 je rýchlosť svetla v prvom prostredí (vo vzduchu) a v_2 rýchlosť svetla v druhom prostredí (v skle).

Pomerom

$$n = \frac{c}{v} \tag{1.1}$$



Obr. 1-6
Lom svetla

definujeme **absolútny index lomu** n látky, kde c je rýchlosť svetla vo vákuu a v rýchlosť svetla v látke (prostredí). Absolútny index lomu (stručne index lomu) je bezrozmerná veličina. Udáva, koľkokrát je rýchlosť svetla v látke menšia ako rýchlosť svetla vo vákuu. Charakterizuje optické prostredie a závisí od rovnakých fyzikálnych vlastností ako rýchlosť v, lebo c je univerzálna konštanta. Neskôr sa presvedčíme, že pre danú látku, pri stálych podmienkach (teploty, tlaku), závisí od vlastnosti samotného svetla, t. j. od jeho frekvencie (farby). Preto ak nebude bližšie vyjadrené, za index lomu látky budeme považovať index lomu pre žlté sodíkové svetlo s frekvenciou $5{,}087\,264 \cdot 10^{14}$ Hz. **Svetlo s jedinou frekvenciou nazývame monofrekvenčné** (pozri stať 3.1).

Keď svetlo prechádza z prostredia 1 s indexom lomu n_1, v ktorom má rýchlosť v_1, do prostredia 2 s indexom lomu n_2, kde má rýchlosť v_2, potom pre pomer rýchlosti podľa (1.1) platí: $\frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{n_1} : \frac{c}{n_2} = \frac{n_2}{n_1}$ a **zákon lomu svetla** môžeme vyjadriť v tvare

$$\boxed{\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}} \quad \text{alebo} \quad \boxed{n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta} \qquad (1.2)$$

Pre lom svetla platí: **lomený lúč zostáva v rovine dopadu; pomer sínusu uhla dopadu a sínusu uhla lomu je pre dve dané prostredia veličina stála a rovná sa obrátenému pomeru absolútnych indexov lomu prostredí.** Zákon lomu svetla zistil v 17. storočí WILLEBROD SNELL (1591—1626), preto sa nazýva tiež **Snellov zákon.**

Z definičného vzťahu (1.1) vyplýva, že index lomu vákua $n_{\text{vákuum}} = 1$. Keďže $v_{\text{vzduch}} \doteq c$, aj index lomu vzduchu sa iba nepatrne odlišuje od indexu lomu vákua; napr. pre žlté sodíkové svetlo $n_{\text{vzduch}} = 1{,}000\,292$. Preto v praxi a pri výpočtoch sa na tento rozdiel neprihliada a $n_{\text{vákuum}} \doteq n_{\text{vzduch}}$. Keď $c \geqq v$, potom $n \geqq 1$.

Keď svetlo má v prvom prostredí väčšiu rýchlosť ako v druhom, hovoríme, že prvé prostredie je vzhľadom na druhé **opticky redšie** a naopak, druhé prostredie je vzhľadom na prvé **opticky hustejšie**.

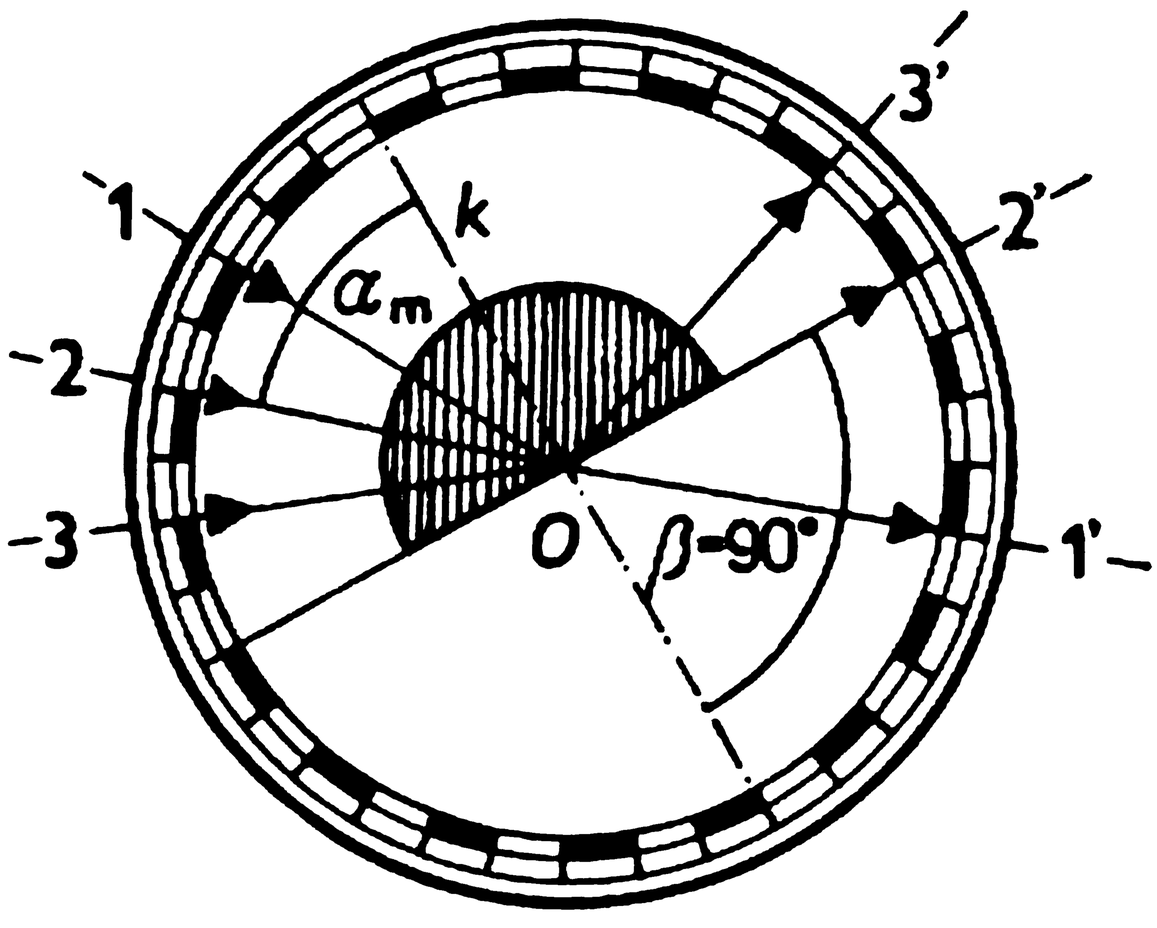
Úlohy

1. Rýchlosť červeného svetla v skle je 199 200 km . s^{-1} a fialového 196 700 km . s^{-1}. Určte index lomu skla pre červené a fialové svetlo. [1,505; 1,524]
2. Index lomu ľadu je 1,31, vody 1,33. oleja 1,47, skla 1,51. Aká je rýchlosť svetla v daných prostrediach? [229 000 km . s^{-1}; 226 000 km . s^{-1}; 204 000 km . s^{-1}; 199 000 km . s^{-1}]
3. Žlté svetlo sodíkovej lampy dopadá zo vzduchu ($n \doteq 1$) na stenu diamantu pod uhlom 68°, lomený lúč je kolmý na odrazený. Aký je index lomu diamantu pre použité svetlo? [2,48]
4. Na základe Huygensovho princípu dokážte zákon odrazu a zákon lomu svetla.

1.3 Úplný odraz svetla

Každý z vás iste pozoroval lesk bublín v kvapaline alebo v skle. V horúcich letných dňoch sa betónové alebo asfaltové rovné plochy v diaľke (napr. pri jazde autom) zdajú mokré. Aby sme tieto javy a veľa iných objasnili, skúmajme vlastnosti lomu svetla pri prechode z opticky hustejšieho do opticky redšieho prostredia.

Pokusom (obr. 1-7) sa presvedčíme, že pri lome svetla z prostredia opticky hustejšieho (skla) do prostredia opticky redšieho (vzduchu) nastáva lom od kolmice ($\beta > \alpha$). Zväčšovaním uhla dopadu zväčšuje sa aj uhol lomu. Pri istom uhle dopadu $\alpha = \alpha_m$, je uhol lomu $\beta = 90°$ (lúče 2-2′). Uhol dopadu α_m, ktorému zodpovedá uhol lomu $\beta = 90°$, nazývame **medzný uhol**.



Obr. 1-7
Úplný odraz svetla

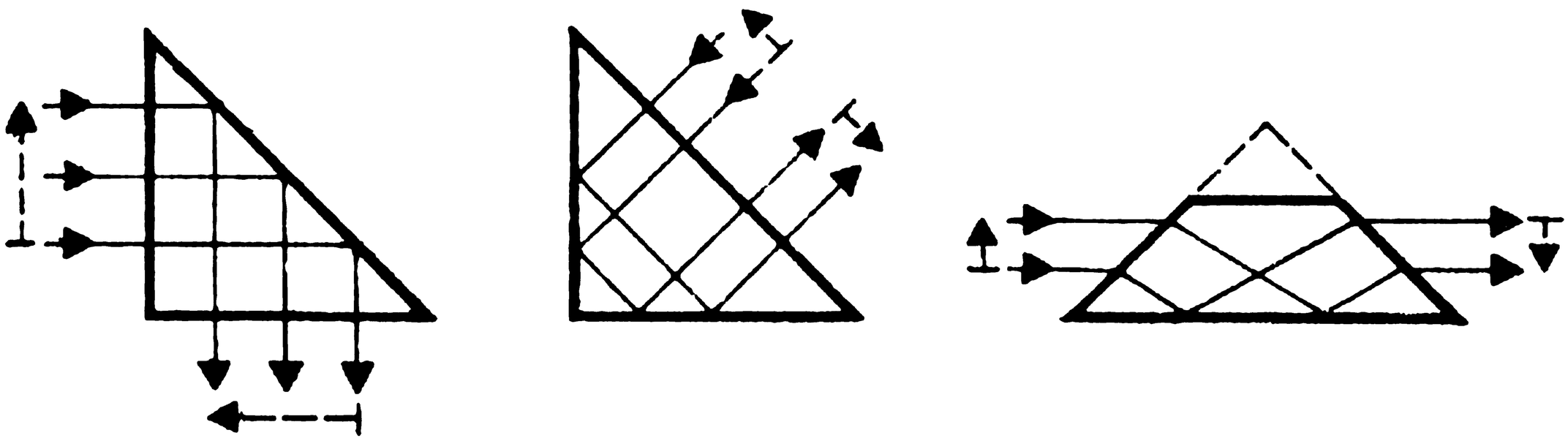
Keď uhol dopadu $\alpha > \alpha_m$, svetlo sa neláme do opticky redšieho prostredia (vzduchu), ale sa úplne odráža (lúče 3-3′). Hovoríme, že nastal **úplný (totálny) odraz** svetla.

Keď svetlo dopadá pod medzným uhlom α_m, potom podľa zákona lomu platí $n_1 \sin \alpha_m = n_2 \sin 90°$ alebo

$$\boxed{\sin \alpha_m = \frac{1}{n_1}} \qquad (1.3)$$

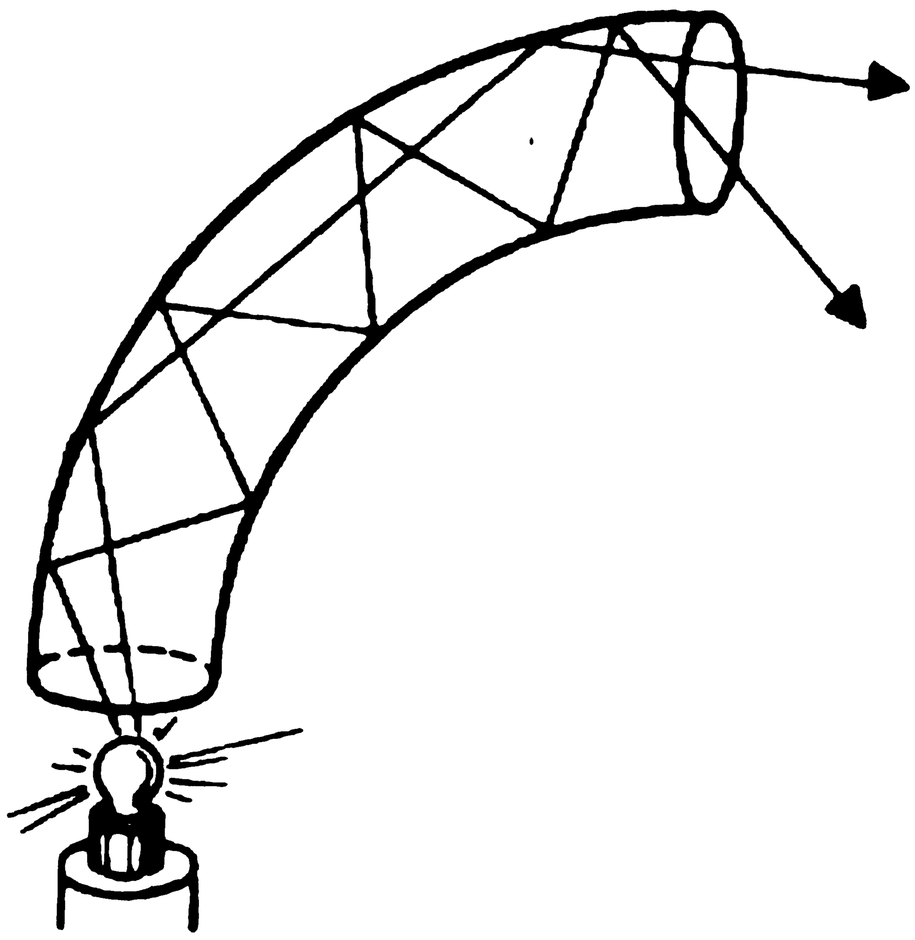
ak opticky redším prostredím je vzduch ($n_2 \doteq 1$). Meraním medzného uhla α_m môžeme podľa vzťahu (1.3) určiť index lomu n_1 prostredia. Na tomto princípe sú založené prístroje na meranie indexu lomu kvapalných a pevných látok, nazvané **refraktometre**.

Úplný odraz svetla sa využíva aj pri **odrazových hranoloch**, ktoré sa používajú v mnohých optických prístrojoch namiesto odrazu na zrkadle. Najjednoduchší odrazový hranol je sklený trojboký hranol, ktorého podstava má tvar rovnoramenného pravouhlého trojuholníka (obr. 1-8). Lúče, ktoré dopadajú na stenu hranola kolmo, pokračujú v nezmenenom smere hranolom. Pri dopade na rozhranie sklo—vzduch je uhol dopadu väčší ako medzný uhol; nastane úplný odraz.



Obr. 1-8
Odraz svetla na hranoloch

Na úplnom odraze svetla sú založené aj **svetlovodné vlákna** (obr. 1-9). Sústava takýchto tenkých vláken tvorí svetlovod, ktorý môže byť priamy alebo ohnutý. Svetlovody majú široké uplatnenie. V lekárstve umožňujú osvetliť a pozorovať neprístupné miesta, napr. v žalúdku. V oznamovacej technike sa využívajú na prenos informácií, napr. televíznych signálov.



Obr. 1-9
Svetlovodné vlákno

Úlohy

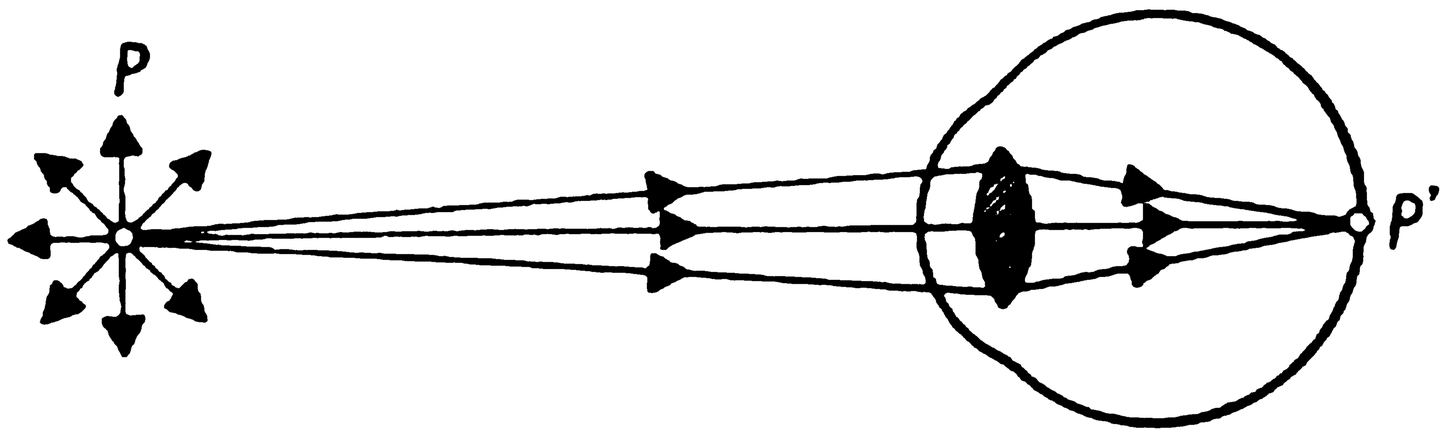
1. Vysvetlite javy spomenuté v 1. odseku tejto state.
2. Pri akom uhle dopadu nastáva úplný odraz, keď svetlo prechádza a) zo skla ($n = 1{,}5$) do vzduchu: b) z vody ($n = 1{,}3$) do vzduchu; c) zo skla do vody? [pri väčšom ako a) 41°50′; b) 50°20′; c) 60°]
3. Na sklenú platňu s indexom lomu n, hrúbkou d, ktorá je vo vzduchu, dopadá svetelný lúč pod uhlom dopadu α. Dokážte, že uhol lomu lúča vystupujúceho z platne sa rovná uhlu dopadu α. Určte posunutie x vychádzajúceho lúča vzhľadom na dopadajúci lúč. $\left[x = d \dfrac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta} \right]$

2. Optické sústavy a optické zobrazovanie

Optickými sústavami utvárame obrazy predmetov, ktoré pozorujeme priamo okom, zachytávame na premietacej stene. filme a pod. Optickou sústavou je napr. zrkadlo, šošovka, oko, fotografický prístroj, lupa, mikroskop, ďalekohľad. Princípy týchto zariadeni sú v podstate jednoduché a môžeme ich opísať zákonmi odrazu a lomu svetla a vlastnosťami, s ktorými sme sa oboznámili v 1. kapitole. V tejto kapitole sa s nimi oboznámime podrobnejšie.

2.1 Pojem optickej sústavy a optického zobrazovania

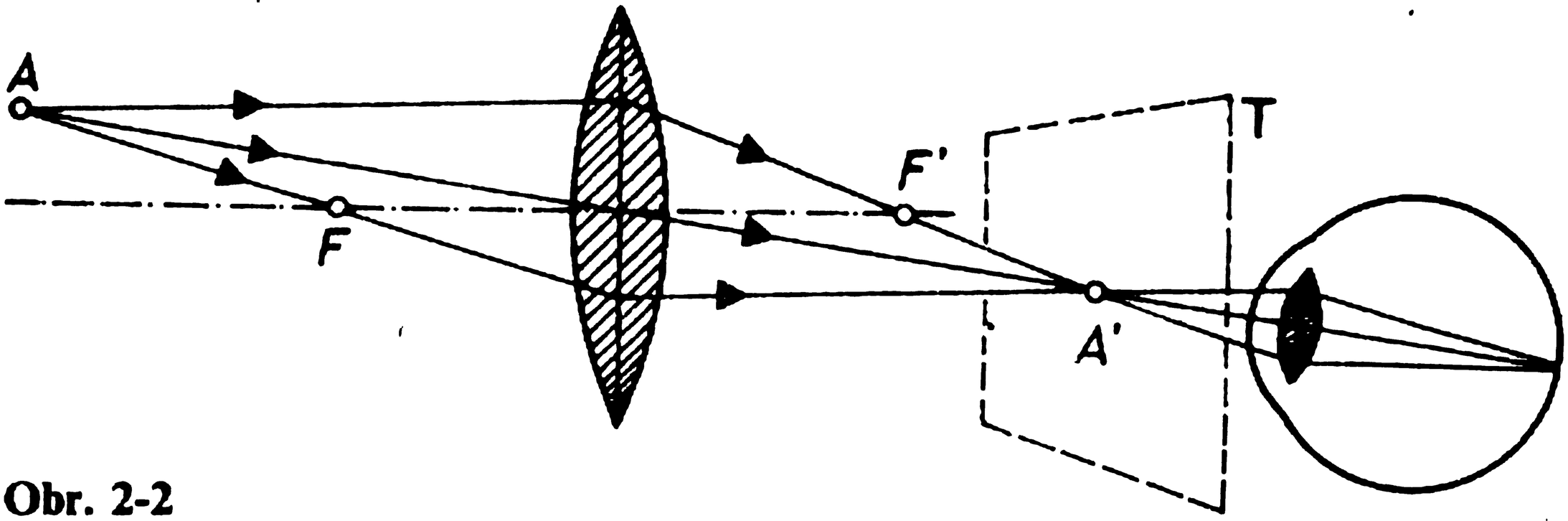
Z každého bodu telesa (svietiaceho alebo osvetleného) ako zobrazovacieho predmetu vychádza rozbiehavý zväzok lúčov. Keď takýto zväzok lúčov dopadne priamo do oka, hovoríme o **priamom videní** (obr. 2-1). Oko rozbiehavý zväzok lúčov zmení na zbiehavý a v jeho priesečníku P' vznikne obraz predmetu P. Oko pozorovaný bodový predmet P vidí mimo oka — vo vrchole kužeľa lúčov vstupujúcich do oka. Optickou sústavou, ktorá je medzi predmetom P a obrazom P', je oko. Súhrn obrazov všetkých bodov predmetu utvára celkový obraz predmetu.



Obr. 2-1
Priame videnie

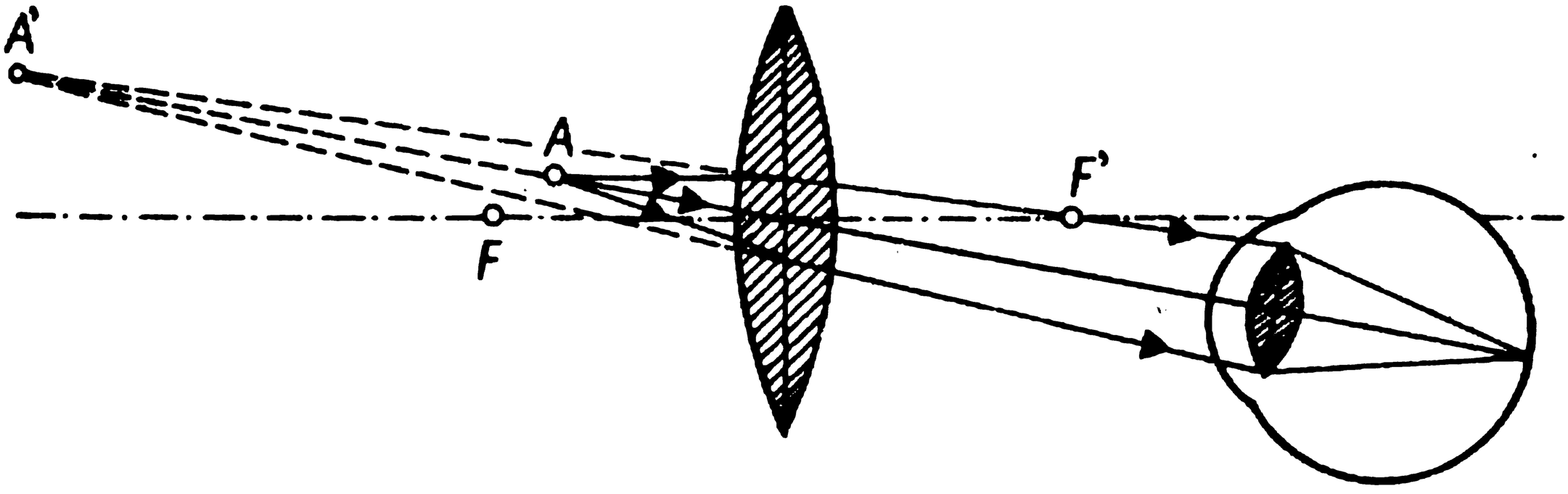
Pod optickou sústavou rozumieme všeobecne sústavu optických prostredí a ich rozhraní, ktoré menia smer chodu lúčov. Postup, ktorým získavame optické obrazy bodov (predmetov), nazývame optické zobrazovanie.

Keď lúče tvoria vplyvom optickej sústavy (napr. tenkej šošovky; obr. 2-2) zbiehavý zväzok, vznikne v ich priesečníku **skutočný** (reálny) **obraz** *A′*. Lúče sa v bode *A′* skutočne pretínajú, ním prechádza svetelná energia. Takýto obraz môžeme zachytiť na premietacej stene T (matnici). Oko vidí obraz predmetu *A* v bode *A′*.



Obr. 2-2
Skutočný obraz

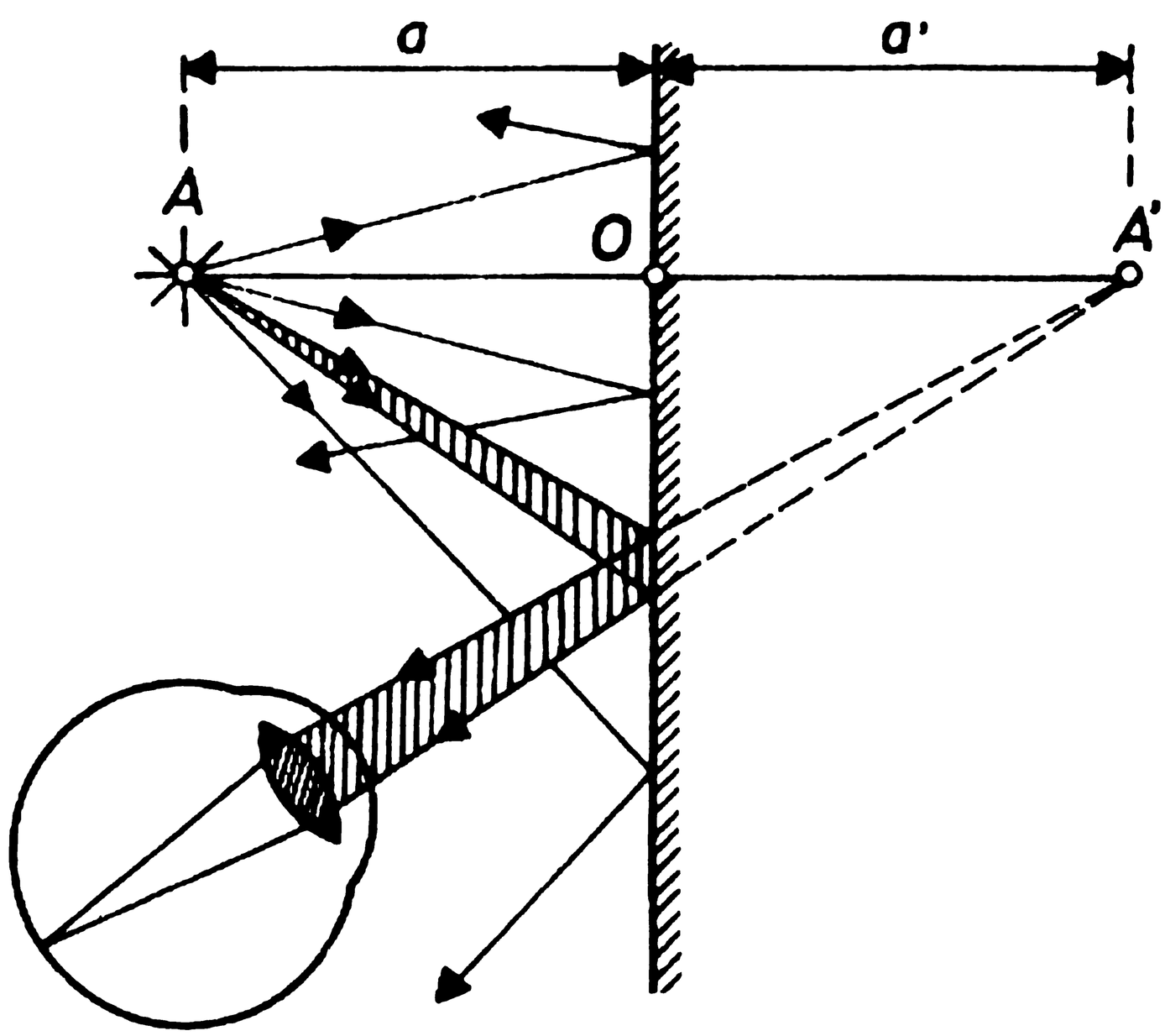
Keď lúče tvoria vplyvom optickej sústavy (napr. tenkej šošovky; obr. 2-3) rozbiehavý zväzok, potom sa nikde (mimo oka) nepretínajú. V oku na sietnici vznikne znova priesečník lúčov a pozorovateľovi sa zdá, akoby lúče vychádzali z bodu *A′*, ktorý je v priesečníku priamok vedených v opačnom smere, ako je chod lúčov pred vstupom do oka. V tomto prípade vznikne **neskutočný** (virtuálny) **obraz** *A′*. Bodom *A′* lúče ani svetelná energia neprechádzajú, preto ho nemožno zachytiť na premietaciu stenu (matnicu).



Obr. 2-3
Neskutočný obraz

2.2 Zobrazovanie odrazom na rovinnej ploche. Rovinné zrkadlo

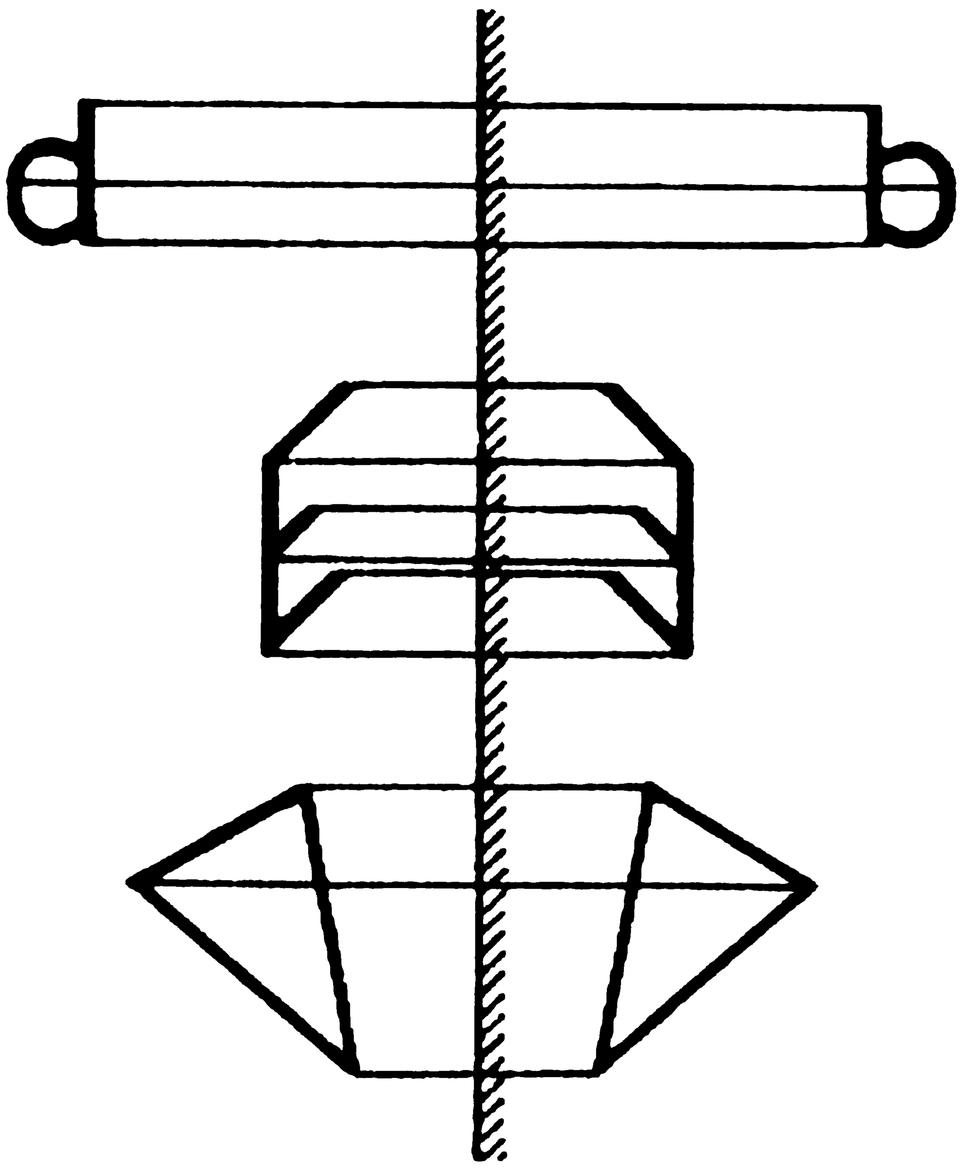
Zobrazovanie odrazom vzniká najmä na vyleštených rovinných plochách — na **rovinných zrkadlách**. Nech je pred zrkadlom bodový predmet A (svietiaci alebo osvetlený; obr. 2-4). Ak chceme zistiť, kde uvidíme obraz tohto bodu, zostrojíme niekoľko lúčov, ktoré vychádzajú z predmetu A a po odraze dopadajú do oka.



Obr. 2-4
Zobrazenie rovinným zrkadlom

Odrazené lúče zostrojíme podľa zákona odrazu. Z obr. 2-4 vidíme, že lúče po odraze na rovinnom zrkadle sú rozbiehavé a medzi zrkadlom a okom sa nepretínajú. Podľa state 2.1 je zrejmé, že vznikne neskutočný obraz A'. Z obr. 2-4, ako aj z pokusu vyplýva, že obraz A' je vo vzdialenosti $a' = |OA'|$, ktorá sa rovná vzdialenosti $a = |OA|$, teda $a = a'$. Preto obraz A' bodu A nájdeme jednoducho tak, že zostrojíme z bodu A kolmicu AO na zrkadlo a po predĺžení kolmice za zrkadlo nanesieme vzdialenosť $a' = a$.

Obraz akéhokoľvek (nebodového) predmetu zostrojíme tak, že nájdeme obraz každého bodu predmetu opísaným spôsobom (obr. 2-5). Pre obraz v rovinnom zrkadle platí: **obraz utvorený rovinným zrkadlom je vždy neskutočný, priamy, rovnako veľký ako predmet a súmerný s predmetom podľa roviny zrkadla.**



Obr. 2-5
Obrazy v rovinnom zrkadle

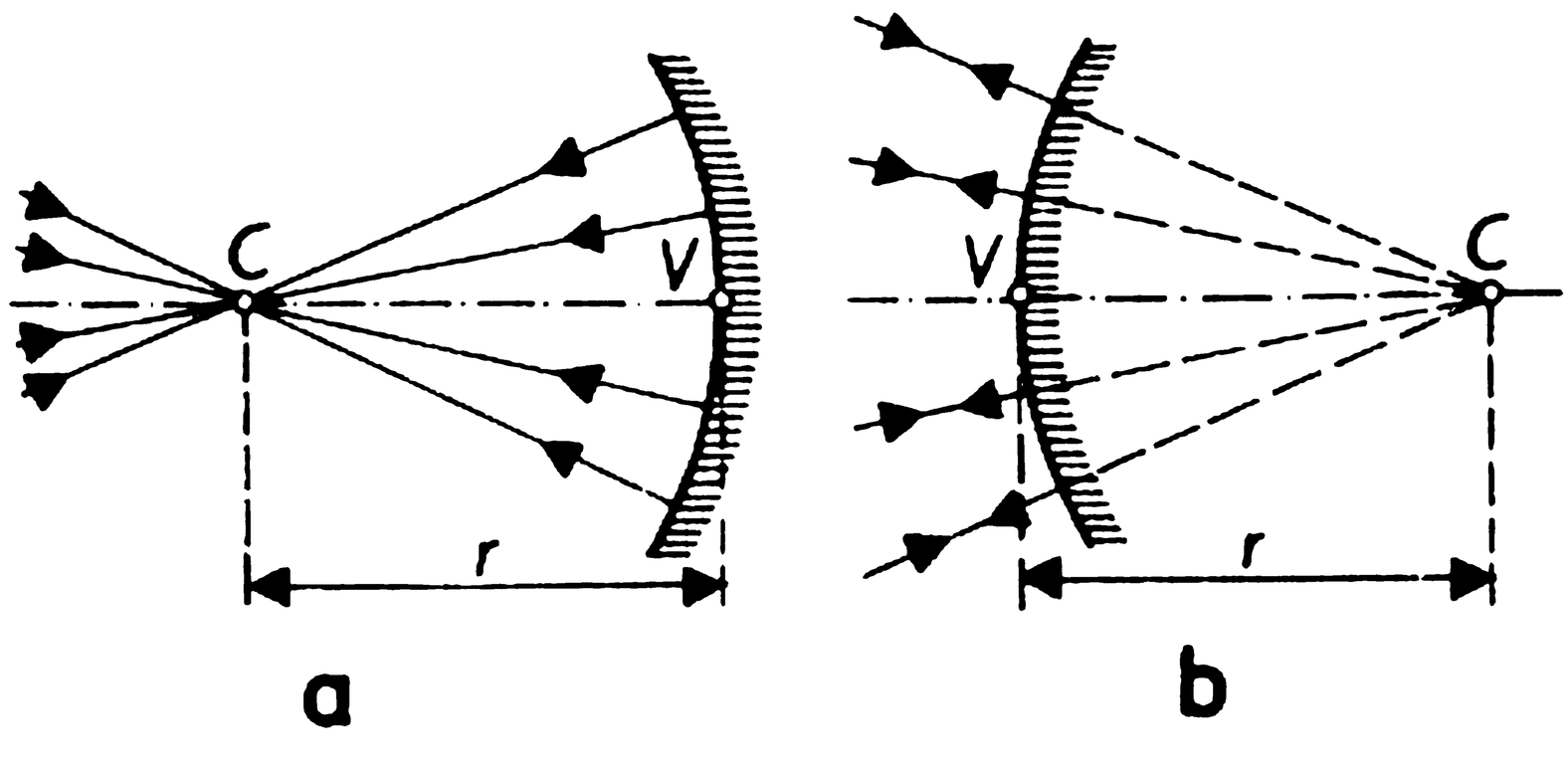
Rovinné zrkadlá, ktoré každodenne používame, majú zrkadliacu plochu (cínový amalgám) na zadnej stene sklenej platne. Čiastočný odraz nastáva aj na prednej stene platne, preto sa na presné merania používajú zrkadlá so zrkadliacou plochou na prednej stene zrkadla.

Úlohy

1. Môžeme vo vreckovom zrkadielku vidieť obraz celej budovy? Ak áno, tak kedy a ako? Vysvetlite.
2. Vaša výška je h, šírka ramien $š$. a) Aké najmenšie rozmery musí mať zrkadlo obdĺžnikového tvaru, aby ste sa v ňom celí videli? b) V akej výške od dlážky umiestite jeho dolný okraj? c) Ako ďaleko musíte od neho stáť? [a) $\frac{h}{2}, \frac{š}{2}$; b) $\frac{h'}{2}$, h' je vzdialenosť oka od dlážky; c) na vzdialenosti nezáleží]
3. Postavte pred seba na stôl dve vreckové zrkadielka tak, aby stáli kolmo na rovinu stola, navzájom sa dotýkali a aby uhol medzi rovinami zrkadiel bol 90°. Položte pred zrkadlá malý predmet. a) Zistite, koľko obrazov predmetu v zrkadlách vidíte a výsledok vysvetlite. (Pozorujte tesne nad rovinou stola v osi uhla zrkadiel.) b) Zmeňte uhol medzi zrkadlami na 60°, opíšte výsledok pozorovania a vysvetlite. [a) vzniknú 3 obrazy; b) vznikne 5 obrazov]

2.3 Zobrazovanie odrazom na guľovej ploche. Duté a vypuklé zrkadlo

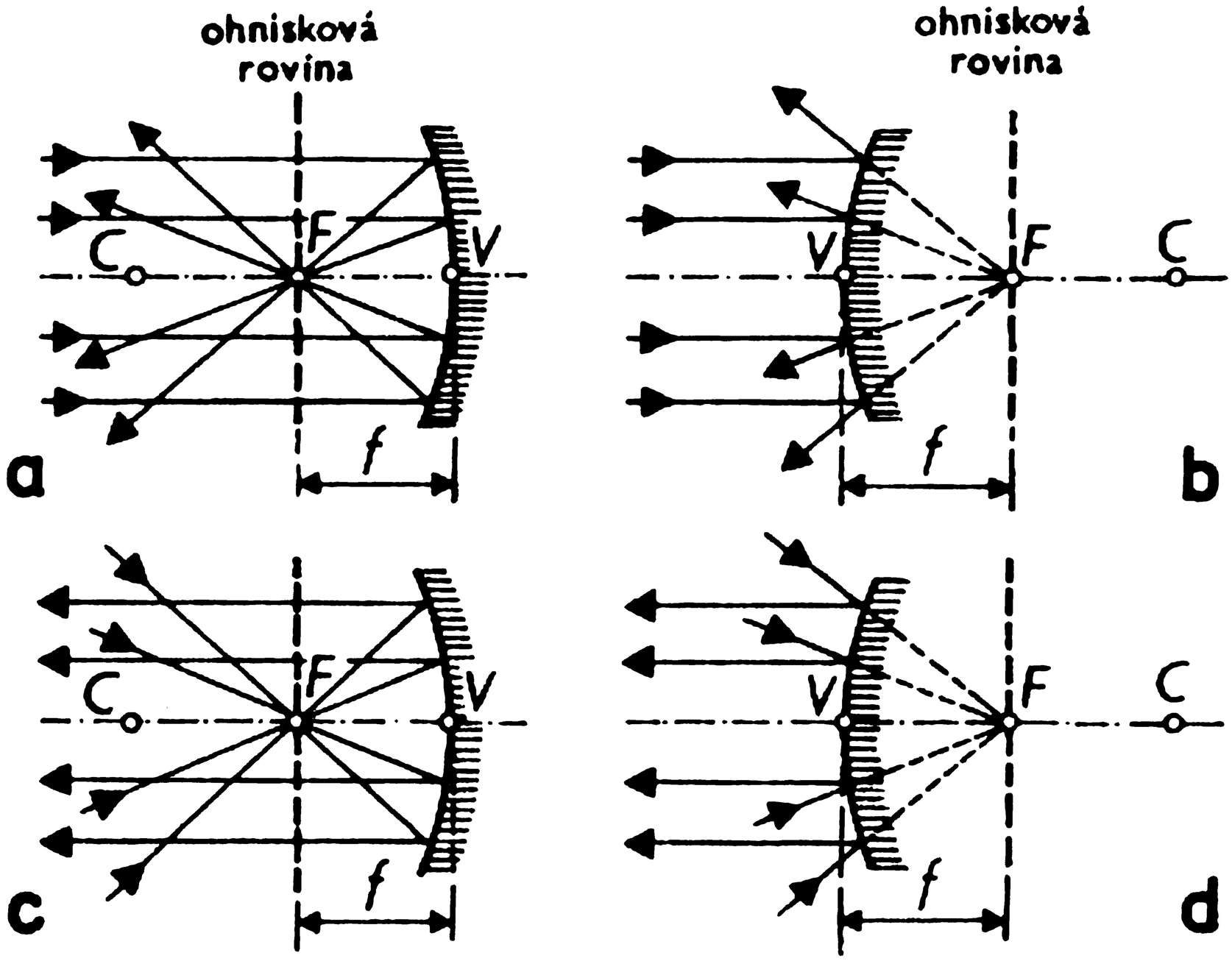
Zrkadliacu plochu guľových zrkadiel tvorí časť povrchu gule (guľový vrchlík). Keď svetlo odráža vnútorná plocha gule, vznikne **duté guľové zrkadlo**, keď vonkajšia plocha, vznikne **vypuklé guľové zrkadlo**. V oboch prípadoch významným bodom je **stred optickej plochy** C (obr. 2-6). Priamka vedená stredom optickej plochy C je **optická os zrkadla**. Priesečník optickej osi s guľovou plochou zrkadla je **vrchol zrkadla** V. Vzdialenosť $r = |CV|$ je **polomer krivosti zrkadla**.



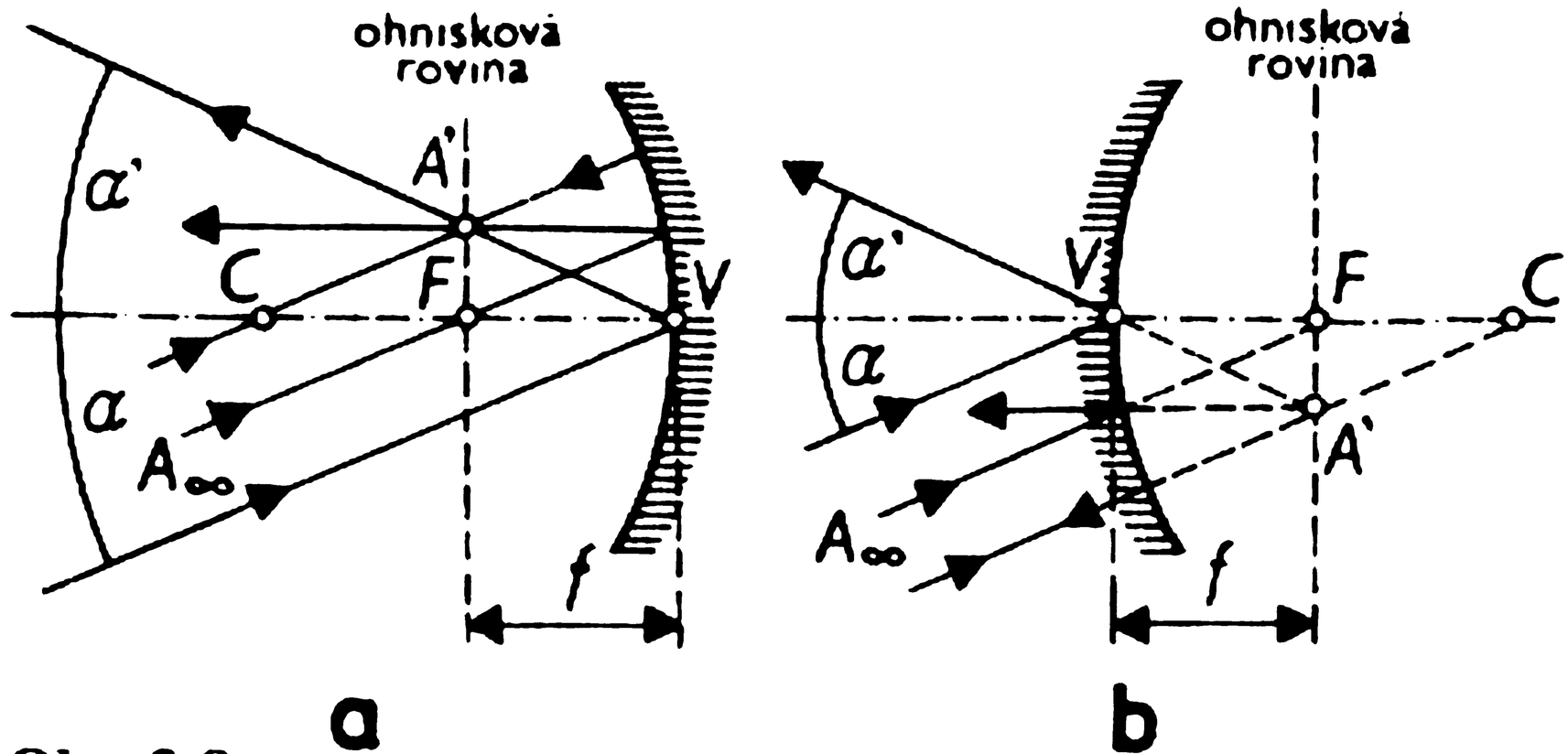
Obr. 2-6
Lúče sa na guľových zrkadlách odrážajú späť po tých istých priamkach, keď **a)** prechádzajú stredom krivosti dutého guľového zrkadla, **b)** smerujú do stredu krivosti vypuklého guľového zrkadla

Najpresnejšie zobrazovanie vzniká lúčmi v blízkosti optickej osi, tzv. **paraxiálnymi lúčmi**, ktorými sa bod zobrazí ako bod, priamka ako priamka, rovina ako rovina (ideálne zobrazovanie). Priestor, v ktorom sú paraxiálne lúče, volá sa **paraxiálny priestor**.

Svetelné lúče dopadajúce na guľové zrkadlá sa odrážajú podľa zákona odrazu. Na základnej škole ste sa oboznámili s odrazom lúčov význačných smerov, ktoré sú znázornené na obr. 2-6 a 2-7. O ich správnosti sa môžeme presvedčiť pokusmi. Bod na optickej osi je osový bod. **Ohnisko** F guľového zrkadla je obrazom predmetového osového bodu, ktorý je veľmi ďaleko od zrkadla, teoreticky v nekonečne (obr. 2-7a, b). Pri dutom zrkadle je **ohnisko skutočné**, pri vypuklom **neskutočné**.



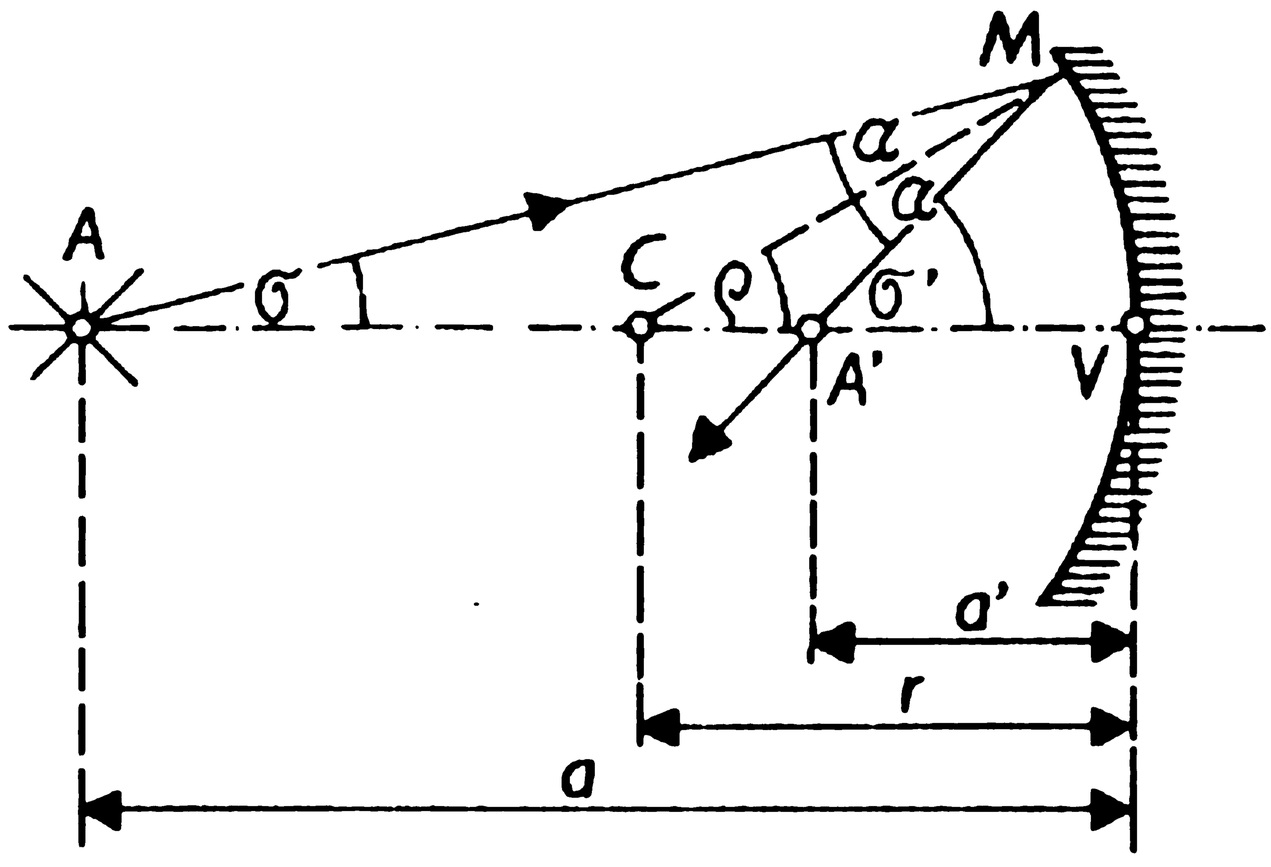
Obr. 2-7
Odraz paraxiálnych lúčov na guľovom zrkadle:
a) skutočné ohnisko dutého guľového zrkadla,
b) neskutočné ohnisko vypuklého guľového zrkadla,
c) lúče prechádzajúce ohniskom dutého guľového zrkadla sa odrážajú rovnobežne s optickou osou, **d)** lúče smerujúce do neskutočného ohniska vypuklého guľového zrkadla sa odrážajú rovnobežne s optickou osou



Obr. 2-8
Predmet A_∞, ktorý je v nekonečne mimo optickej osi, zobrazí sa: **a)** dutým, **b)** vypuklým guľovým zrkadlom v ohniskovej rovine mimo ohniska. V dutom zrkadle obraz A' je skutočný, vo vypuklom zrkadle neskutočný. Pre lúče, ktoré dopadajú do vrcholu V zrkadla, tvorí optická os kolmicu dopadu a platí $\alpha' = \alpha$

Rovina kolmá na optickú os, ktorá prechádza ohniskom, je **ohnisková rovina**. Obrazom predmetového bodu A_∞, ktorý je v nekonečnej vzdialenosti a neleží na optickej osi, je bod A', ktorý leží v ohniskovej rovine zrkadla (obr. 2-8a, b). Vzdialenosť ohniska F (alebo ohniskovej roviny) od vrcholu V guľového zrkadla je **ohnisková vzdialenosť** f.

Nech bodový predmet A leží na optickej osi vo vzdialenosti $a = |AV|$ od vrcholu zrkadla (obr. 2-9), ktorú nazývame **predmetová vzdialenosť**. Našou úlohou bude nájsť polohu obrazu vzhľadom na vrchol zrkadla, a rovnicu, ktorá udáva súvislosť medzi polohou predmetu a obrazu.



Obr. 2-9
K odvodeniu zobrazovacej rovnice guľového zrkadla

Lúč AM, ktorý zviera s optickou osou uhol σ, po odraze na zrkadle v bode M pretne optickú os v bode A'. Vzdialenosť bodu A' od vrcholu zrkadla V označíme a'. Z obr. 2-9 vyplýva $\varrho = \sigma + \alpha$, $\sigma' = \varrho + \alpha$, z čoho úpravou dostaneme $\sigma + \sigma' = 2\varrho$. Ak je lúč AM paraxiálny, uhly σ, σ' a ϱ sú také malé, že ich tangenty môžeme vyjadriť priamo veľkosťami uhlov v oblúkovej miere. Oblúk MV môžeme pokladať za úsečku kolmú na optickú os a trojuholníky AVM, CVM a $A'VM$ za pravouhlé, takže platia vzťahy

$$\operatorname{tg}\sigma \doteq \sigma = \frac{|MV|}{a}, \quad \operatorname{tg}\sigma' \doteq \sigma' = \frac{|MV|}{a'}, \quad \operatorname{tg}\varrho \doteq \varrho = \frac{|MV|}{r}$$

Po dosadení do rovnice $\sigma + \sigma' = 2\varrho$ a úprave dostaneme

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{2}{r}$$

Túto rovnicu by sme dostali aj pre každý iný paraxiálny lúč, ktorý vychádza z bodu A a odráža sa na guľovom zrkadle. Všetky paraxiálne lúče, ktoré vychádzajú z bodu A na optickej osi, pretnú sa po odraze znovu na nej v bode A'. Bod A' je teda obrazom bodu A a vzdialenosť $|A'V| = a'$ je **obrazová vzdialenosť.**

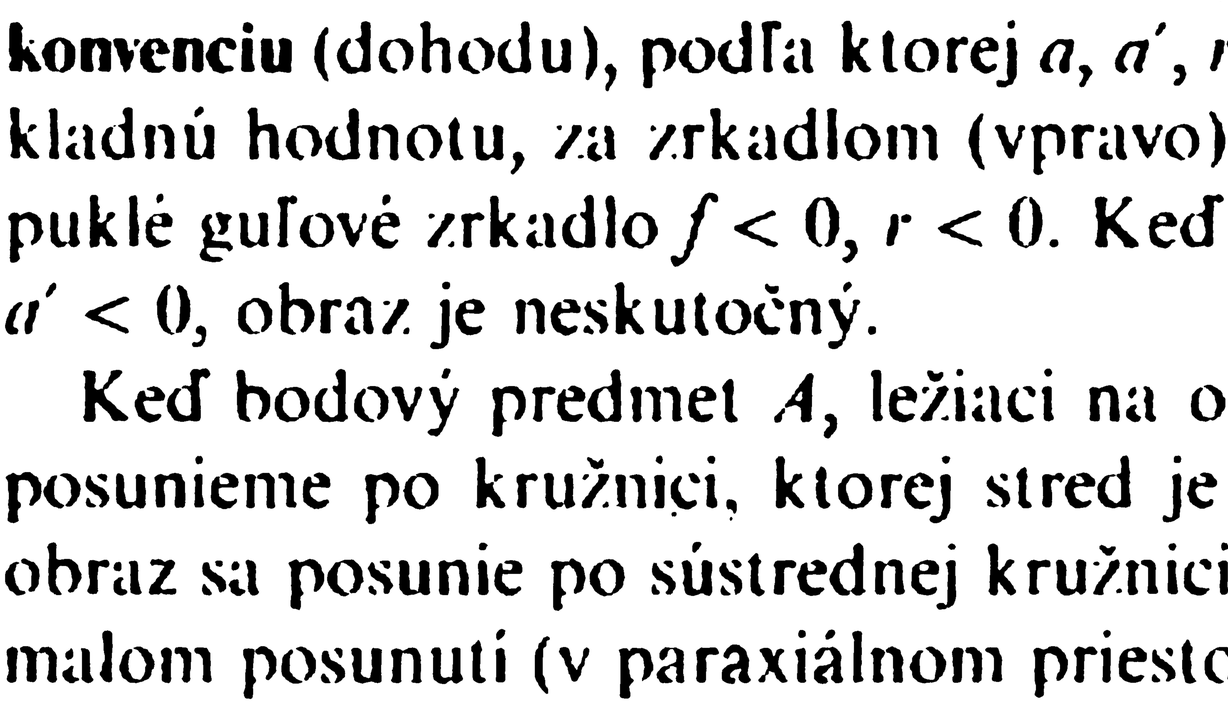
Z odvodenej rovnice určíme polohu ohniska zrkadla. Vieme, že ohnisko je obrazom osového bodového predmetu, ktorý je v nekonečne. Teda ak $a \to \infty$, potom $a' = f$ a po dosadení do tejto rovnice dostaneme $f = \frac{r}{2}$. Ohnisko je teda stredom úsečky CV. Odvodenú rovnicu môžeme vyjadriť v tvare

$$\boxed{\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{2}{r} = \frac{1}{f}} \qquad (2.1)$$

Rovnica (2.1) sa nazýva **zobrazovacia rovnica guľového zrkadla**. Pre vypuklé zrkadlo možno odvodiť rovnicu rovnakého tvaru, preto rovnica (2.1) platí pre duté aj vypuklé zrkadlo. Pre danú predmetovú vzdialenosť jednoznačne určuje obrazovú vzdialenosť.

Pri dosadzovaní hodnôt do rovnice (2.1) dodržiavame **znamienkovú konvenciu** (dohodu), podľa ktorej a, a', r, f majú pred zrkadlom (vľavo) kladnú hodnotu, za zrkadlom (vpravo) zápornú. To značí, že pre vypuklé guľové zrkadlo $f < 0$, $r < 0$. Keď $a' > 0$, obraz je skutočný, keď $a' < 0$, obraz je neskutočný.

Keď bodový predmet A, ležiaci na optickej osi zrkadla (obr. 2-10), posunieme po kružnici, ktorej stred je v bode C, do polohy B, jeho obraz sa posunie po sústrednej kružnici z polohy A' do polohy B'. Pri malom posunutí (v paraxiálnom priestore) môžeme považovať oblúky



Obr. 2-10
Zobrazenie mimoosového predmetu v dutom guľovom zrkadle

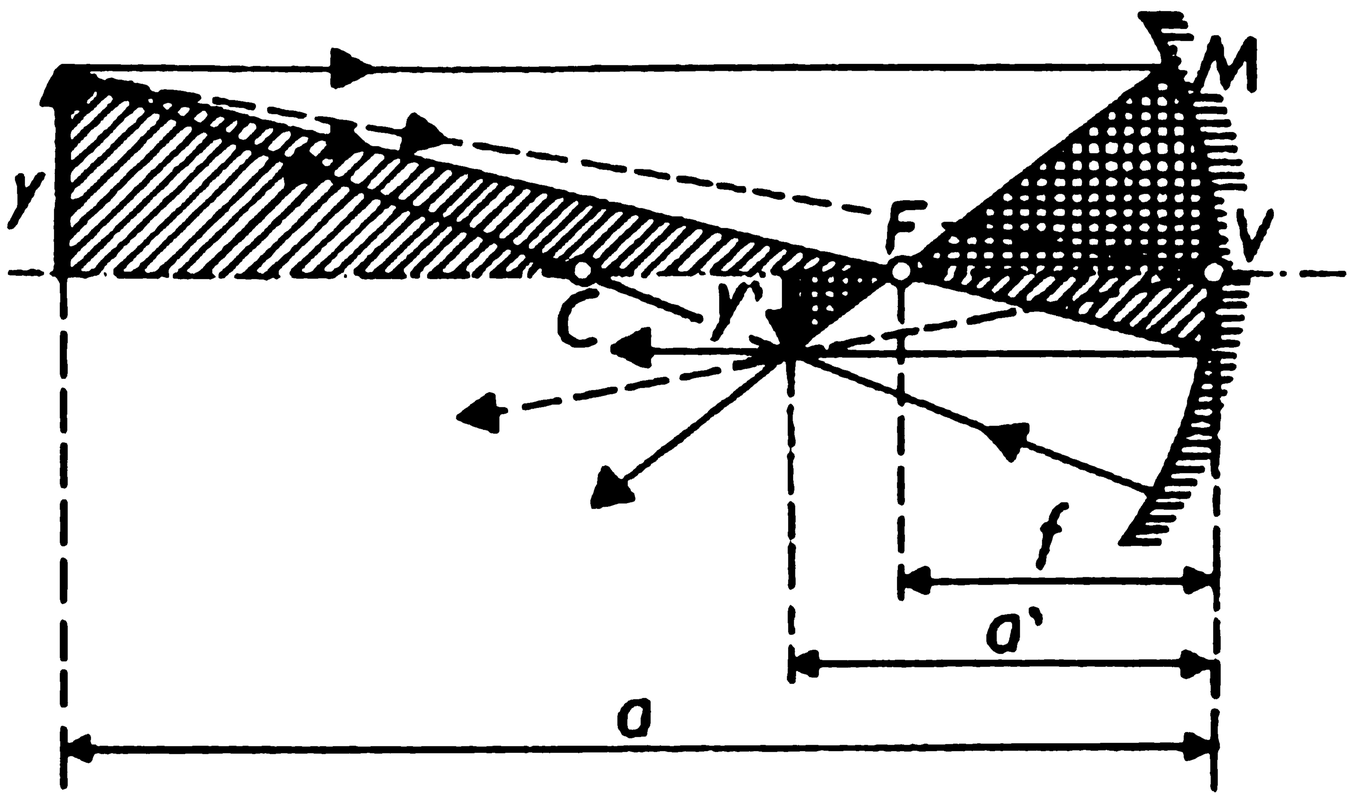
AB, $A'B'$ za úsečky kolmé na optickú os. Keď predmet s výškou $y = |AB|$ je kolmý na optickú os, potom aj jeho obraz s výškou $y' = |A'B'|$ bude tiež kolmý na optickú os.

Pomer výšky obrazu y' a výšky predmetu y nazývame **priečne zväčšenie** Z, teda

$$Z = \frac{y'}{y} \tag{2.2}$$

Z obr. 2-11 pre priečne zväčšenie guľového zrkadla platí

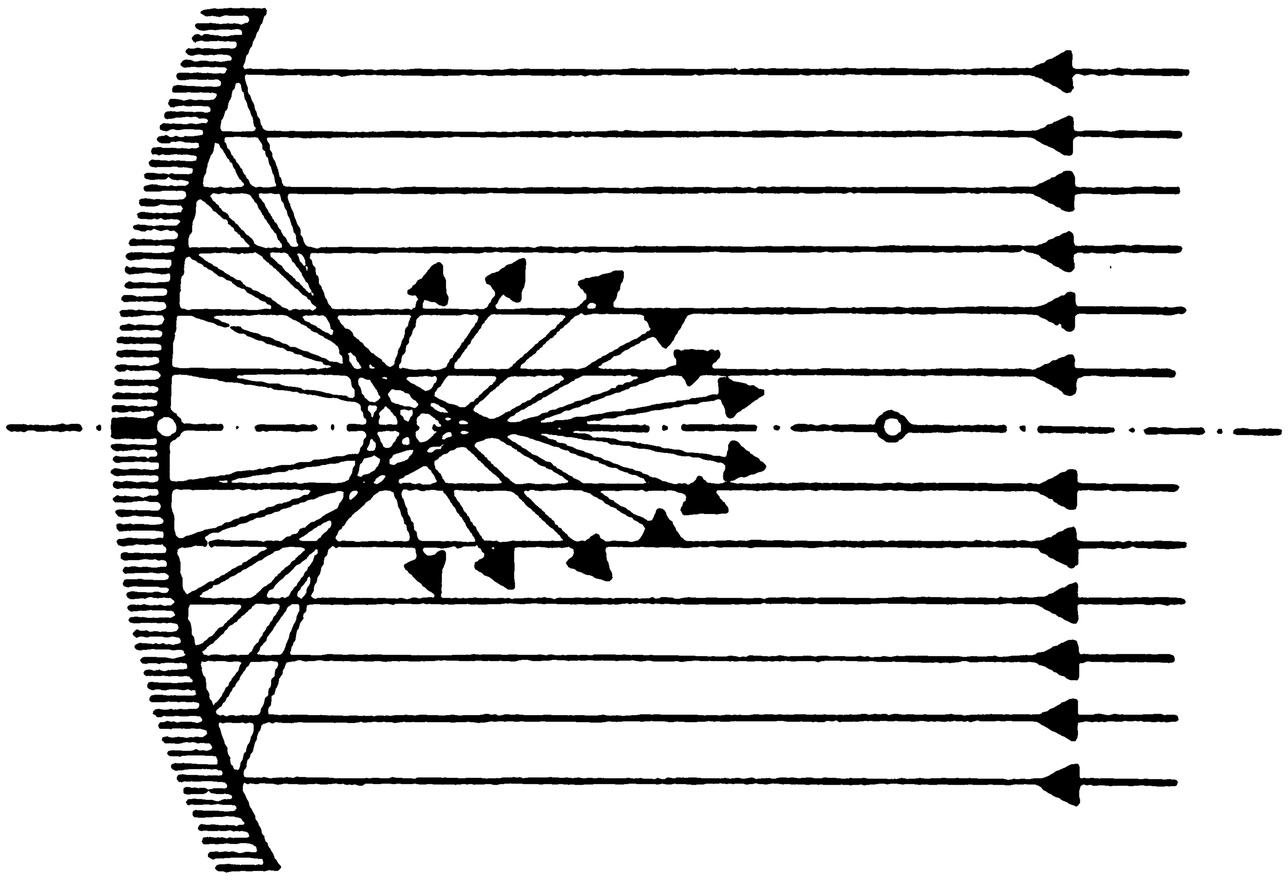
$$Z = \frac{y'}{y} = -\frac{a'}{a} = -\frac{a' - f}{f} = -\frac{f}{a - f} \tag{2.3}$$



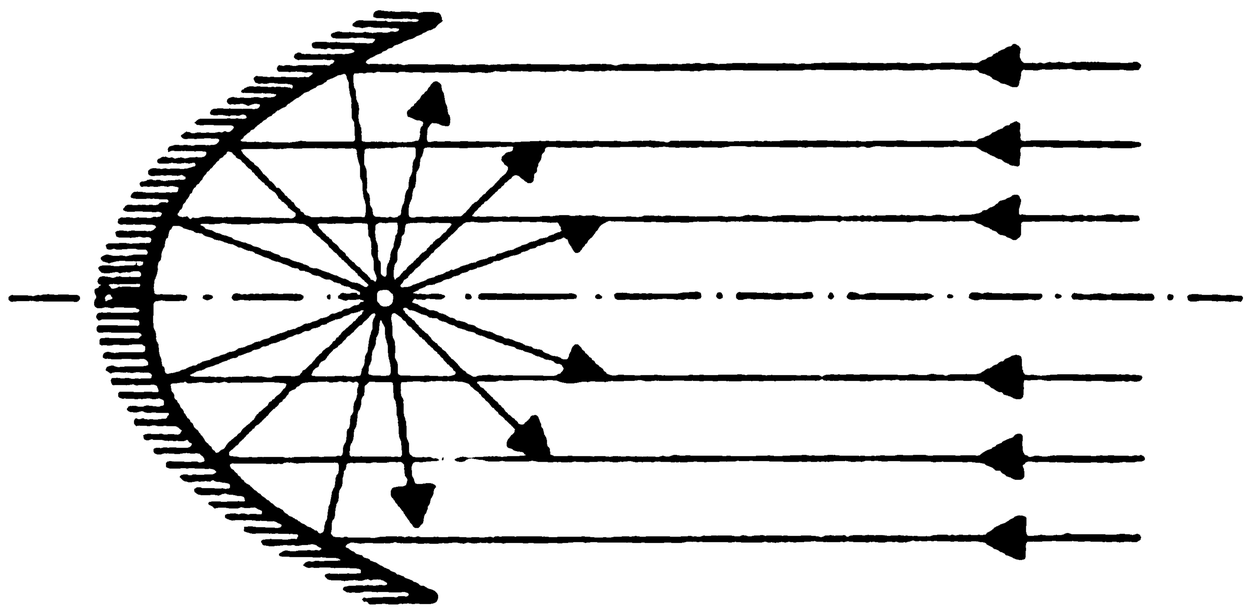
Obr. 2-11
Na vysvetlenie priečneho zväčšenia guľového zrkadla

Výške predmetu y a výške obrazu y' prisudzujeme nad osou kladnú hodnotu, pod osou zápornú hodnotu. Vzhľadom na znamienko mínus vo vzťahu (2.3) potom $Z < 0$ určuje obraz prevrátený a $Z > 0$ obraz priamy. Pri $|Z| = 1$ obraz je rovnako veľký ako predmet, pri $|Z| > 1$ je zväčšený a pri $|Z| < 1$ je zmenšený. Obrazy vo vypuklom zrkadle sú vždy zmenšené, priame a neskutočné.

Keď na duté guľové zrkadlo dopadá široký zväzok lúčov (mimo paraxiálneho priestoru) rovnobežne s optickou osou, po odraze sa všetky lúče nepretínajú v ohnisku (obr. 2-12). Pri zobrazovaní vzniká **guľová chyba** zrkadla. Obrazom bodu nie je bod, ale plôška — obraz je rozmazaný, neostrý. Preto je výhodnejšie namiesto guľových zrkadiel používať **parabolické zrkadlá** (časť rotačného paraboloidu; obr. 2-13).



Obr. 2-12
Guľová chyba dutého guľového zrkadla



Obr. 2-13
Parabolické zrkadlo

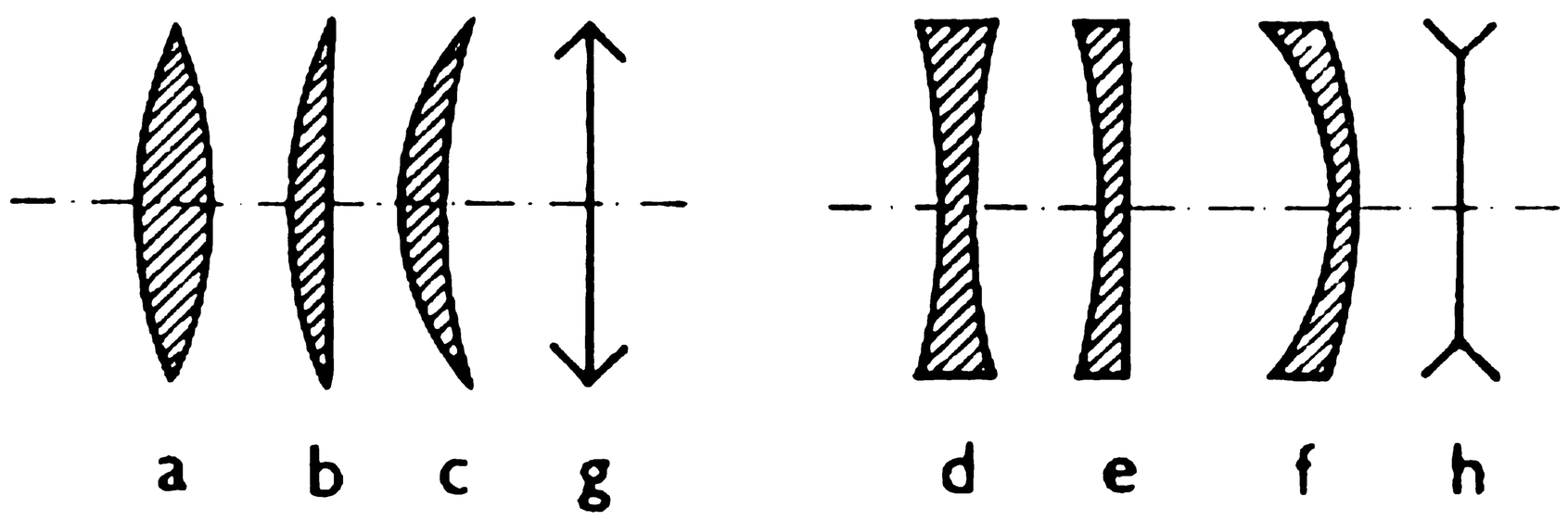
Duté guľové zrkadlá sa používajú v ďalekohľadoch, osvetľovacej technike a pod. Vypuklé sa používajú napr. v doprave (na nepriehľadných zákrutách, ako spätné zrkadlo v aute), v ďalekohľadoch a inde.

Úlohy

1. Zostrojte obraz utvorený a) dutým guľovým zrkadlom, b) vypuklým guľovým zrkadlom, keď je predmet s výškou $y = 0{,}5$ cm vo vzdialenostiach 16 cm, 8 cm, 6 cm, 4 cm, 2 cm od vrcholu. Polomer krivosti oboch zrkadiel je 8 cm. Odmerané vzdialenosti a' porovnajte s vypočítanými.
2. Predmet vysoký 2 cm stojí kolmo na optickú os vo vzdialenosti 12 cm od vrcholu guľového zrkadla s polomerom krivosti 16 cm. Určte polohu a vlastnosti obrazu, ak je zrkadlo a) duté, b) vypuklé. [a) $a' = 24$ cm, obraz je skutočný ($a' > 0$), $Z = -2$, prevrátený ($Z < 0$), zväčšený ($|Z| > 1$) dvakrát; b) $a' = -4{,}8$ cm, obraz je neskutočný ($a' < 0$), $Z = 0{,}4$, priamy ($Z > 0$) a zmenšený ($|Z| < 1$)]
3. V akej vzdialenosti od dutého guľového zrkadla s ohniskovou vzdialenosťou 3 cm sa musí umiestiť predmet, aby obraz bol skutočný a päťkrát zväčšený? [3,6 cm]

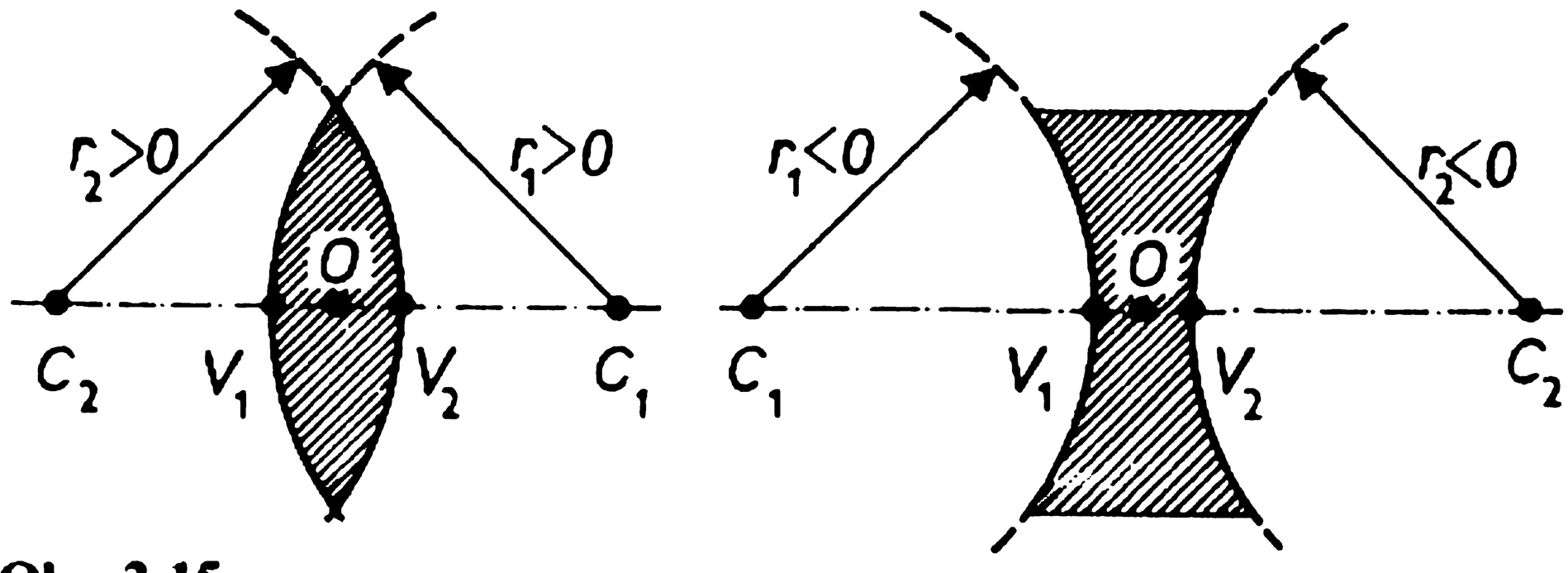
2.4 Šošovky ako zobrazovacie sústavy

Šošovky sú priehľadné rovnorodé telesá, ktoré sú ohraničené dvoma guľovými plochami alebo guľovou a rovinnou optickou plochou. Keď index lomu n_2 šošovky (zhotovenej zvyčajne zo skla) je väčší ako okolitého prostredia n_1 (zväčša vzduch), potom **spojné šošovky** (spojky) sú uprostred najhrubšie a **rozptylné šošovky** (rozptylky) najtenšie (obr. 2-14). Šošovky zobrazujú v dôsledku lomu svetla na dvoch optických rozhraniach.



Obr. 2-14
Rezy šošovkami. Spojky: **a)** dvojvypuklá, **b)** ploskovypuklá, **c)** dutovypuklá, **g)** schéma tenkej spojky. Rozptylky: **d)** dvojdutá, **e)** ploskodutá, **f)** vypuklodutá, **h)** schéma tenkej rozptylky

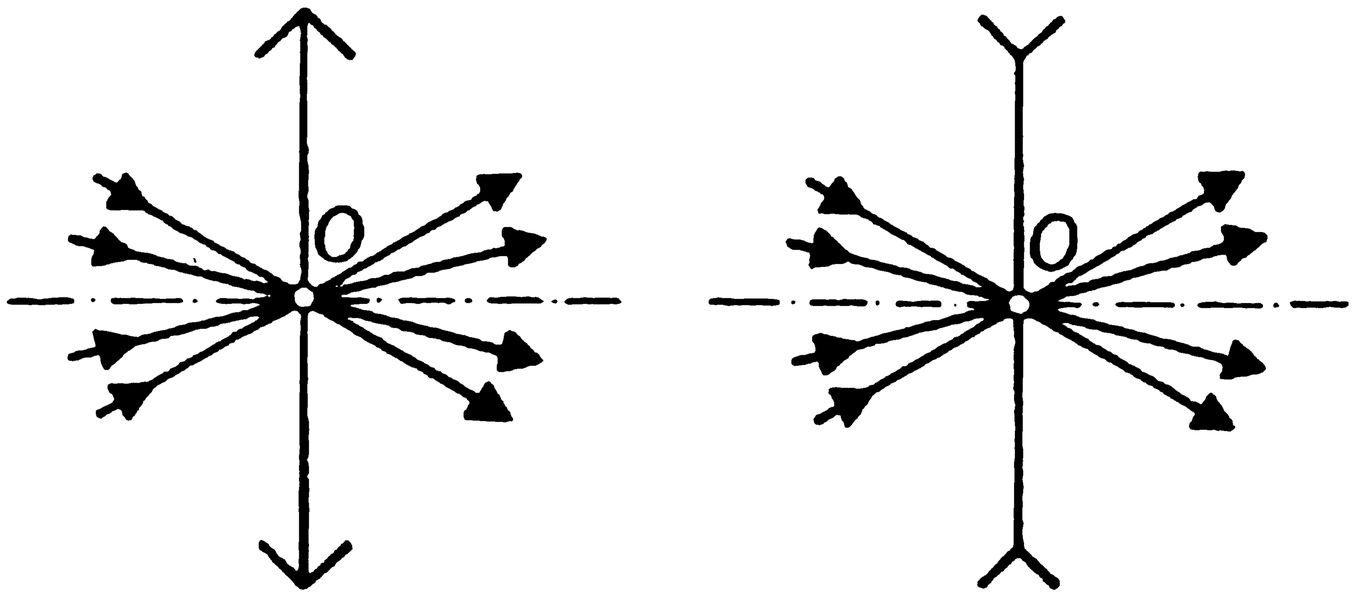
Na príkladoch dvojvypuklých a dvojdutých šošoviek si zopakujeme pojmy zo základnej školy a zavedieme nové pojmy. **Stredy optických plôch** šošovky označujeme C_1, C_2 (stred rovinnej plochy je v nekonečne) a príslušné **polomery krivosti optických plôch** r_1, r_2 (obr. 2-15). Priamka prechádzajúca stredmi C_1, C_2 je **optická os šošovky**. Priesečníky optickej



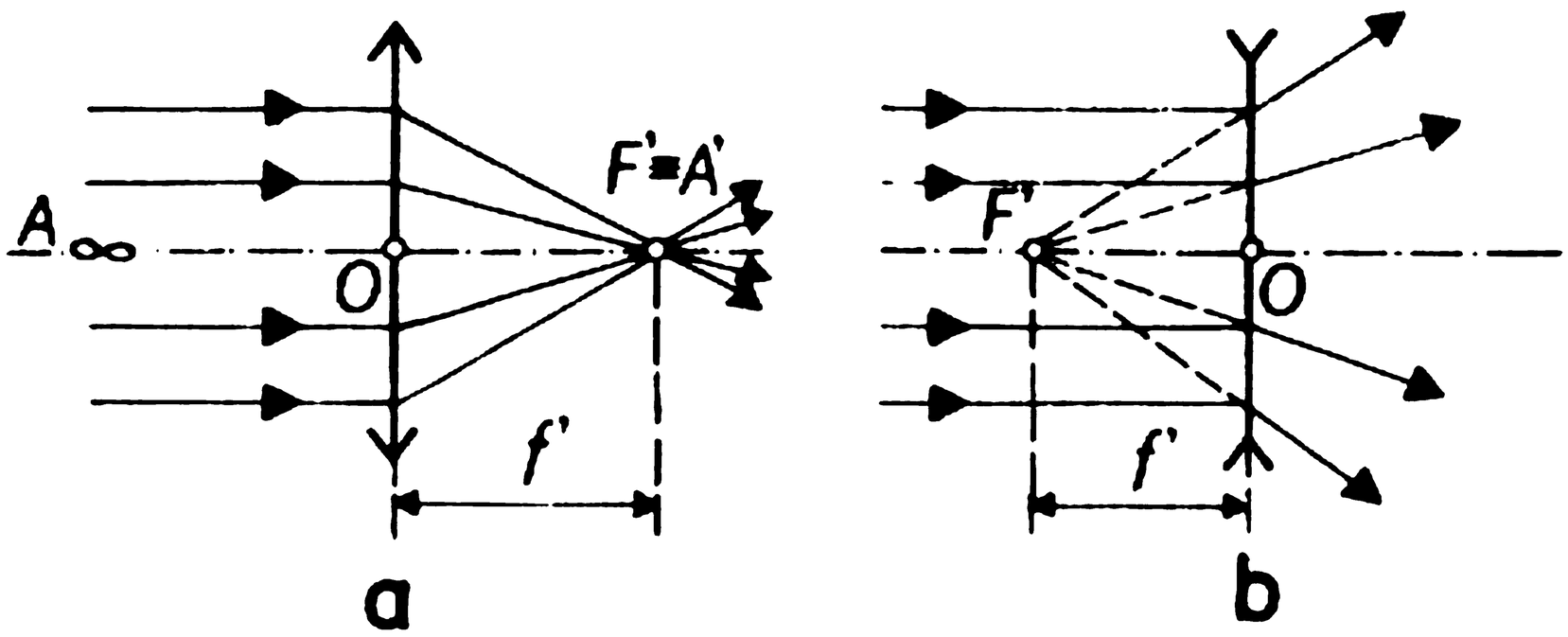
Obr. 2-15
Polomery krivosti optických plôch r_1, r_2 spojky a rozptylky

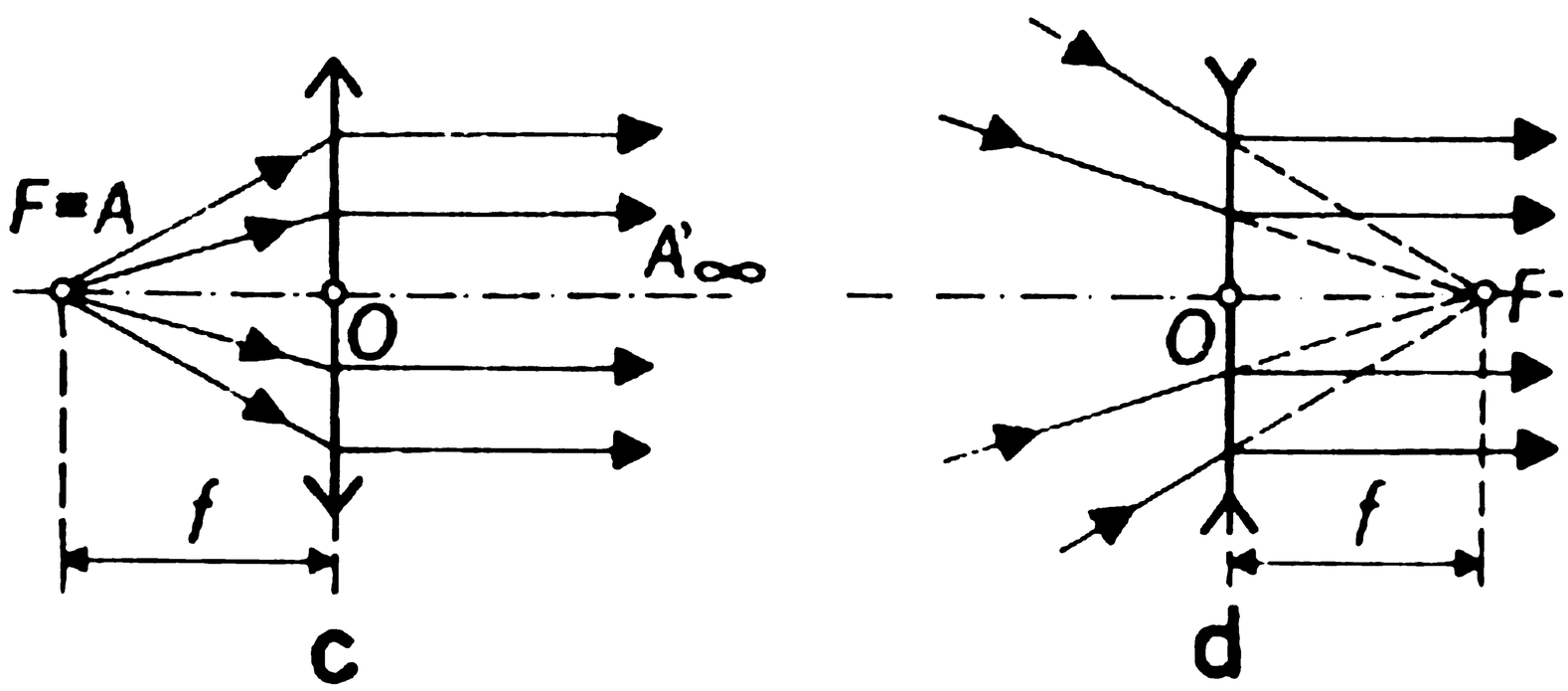
osi s optickými plochami sú **vrcholy šošovky** V_1, V_2. Vzdialenosť $|V_1V_2|$ je **hrúbka šošovky** a stred úsečky V_1V_2 je optický **stred šošovky** O. V našich úvahách sa obmedzíme na **tenké šošovky**, ktorých hrúbku budeme pokladať za zanedbateľne malú, keď body V_1, V_2 sú totožné s bodom O.

Na obr. 2-16 až 2-18 sú znázornené prechody lúčov význačných smerov tenkou spojkou a rozptylkou. O ich správnosti sa môžeme



Obr. 2-16
Lúče, ktoré prechádzajú optickým stredom O tenkej šošovky, nemenia po lome svoj smer





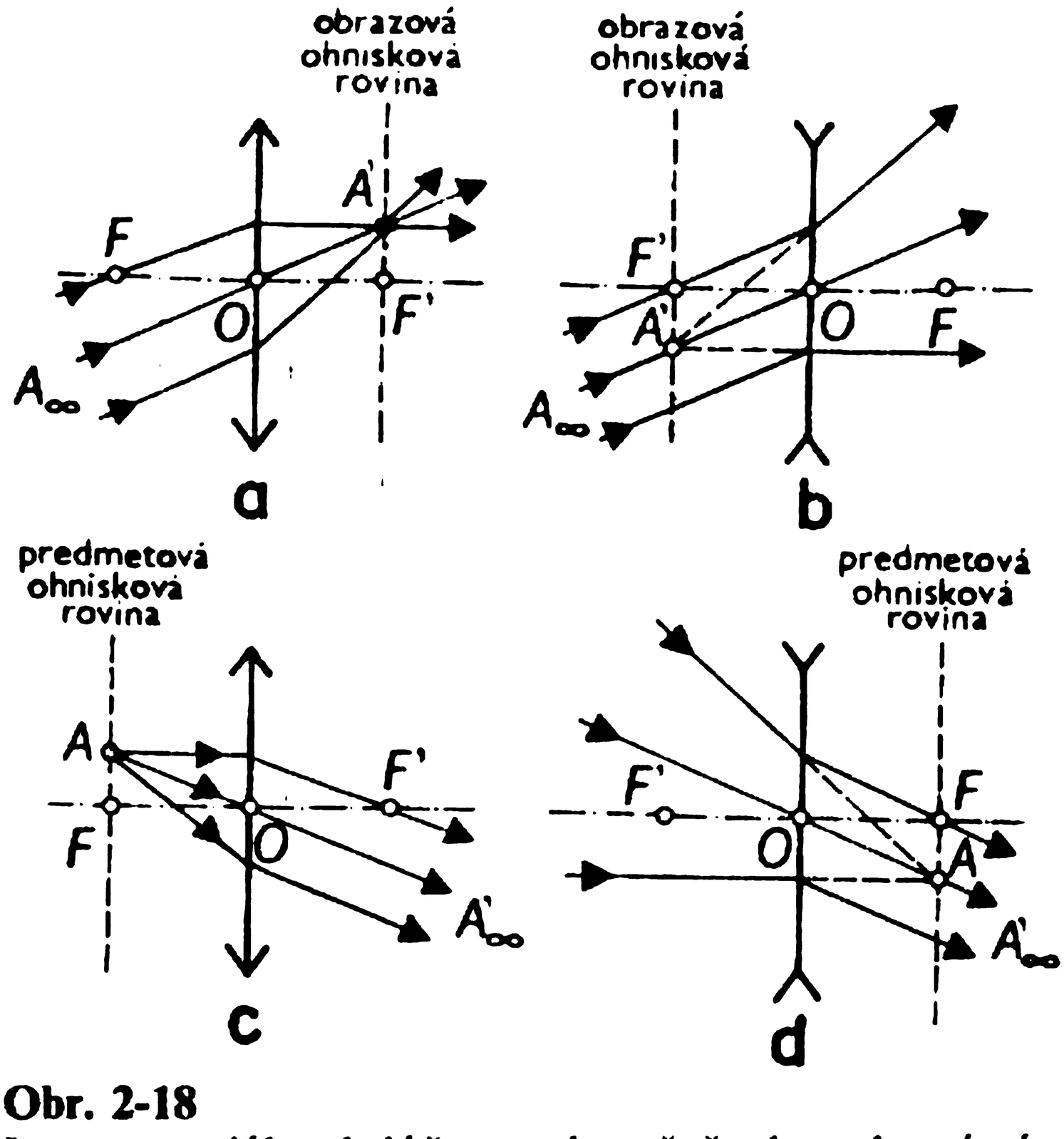
Obr. 2-17
Lom paraxiálnych lúčov rovnobežných s optickou osou tenkej šošovky: **a)** skutočné obrazové ohnisko spojky, **b)** neskutočné obrazové ohnisko rozptylky, **c)** skutočné predmetové ohnisko spojky, **d)** neskutočné predmetové ohnisko rozptylky

presvedčiť aj pokusmi. **Priestor**, z ktorého svetlo do šošovky vstupuje (na obrázkoch vľavo), je priestor **predmetový**; do ktorého svetlo po prechode šošovkou vystupuje (na obr. vpravo), je priestor **obrazový**.

Obrazové ohnisko F' šošovky je obrazom predmetového osového bodu A_∞, ktorý je v nekonečne v predmetovom priestore. Spojka má obrazové ohnisko F' skutočné, rozptylka neskutočné (obr. 2-17a, b). Vzdialenosť $|F'O|$ je **obrazová ohnisková vzdialenosť** f'.

Predmetové ohnisko F šošovky má obraz v obrazovom priestore v osovom bode A'_∞, ktorý je v nekonečne. Vzdialenosť $|FO|$ je **predmetová ohnisková vzdialenosť** f (obr. 2-17c, d).

Rovina kolmá na optickú os a prechádzajúca ohniskom je **ohnisková rovina**. Keď predmetový bod A_∞ je v nekonečne mimo optickej osi (obr. 2-18a, b), jeho obraz A' je v obrazovej ohniskovej rovine taktiež

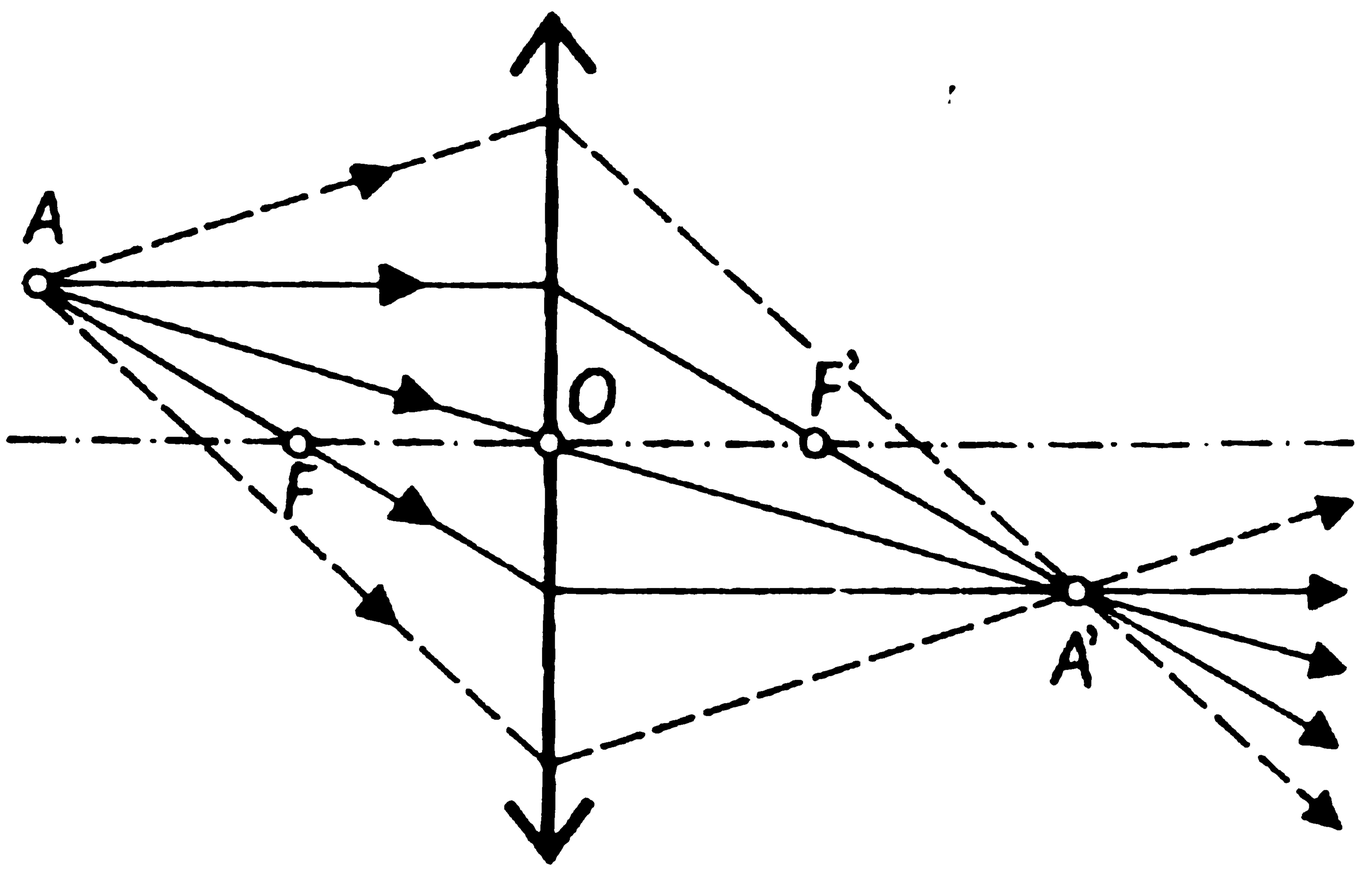


Obr. 2-18
Lom paraxiálnych lúčov tenkou šošovkou, ktoré sú rovnobežné a sklonené k optickej osi: **a)** skutočná obrazová ohnisková rovina spojky, **b)** neskutočná obrazová ohnisková rovina rozptylky, **c)** skutočná predmetová ohnisková rovina spojky, **d)** neskutočná predmetová ohnisková rovina rozptylky

mimo optickej osi. Keď je predmetový bod A v predmetovej ohniskovej rovine šošovky mimo optickej osi (obr. 2-18c, d), jeho obraz A'_∞ je v obrazovom priestore mimo optickej osi v nekonečne.

Pokusom sa môžeme presvedčiť, že predmetová ohnisková vzdialenosť f a obrazová ohnisková vzdialenosť f' šošovky sú rovnaké, ak pred a za šošovkou je rovnaké prostredie, teda platí $f = f'$. V ďalšom budeme obe vzdialenosti nazývať stručne ohnisková vzdialenosť šošovky a označovať f.

Keď je daná poloha šošovky a poloha ohnísk, môžeme urobiť geometrickú konštrukciu obrazu (obr. 2-19).



Obr. 2-19
Zobrazenie bodového predmetu tenkou spojkou

Pre **ohniskovú vzdialenosť tenkej šošovky** možno odvodiť vzťah

$$\boxed{\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)} \qquad (2.4)$$

kde n_2 je index lomu šošovky, n_1 index lomu prostredia, v ktorom je šošovka (zväčša vzduch, keď $n_1 \doteq 1$), r_1 a r_2 sú polomery krivosti optických plôch šošovky. Vzťah (2.4) platí pre všetky druhy tenkých šošoviek. Pri dosadzovaní dodržujeme **znamienkovú konvenciu**: polomery krivosti r_1, r_2 sú kladné (záporné), keď sú príslušné guľové plochy vypuklé (duté) — obr. 2-15.

Keď šošovka je z opticky hustejšieho prostredia ako okolité prostredie ($n_2 > n_1$), potom vo vzťahu (2.4) výraz $\left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right) > 0$. Pre spojky je

výraz $\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)>0$ a ohnisková vzdialenosť je kladná ($f>0$); pre rozptylky je tento výraz záporný a ohnisková vzdialenosť je tiež záporná ($f<0$).

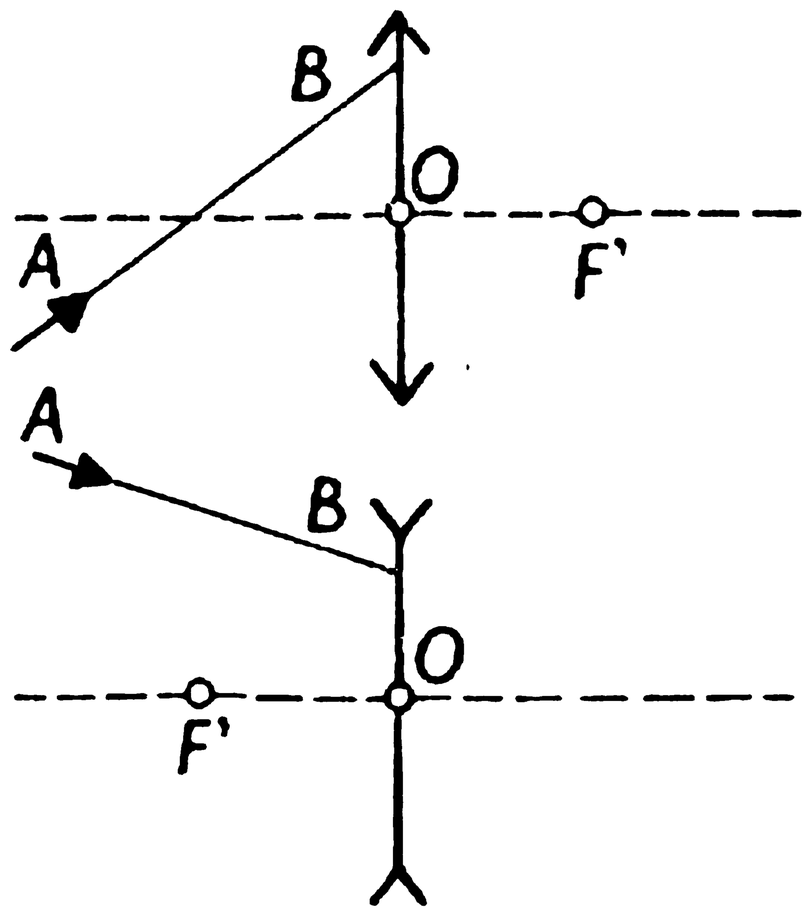
Prevrátená hodnota ohniskovej vzdialenosti šošovky sa nazýva **optická mohutnosť** φ. Platí teda

$$\boxed{\varphi=\frac{1}{f}} \tag{2.5}$$

Jednotkou ohniskovej vzdialenosti je m, jednotkou optickej mohutnosti m^{-1}. V očnej optike sa používa jednotka optickej mohutnosti **dioptria** D. Dioptria je optická mohutnosť šošovky s ohniskovou vzdialenosťou 1 m. Pre spojky $\varphi>0$, pre rozptylky $\varphi<0$.

Úlohy

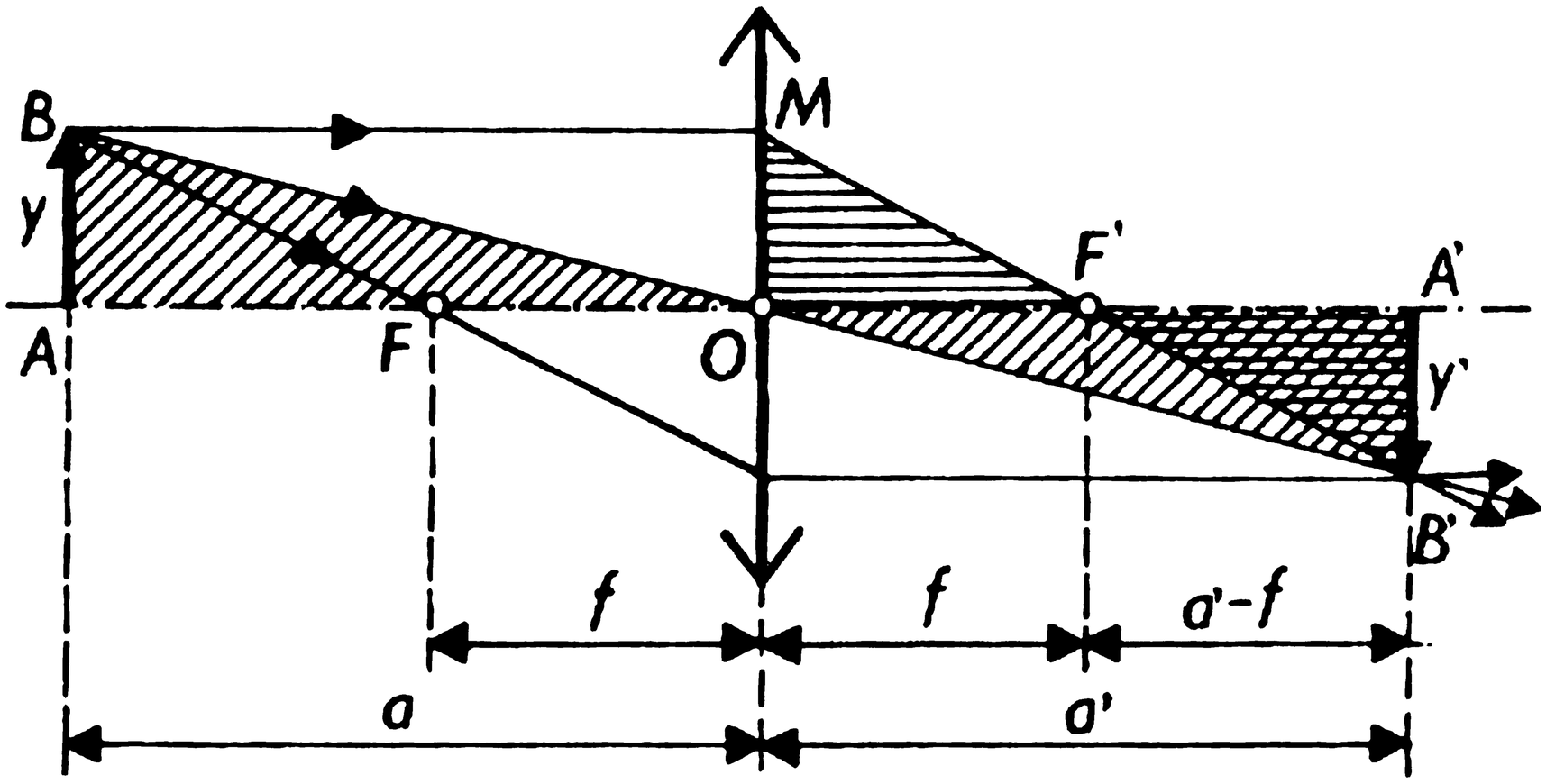
1. Guľové plochy s polomermi krivosti 5 cm a 10 cm ohraničujú sklo s indexom lomu 1,5 tak, že tvoria tenkú šošovku vo vzduchu: a) dvojvypuklú, b) dutovypuklú, c) dvojdutú, d) vypuklodutú. Určte optické mohutnosti a ohniskové vzdialenosti šošoviek.
   [a) 15 D, 6,7 cm; b) 5 D, 20 cm; c) −15 D, −6,7 cm; d) −5 D, −20 cm]
2. Úlohu 1 riešte, keď sú šošovky v kvapaline s indexom lomu 1,25.
   [a) 6 D, 16,7 cm; b) 2 D, 50 cm; c) −6 D, −16,7 cm; d) −2 D, −50 cm]
3. Na obr. 2-20 je tenká spojka a rozptylka, poloha optického stredu je O a obrazového ohniska F'. Na šošovku dopadá lúč v smere AB. Pomocou jedného z troch lúčov význačných smerov a vlastnosti ohniskovej roviny nakreslite chod lúča po lome šošovkami.



Obr. 2-20
K úlohe 3 v stati 2.4

2.5 Zobrazovacia rovnica šošovky

Predmet s výškou $y = |AB|$, ktorý je kolmý na optickú os a je v paraxiálnom priestore, zobrazíme pomocou lúčov význačných smerov (obr. 2-21). Obrazom bodu B je bod B'. Analogicky by sme mohli zobraziť všetky body úsečky AB. Keďže predmet AB je kolmý na optickú os, potom pri presnom zobrazení aj jeho obraz $A'B'$ musí byť kolmý na optickú os a má výšku $y' = |A'B'|$. O tomto sa môžeme presvedčiť pokusom.



Obr. 2-21
K odvodeniu zobrazovacej rovnice tenkej šošovky

Vzdialenosť predmetu od optického stredu tenkej šošovky je **predmetová vzdialenosť** a, teda $a = |AO|$; vzdialenosť obrazu od optického stredu šošovky je **obrazová vzdialenosť** a', $a' = |A'O|$. Výške predmetu y a obrazu y', ak sú nad optickou osou, prisudzujeme kladnú hodnotu, ak sú pod optickou osou zápornú.

Z obr. 2-21 vyplýva, že $\Delta OAB \sim \Delta OA'B'$ a $\Delta F'OM \sim \Delta F'A'B'$, pre ktoré s ohľadom na znamienkovú dohodu pre výšku predmetu a obrazu platí

$$\frac{y'}{y} = -\frac{a'}{a}, \qquad \frac{y'}{y} = -\frac{a' - f}{f}$$

Porovnaním vzťahov dostaneme

$$\frac{a'}{a} = \frac{a' - f}{f}, \quad \text{prípadne} \quad af + a'f = aa'$$

z čoho po úprave dostaneme **zobrazovaciu rovnicu šošovky**

$$\boxed{\frac{1}{a}+\frac{1}{a'}=\frac{1}{f}} \tag{2.6}$$

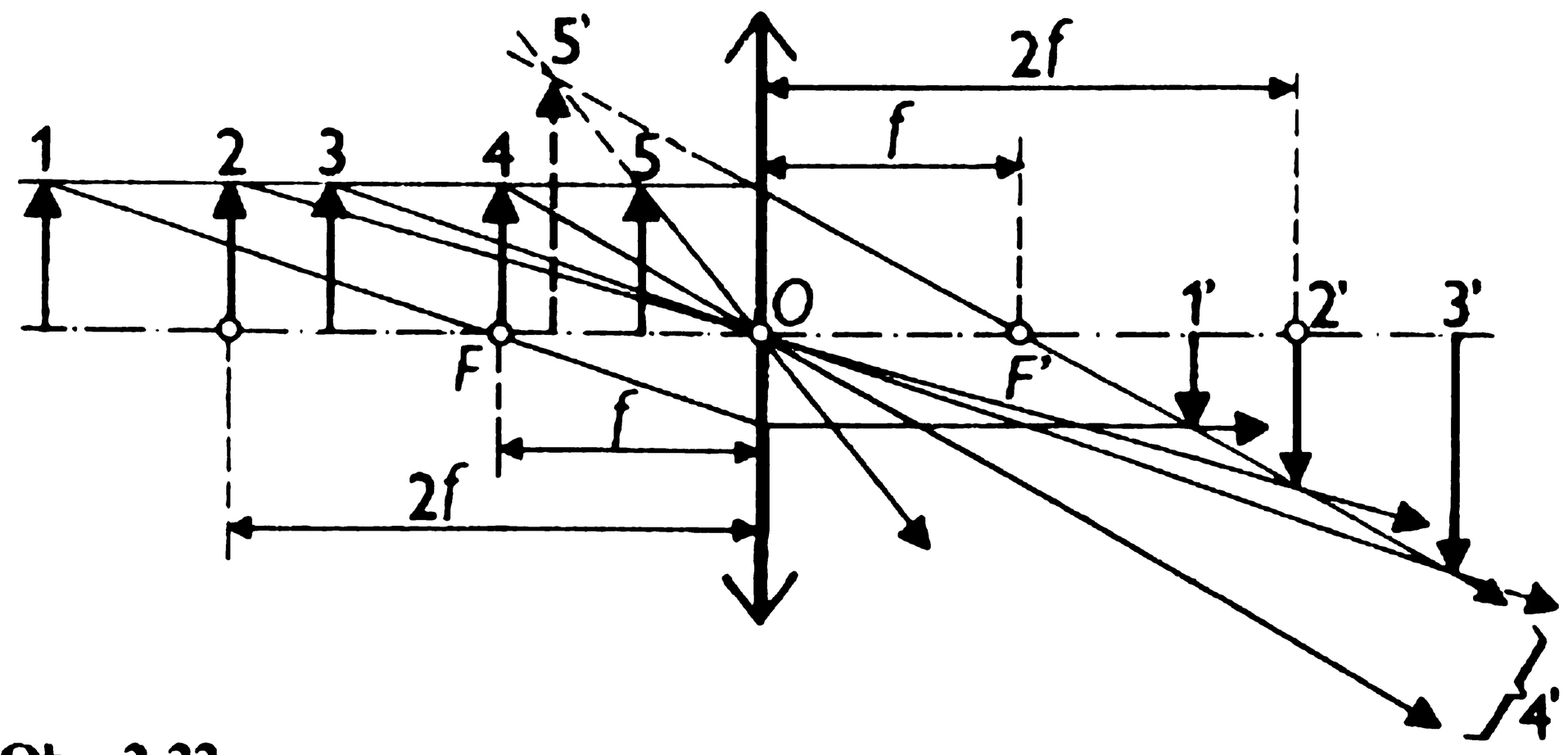
Analogickým postupom by sme dostali rovnakú rovnicu aj pre tenkú rozptylku. Vzťah (2.6) teda platí pre všetky spojky a rozptylky. Pri dosadzovaní hodnôt a, a' do rovnice (2.6) sa riadime **znamienkovou konvenciou**: hodnota a je kladná pred šošovkou (vľavo), záporná za šošovkou (vpravo); hodnota a' je kladná za šošovkou, záporná pred šošovkou. Keď $a' > 0$, obraz je skutočný, keď $a' < 0$, obraz je neskutočný. Ohnisková vzdialenosť f je daná vzťahom (2.4).

Pre **priečne zväčšenie šošovky** z obr. 2-21 dostaneme

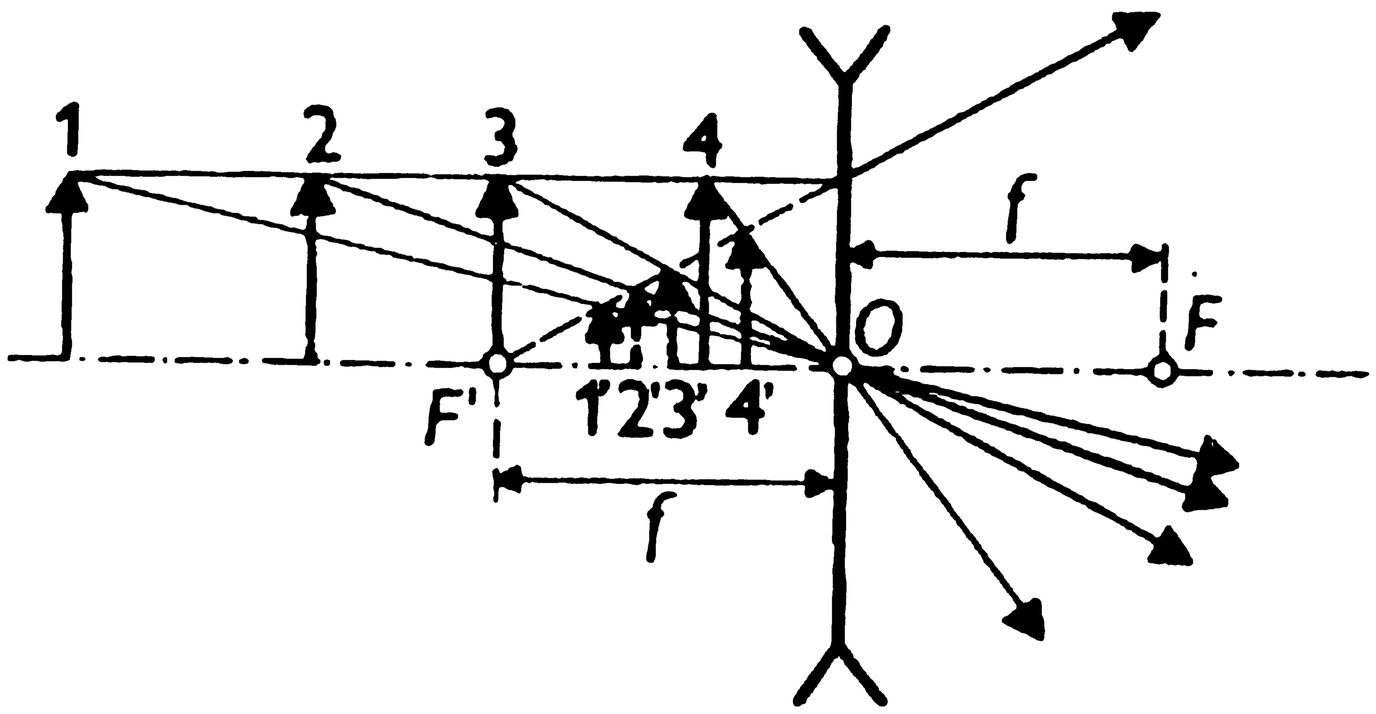
$$Z=\frac{y'}{y}=-\frac{a'}{a}=-\frac{a'-f}{f}=-\frac{f}{a-f} \tag{2.7}$$

Keď $Z < 0$, obraz je prevrátený, keď $Z > 0$, obraz je priamy. Ak $|Z| = 1$, obraz je rovnako veľký ako predmet, ak $|Z| > 1$, obraz je zväčšený a keď $|Z| < 1$, obraz je zmenšený.

Poloha a vlastnosti obrazu, ako to vyplýva z rovníc (2.6), (2.7), z pokusov aj z geometrického zobrazenia (obr. 2-22), pri spojných šošovkách závisí od vzdialenosti predmetu od šošovky. Rozptylkami vznikajú vždy neskutočné, priame a zmenšené obrazy (obr. 2-23).



Obr. 2-22
Zobrazenie predmetu tenkou spojkou



Obr. 2-23
Zobrazenie predmetu tenkou rozptylkou

V praxi sa pri zobrazovaní šošovkami používajú široké zväzky lúčov (i mimo paraxiálneho priestoru) bieleho svetla (rozličných frekvencií). Potom nastávajú odchýlky od ideálneho optického zobrazovania a vznikajú zobrazovacie chyby šošoviek. Keďže index lomu závisí od frekvencie svetla (pre červené svetlo je iný ako pre žlté alebo fialové, pričom $n_č < n_ž < n_f$), je podľa (2.4) aj ohnisková vzdialenosť šošovky pre rozličné frekvencie rôzna. Pri zobrazovaní bielym svetlom vzniká **farebná chyba šošovky**.

Na odstránenie farebnej chyby a ďalších chýb šošoviek sa v praxi používajú pri zobrazovaní kombinované sústavy spojok a rozptyliek (napr. objektívy v optických prístrojoch). **Sústava** zložená z viacerých šošoviek, ktorých optické osi splývajú, sa volá **centrovaná**.

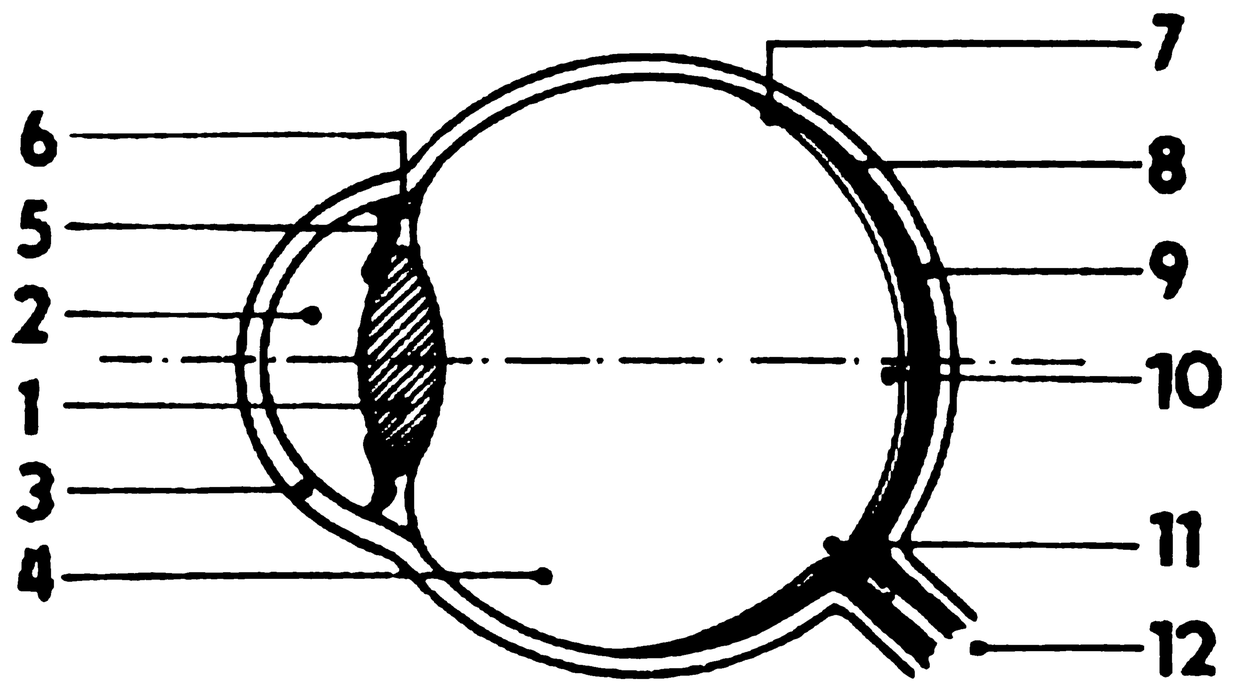
Úlohy

1. Predmet vysoký 1 cm je umiestený pred tenkou spojkou s ohniskovou vzdialenosťou 20 cm vo vzdialenostiach: a) 40 cm; b) 30 cm; c) 15 cm. Určte polohy obrazov a ich vlastnosti. [a) $a' = 40$ cm, $Z = -1$, obraz je skutočný ($a' > 0$), prevrátený ($Z < 0$) a rovnako vysoký ako predmet ($|Z| = 1$); b) $a' = 60$ cm, $Z = -2$, obraz je skutočný ($a' > 0$), prevrátený ($Z < 0$) a zväčšený ($|Z| > 1$, dvakrát); c) $a' = -60$ cm, $Z = 4$, obraz je neskutočný ($a' < 0$), priamy ($Z > 0$) a zväčšený ($|Z| > 1$, 4-krát)]
2. Úlohu 1 riešte pre tenkú roptylku. [a) $a' = -13{,}3$ cm, $Z = 0{,}3$; b) $a' = -12$ cm, $Z = 0{,}4$; c) $a' = -8{,}6$ cm, $Z = 0{,}6$; vo všetkých prípadoch je obraz neskutočný ($a' < 0$), priamy ($Z > 0$) a zmenšený ($|Z| < 1$)]
3. Do zbiehavého zväzku lúčov položíme tenkú spojku s optickou mohutnosťou 2 D tak, že jej optický stred je vo vzdialenosti 40 cm od bodu, v ktorom by sa lúče pretínali, a optická os šošovky splýva s osou zväzku lúčov. V akej vzdialenosti od optického stredu spojky sa po lome lúče pretínajú? [22,2 cm]

4. Určte ohniskové vzdialenosti tenkej ploskovypuklej šošovky s polomerom guľovej plochy 30,0 cm pre červené ($n_č = 1{,}60$) a fialové ($n_f = 1{,}61$) svetlo. [50 cm, 49,2 cm]

2.6 Oko ako optická sústava

Ľudské oko je vynikajúcim optickým prístrojom a má obdivuhodné vlastnosti. Jeho hlavnou súčasťou je spojná optická sústava, ktorá na citlivej matnici, t. j. na **sietnici** utvára skutočné, zmenšené a prevrátené obrazy predmetov. Pomocou očného nervu sa tieto informácie prenášajú do mozgu, kde skúsenosťou získanou od narodenia vnímame prevrátené obrazy predmetov ako priame. Optickú sústavu oka tvoria priehľadné prostredia: šošovka 1, očný mok 2, rohovka 3 a sklovec 4 (obr. 2-24).



Obr. 2-24
Rez ľudským okom: **1** očná šošovka, **2** očný mok, **3** rohovka, **4** sklovec, **5** dúhovka, **6** vráskovcové teleso, **7** sietnica, **8** cievovka, **9** očné bielko, **10** žltá škvrna, **11** slepá škvrna, **12** zrakový nerv

Očná šošovka je dvojvypuklá spojka, ktorej index lomu sa od povrchu dovnútra zväčšuje. Jej vzdialenosť od sietnice je stála. Zaostrovanie oka na predmety v rôznych vzdialenostiach od neho, tzv. **akomodácia oka**, sa uskutočňuje tak, že kruhový sval 6 viac či menej napína šošovku, čím sa mení jej zakrivenie, a tým aj optická mohutnosť.

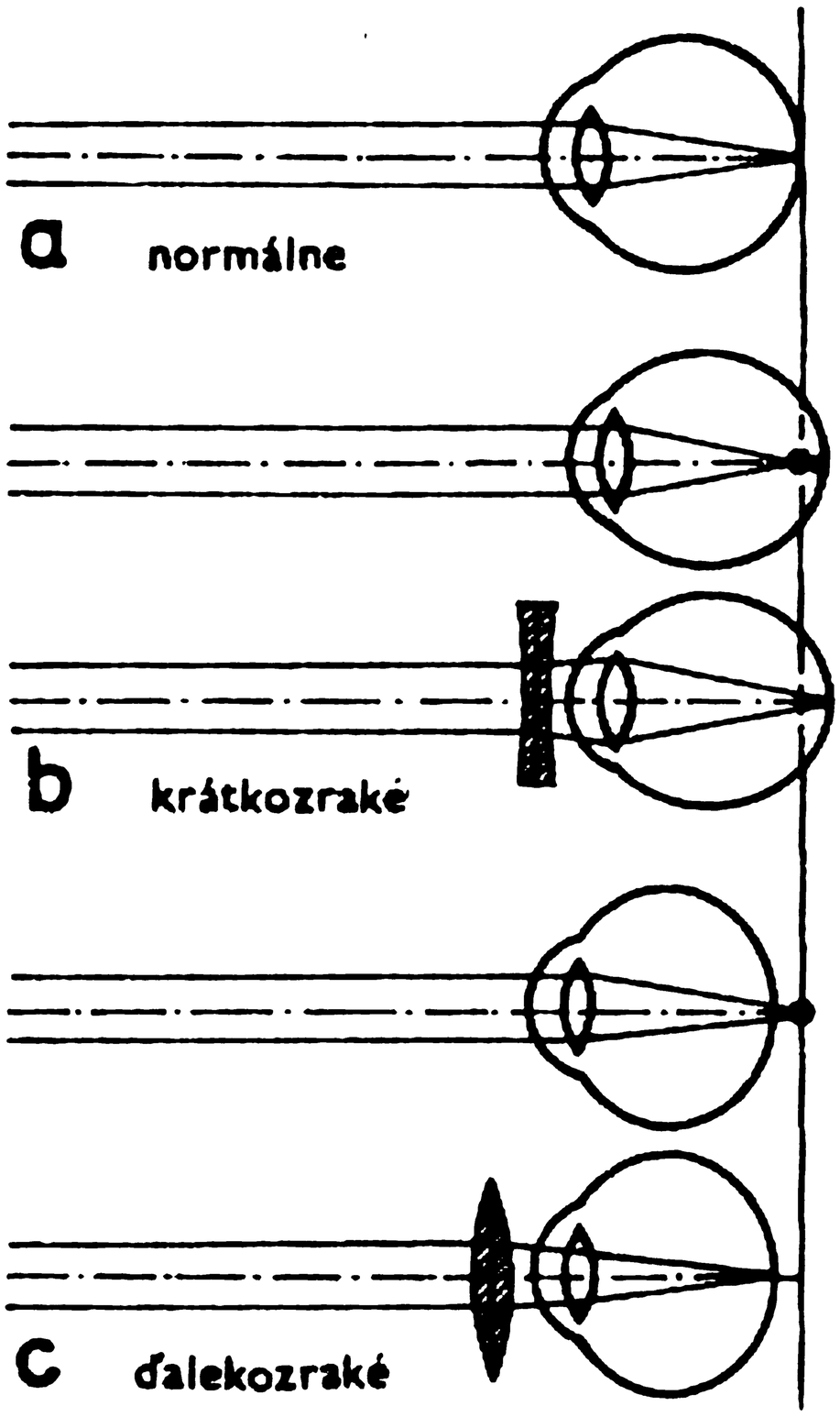
Akomodačná schopnosť normálneho (zdravého) oka má isté hranice. Najbližší bod, ktorý sa zobrazí na sietnici ostro (pri najväčšej akomodácii), volá sa **blízky bod**; body bližšie k oku sa zobrazujú neostro. Najvzdialenejší bod, ktorý sa na sietnici zobrazí ostro, nazýva sa **ďaleký bod**. Pri normálnom oku je ďaleký bod v nekonečne; kruhový sval je uvoľnený — oko je bez akomodácie. Oko sa najviac akomoduje pri pozorovaní predmetov v okolí blízkeho bodu. Vtedy sa najviac namáha

a rýchlo sa unaví. Vzdialenosť, v ktorej môžeme predmety dlhšie pozorovať bez väčšej únavy (čítať, písať a pod.), je asi 25 cm. Nazývame ju **konvenčná zraková vzdialenosť** d; pre ňu sa teda zavádza hodnota $d = 25$ cm.

Normálne oko utvorí na sietnici obrazy všetkých predmetov, ktoré sú medzi blízkym a ďalekým bodom (obr. 2-25a). Keď je však oko pretiahnuté, alebo má príliš veľkú optickú mohutnosť, utvorí sa obraz veľmi vzdialeného predmetu pred sietnicou — **oko** je **krátkozraké** (obr. 2-25b). Krátkozraké oko má ďaleký bod v konečnej vzdialenosti od oka a blízky bod má posunutý k oku. Aby oko videlo ostro aj vzdialené predmety, treba zmenšiť jeho optickú mohutnosť, čo sa dosiahne vhodnou rozptylkou.

Keď sa okom utvorí obraz veľmi vzdialeného predmetu za sietnicou, **oko** je **ďalekozraké** (obr. 2-25c). Blízky bod je zvyčajne v značnej vzdialenosti od oka (napr. 50 cm až 100 cm). Optická mohutnosť ďalekozrakého oka je malá, treba ju zväčšiť, čo sa dosiahne spojkou.

Na sietnici sa tvorí primerane osvetlený obraz adaptáciou **dúhovky** (kruhovej clony oka), ktorá má v tme priemer asi 6 mm, pri dennom

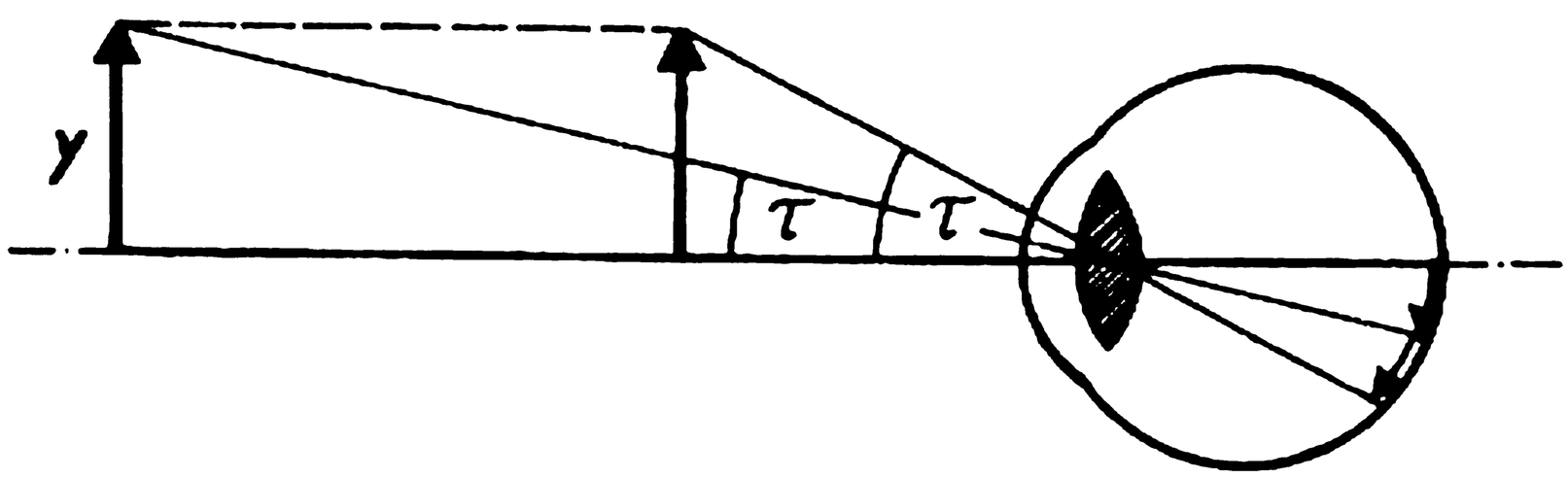


Obr. 2-25

Oko: **a)** normálne, **b)** krátkozraké, **c)** ďalekozraké

svetle asi 2 mm. Najcitlivejším miestom sietnice je oblasť **žltej škvrny**, kde je najväčšia hustota **tyčiniek** (orgány citlivé na svetlo) a **čapíkov** (orgány na rozoznávanie farieb). Citlivosť sietnice je veľká, asi 10 000-krát väčšia ako fotografickej emulzie.

Veľkosť obrazu na sietnici závisí od veľkosti **zorného uhla** τ, ktorý zvierajú svetelné lúče prechádzajúce optickým stredom šošovky a okrajmi predmetu (obr. 2-26). Čím je ten istý predmet bližšie k oku, tým je zorný uhol τ väčší. Oko je schopné rozlíšiť dva predmety (body), keď ich vidí pod zorným uhlom $\tau \geqq 1'$ (keď $\tau < 1'$, vníma ich ako jeden bod).



Obr. 2-26
Zorný uhol

Krátkotrvajúci zrakový vnem sa pri bežnom osvetlení predmetu zachová asi 0,1 s. Toto **zachovanie vnemu** (tzv. zotrvačnosť oka) je veľmi výhodné pre každodenný život a umožňuje vnímať postupnosť rýchle sa striedajúcich obrazov (film, televízia) ako plynulý dej.

Pozorovanie oboma očami a nasledujúce spracovanie signálov oboch očí v mozgu umožňuje priestorové videnie, ktoré sa stráca až pri vzdialenostiach predmetov väčších ako 450 m.

Úlohy

1. Akú optickú mohutnosť musia mať okuliare pre a) krátkozraké oko s blízkym bodom vo vzdialenosti 10 cm; b) ďalekozraké oko s blízkym bodom vo vzdialenosti 50 cm od oka? [−6 D; 2 D]
2. Aká je vzdialenosť dvoch bodov, ktoré vidí normálne oko v konvenčnej zrakovej vzdialenosti pod zorným uhlom 1′? [0,072 mm]

2.7 Lupa a mikroskop

Vieme, že dva body vidíme ako dva iba vtedy, keď zorný uhol $\tau \geqq 1'$. Pri menšom zornom uhle ich vidíme splynuté v jednom bode. Pri

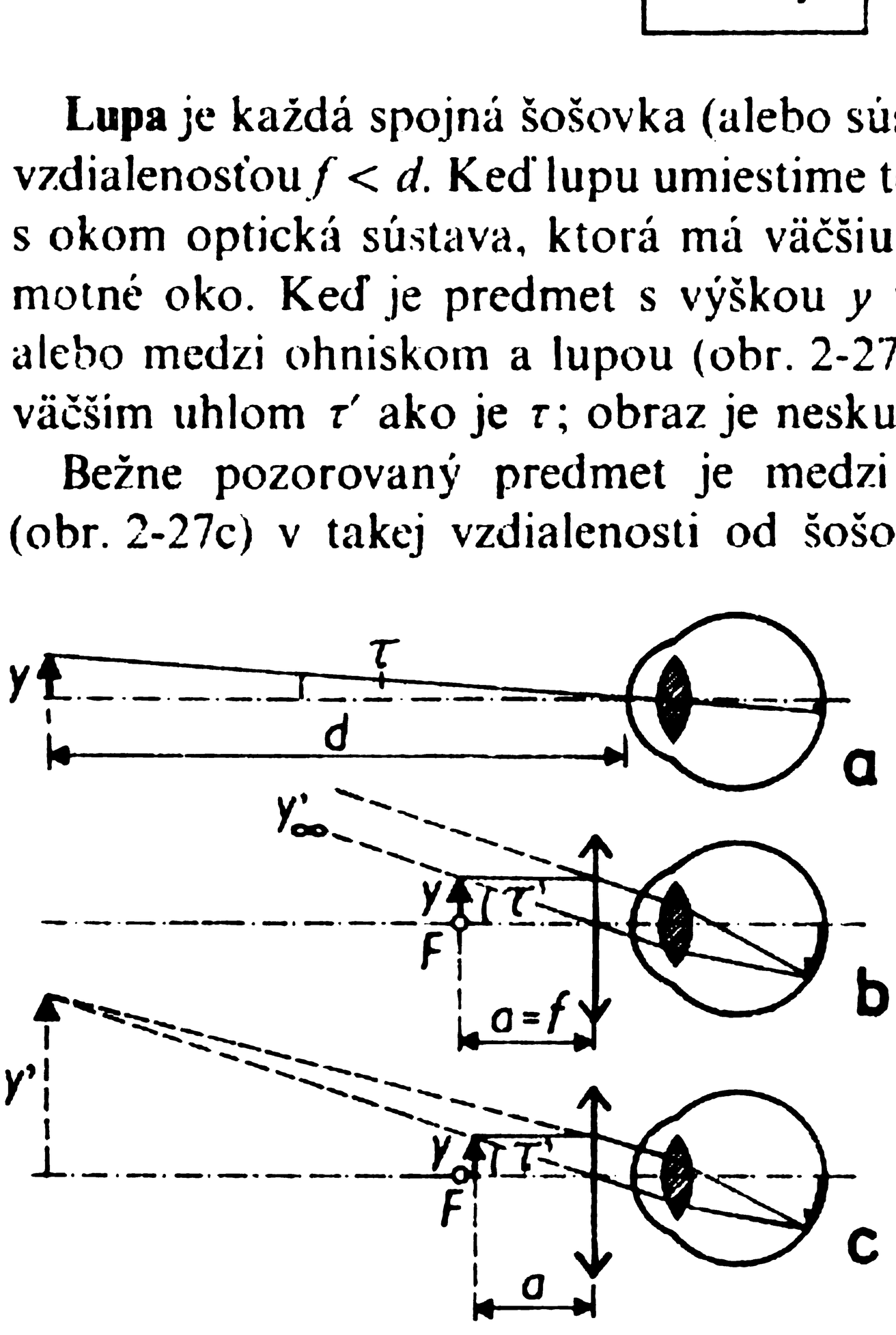
pozorovaní úsečky dĺžky y z konvenčnej zrakovej vzdialenosti d v kolmom smere (obr. 2-27a) je zorný uhol τ určený vzťahom $\operatorname{tg}\tau = \frac{y}{d}$. Dva body, ktoré pozorujeme zo vzdialenosti $d = 25$ cm, vidíme ako dva, iba keď sú vo vzdialenosti aspoň 0,072 mm (pozri 2. úlohu v stati 2.6).

Zorný uhol by sme mohli o niečo zväčšiť tak, že by sme pozorovaný predmet priblížili až do blízkeho bodu, čo by pre oko bolo unavujúce. Zväčšenie zorného uhla pri pozorovaní malých predmetov môžeme dosiahnuť pomocou vhodných optických prístrojov — lupy a mikroskopu. Keď sa nimi zväčší zorný uhol na hodnotu τ', potom na posúdenie veľkosti obrazu zavádzame **uhlové zväčšenie** γ, ktoré je definované vzťahom

$$\boxed{\gamma = \frac{\tau'}{\tau}} \qquad (2.8)$$

Lupa je každá spojná šošovka (alebo sústava šošoviek) s ohniskovou vzdialenosťou $f < d$. Keď lupu umiestime tesne pred oko, vznikne spolu s okom optická sústava, ktorá má väčšiu optickú mohutnosť ako samotné oko. Keď je predmet s výškou y v ohnisku lupy (obr. 2-27b) alebo medzi ohniskom a lupou (obr. 2-27c), vidí naše oko obraz pod väčším uhlom τ' ako je τ; obraz je neskutočný, zväčšený a priamy.

Bežne pozorovaný predmet je medzi šošovkou a jej ohniskom (obr. 2-27c) v takej vzdialenosti od šošovky, aby neskutočný obraz



Obr. 2-27
Na vysvetlenie funkcie lupy

vznikol v konvenčnej zrakovej vzdialenosti d. Zorný uhol τ' neskutočného obrazu je daný vzťahom $\operatorname{tg}\tau' = \frac{y}{a}$. Pretože uhly τ a τ' sú malé, môžeme ich vyjadriť tangentami a podľa (2.8) pre **uhlové zväčšenie lupy** dostaneme

$$\gamma = \frac{\tau'}{\tau} \doteq \frac{\operatorname{tg}\tau'}{\operatorname{tg}\tau} = \frac{y}{a} : \frac{y}{d},$$

prípadne

$$\boxed{\gamma \doteq \frac{d}{a}} \qquad (2.9)$$

Keď je predmet v ohniskovej rovine lupy, tak $a = f$ a zväčšenie $\gamma = \frac{d}{f}$ je menšie ako hodnota určená vzťahom (2.9), lebo $f > a$. V tomto prípade pozorujeme neakomodovaným okom.

Jednoduché spojky, ktoré sa používajú ako lupy, dosahujú najväčšie uhlové zväčšenie $\gamma = 6$. Väčšie zväčšenie (nanajvýš $\gamma = 30$, lebo pri väčšom vzniknú veľké zobrazovacie chyby) možno dosiahnuť lupou, ktorá je zložená zo sústavy šošoviek.

Mikroskop je centrovaná optická sústava zložená z **objektívu** (pri pozorovanom predmete — objekte) a **okulára** (pri oku). Objektív aj okulár tvoria spojné optické sústavy; v najjednoduchšom prípade sú to jednoduché spojky (obr. 2-28). Objektív má malú ohniskovú vzdialenosť f_1, okulár väčšiu ohniskovú vzdialenosť f_2. Pozorovaný predmet (preparát) s výškou y sa kladie tesne pred ohnisko F_1 objektívu. Objektív utvorí skutočný, prevrátený a zväčšený obraz s výškou y'. Predpokladajme, že okulár od objektívu je v takej vzdialenosti, aby obraz s výškou y' vznikol v predmetovej ohniskovej rovine okulára. Obraz utvorený objektívom s výškou y' je predmetom pre okulár, ktorý má rovnakú funkciu ako lupa. Oko vidí neskutočný obraz pod zorným uhlom τ'. Vzdialenosť $\Delta = |F_1F_2|$ sa nazýva **optický interval mikroskopu**.

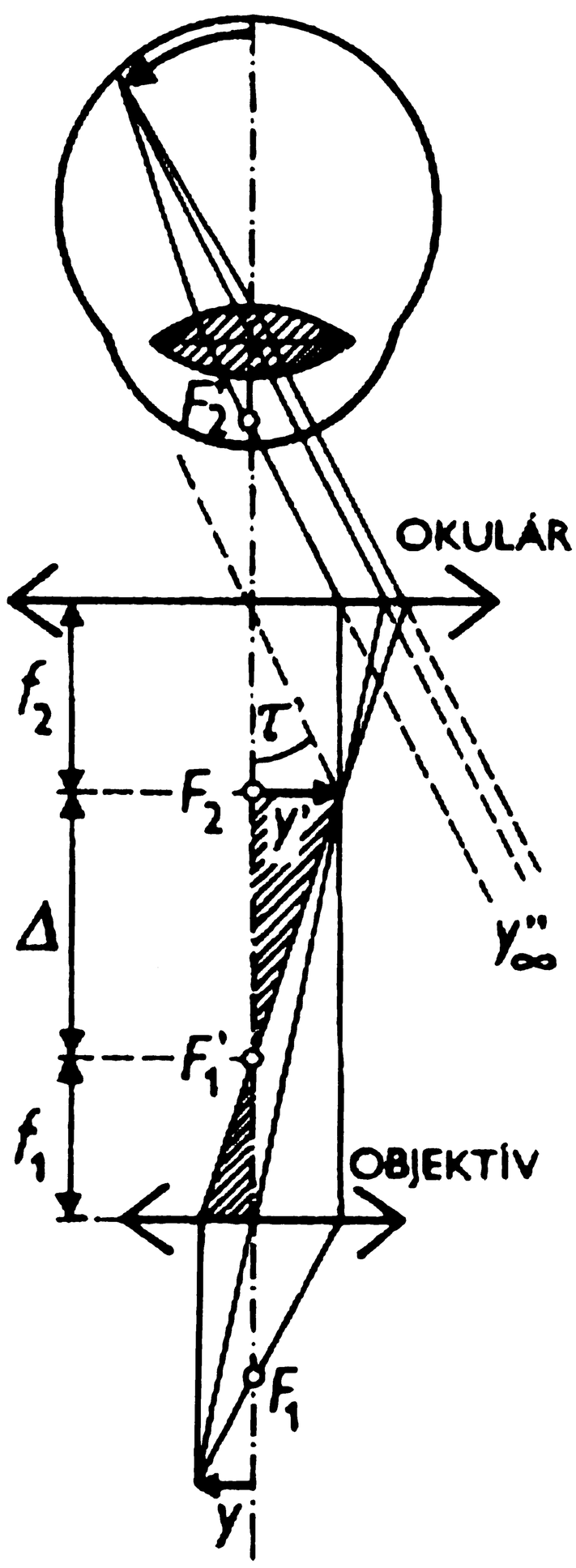
Na základe definičného vzťahu (2.8) a podľa obr. 2-28 pre **uhlové zväčšenie mikroskopu** platí

$$\gamma = \frac{\tau'}{\tau} \doteq \frac{\operatorname{tg}\tau'}{\operatorname{tg}\tau} = \frac{y'}{f_2} : \frac{y}{d} = \frac{y'}{y}\,\frac{d}{f_2}$$

Z podobnosti vyšrafovaných trojuholníkov (obr. 2-28) platí $\frac{y'}{y} = \frac{\Delta}{f_1}$, takže po dosadení do predchádzajúceho vzťahu dostaneme

$$\boxed{\gamma \doteq \frac{\Delta}{f_1}\frac{d}{f_2}} \qquad (2.10)$$

Uhlové zväčšenie mikroskopu je teda priamo úmerné optickému intervalu Δ a nepriamo úmerné ohniskovej vzdialenosti objektívu f_1 a okulára f_2. Optický interval býva 15 cm až 20 cm. Pri zaostrovaní posúvame celý tubus s objektívom a okulárom smerom od preparátu, až vidíme ostrý obraz. Vo vzťahu (2.10) $\frac{\Delta}{f_1} = \frac{y'}{y} = Z$ je priečne zväčšenie



Obr. 2-28
Schéma mikroskopu

objektívu a $\frac{d}{f_2} = \gamma_2$ je uhlové zväčšenie okulára. Potom zväčšenie mikroskopu $\gamma = Z\gamma_2$. Keď má objektív napr. priečne zväčšenie 40 a okulár uhlové zväčšenie 10, potom zväčšenie mikroskopu $\gamma = 400$. Najväčšie zväčšenie, ktoré možno mikroskopom dosiahnuť, je asi 2000. Ešte dôležitejšou charakteristikou mikroskopu je tzv. **rozlišovacia schopnosť**, s ktorou sa oboznámime v stati 3.4.

Objektív je najdôležitejšou súčasťou mikroskopu. Keďže sa objektívom zobrazujú malé predmety širokým zväzkom lúčov, aby sa odstránili zobrazovacie chyby, skladá sa až z 10 šošoviek.

Pri pozorovaní mikroskopom je dôležité aj osvetlenie predmetu. Napríklad pri tisícnásobnom zväčšení je osvetlenie obrazu miliónkrát menšie. Preto priehľadný predmet sa osvetľuje denným alebo umelým svetlom, ktoré sa naň sústreďuje zrkadlom alebo sústavou šošoviek, tzv. **kondenzorom**.

Optický mikroskop umožňuje poznávať svet malých rozmerov. Uplatňuje sa vo vede, v technike, aj vo výrobe. Ešte väčšie zväčšenie sa dosahuje **elektrónovým mikroskopom** (priamo až 250 000-násobné), kde sa pri zobrazovaní používajú elektrónové lúče.

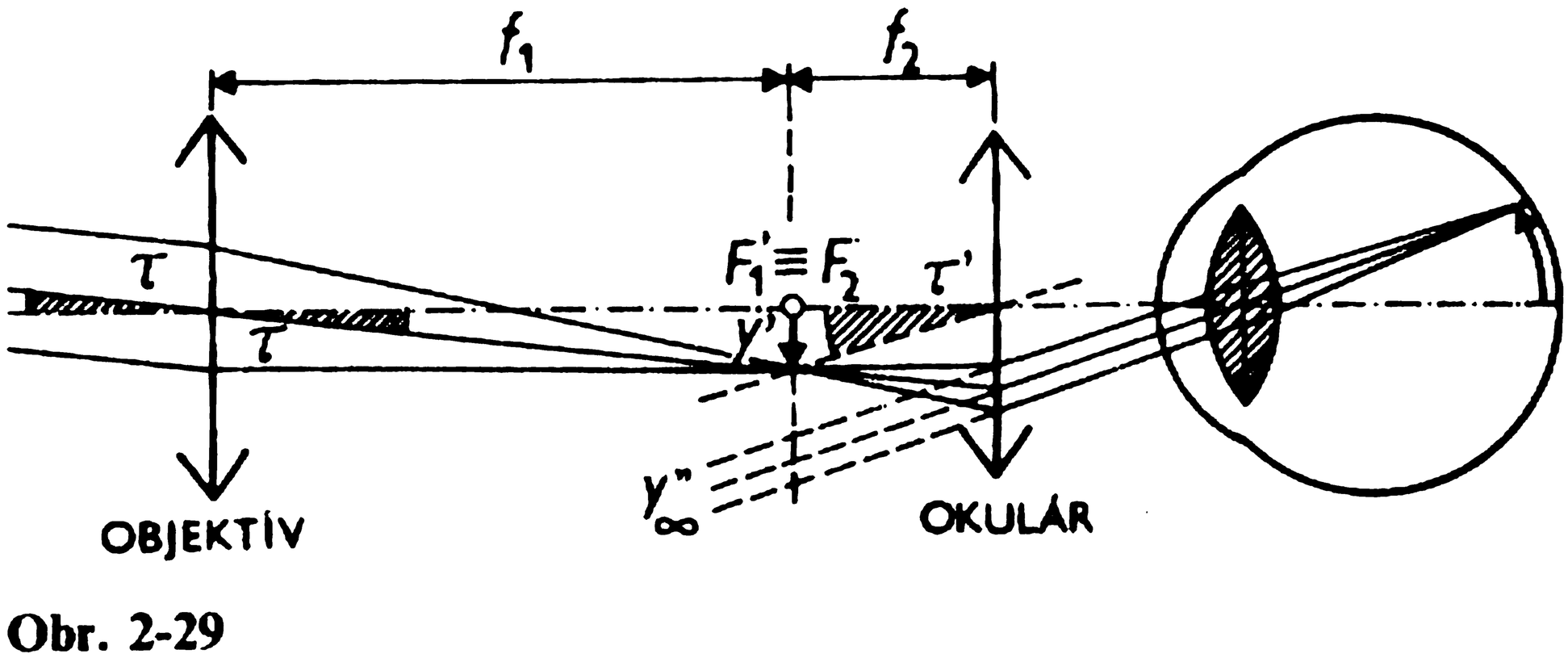
Úlohy

1. Určte zväčšenie lupy s ohniskovou vzdialenosťou 25 mm, keď je predmet a) v ohnisku; b) medzi ohniskom a lupou vo vzdialenosti 22,7 mm od lupy. [10; 11]
2. V akej vzdialenosti od lupy s ohniskovou vzdialenosťou 50 mm umiesti predmet pozorovateľ a) so zdravým okom — bez námahy ostro vidí predmet z konvenčnej zrakovej vzdialenosti $d = 25$ cm; b) s krátkozrakým okom — ostro vidí zo vzdialenosti 10 cm; c) s ďalekozrakým okom — ostro vidí zo vzdialenosti 50 cm, aby jeho obraz videl pri akomodácii oka v príslušnej zrakovej vzdialenosti? [41,7 mm; 33 mm; 45 mm]
3. Aké je uhlové zväčšenie mikroskopu s optickým intervalom 16 cm, s ohniskovou vzdialenosťou objektívu 0,4 cm a okulára 4 cm, keď zdravé oko vidí výsledný obraz v nekonečne. [250]

2.8 Ďalekohľad

Ďalekohľad zväčšuje zorný uhol pri pozorovaní vzdialených predmetov. Podobne ako mikroskop skladá sa z objektívu a okulára.

Keplerov (hvezdársky) ďalekohľad (obr. 2-29). Okulár a objektív tvoria spojné optické sústavy, v najjednoduchšom prípade sú to dve spojky. Ohnisková vzdialenosť objektívu f_1 je omnoho väčšia ako okulára f_2; $(f_1 \gg f_2)$. Obe sústavy sú centrované a vzdialenosť ich optických stredov je $f_1 + f_2$, keď obrazové ohnisko objektívu F_1' splýva s predmetovým ohniskom okulára F_2. Rovnobežné lúče vstupujúce do objektívu vystupujú z okulára opäť rovnobežne — takáto **sústava** je **afokálna (teleskopická)**.



Obr. 2-29
Schéma Keplerovho ďalekohľadu

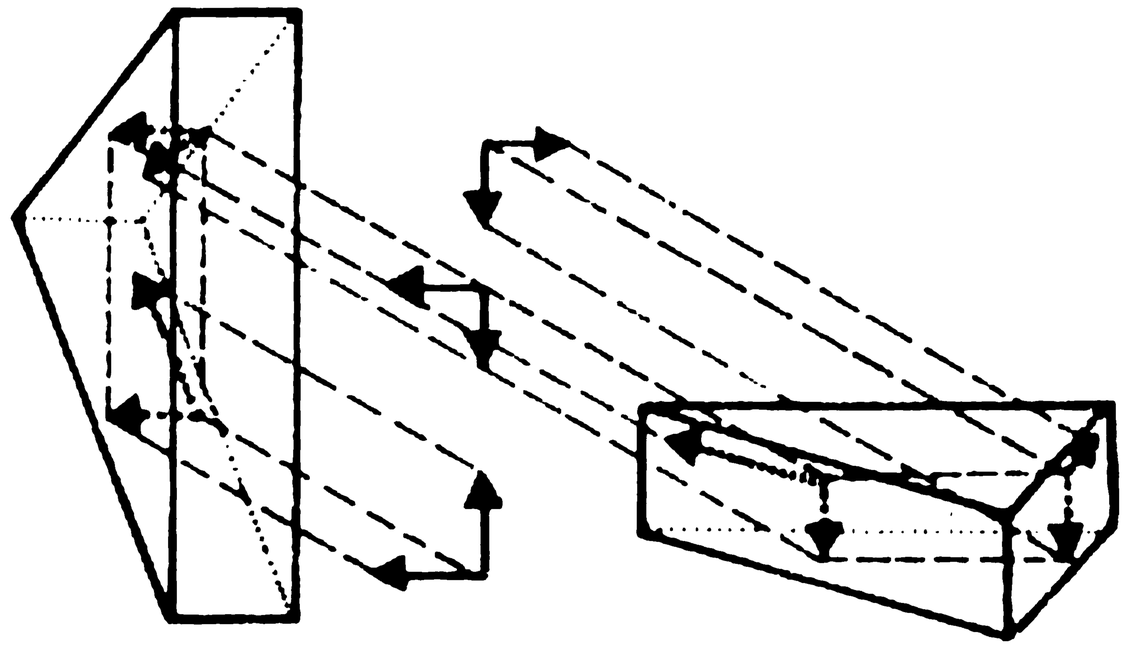
Objektív utvorí skutočný a prevrátený obraz výšky y' v ohniskovej obrazovej rovine objektívu a súčasne v predmetovej ohniskovej rovine okulára. Obraz výšky y' je predmetom pre okulár a rovnako ako pri lupe neakomodované oko vidí obraz pod zorným uhlom τ'. Z obr. 2-29 pre uhlové zväčšenie platí $\gamma = \frac{\tau'}{\tau} \doteq \frac{\operatorname{tg}\tau'}{\operatorname{tg}\tau} = \frac{y'}{f_2} : \frac{y'}{f_1}$, z čoho

$$\boxed{\gamma \doteq \frac{f_1}{f_2}} \qquad (2.11)$$

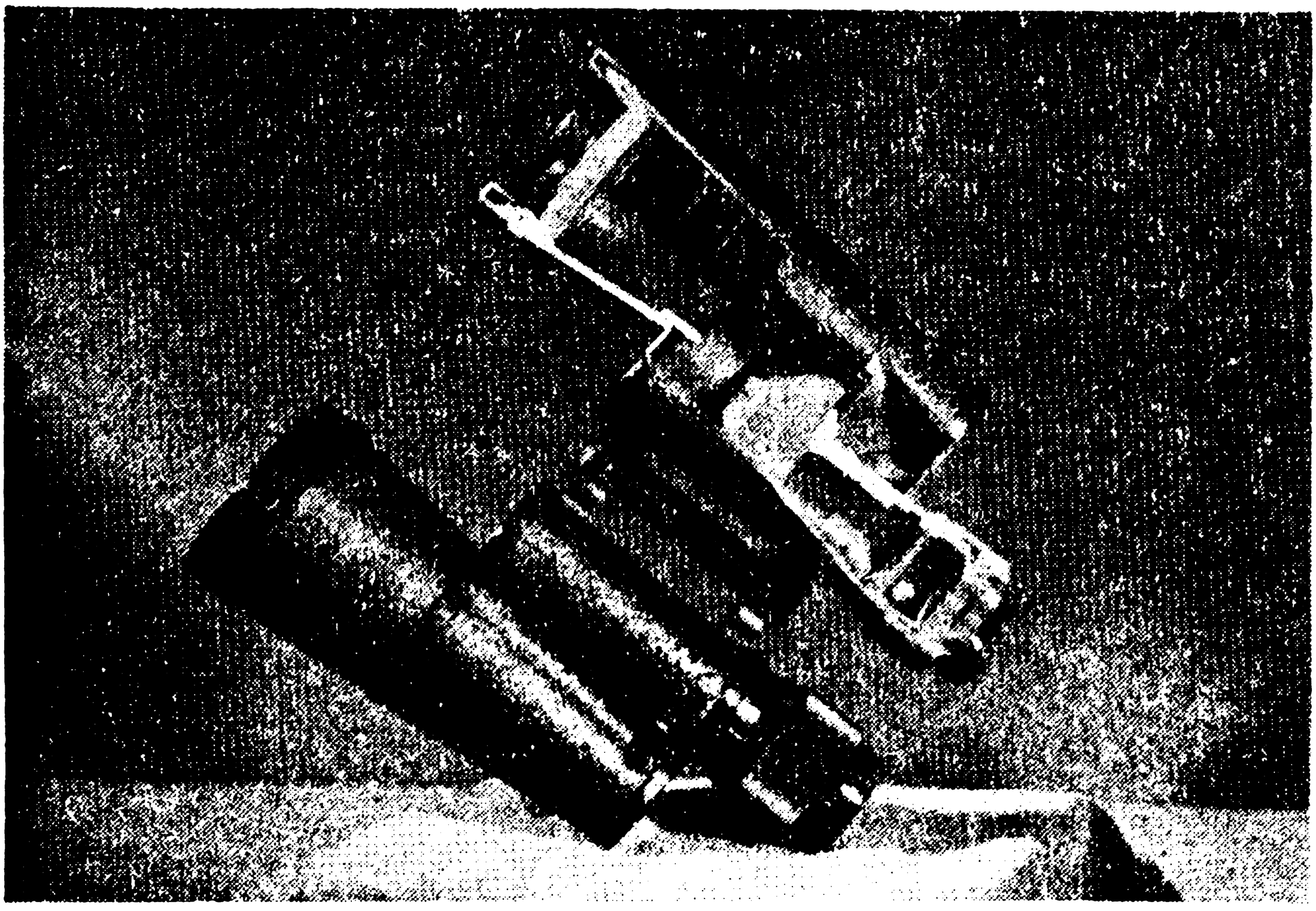
Uhlové zväčšenie ďalekohľadu zaostreného na nekonečno sa rovná podielu ohniskovej vzdialenosti objektívu f_1 a okulára f_2.

Pozorovateľ vidí v Keplerovom ďalekohľade obraz výškovo aj stranovo prevrátený (zväčšený a neskutočný), čo pri astronomických pozoro-

vaniach nie je chybou. Keď sa má Keplerov ďalekohľad použiť na pozemské pozorovanie, musí sa obraz utvorený objektívom prevrátiť. To sa robí dvojakým spôsobom: buď pomocou spojnej šošovky, buď sústavou úplne odrážajúcich hranolov (obr. 2-30). Prvý hranol prevracia obraz stranovo, druhý výškovo. Ďalekohľad, v ktorom sa obraz prevracia hranolmi, nazývame **hranolový ďalekohľad** alebo **triéder** (obr. 2-31).

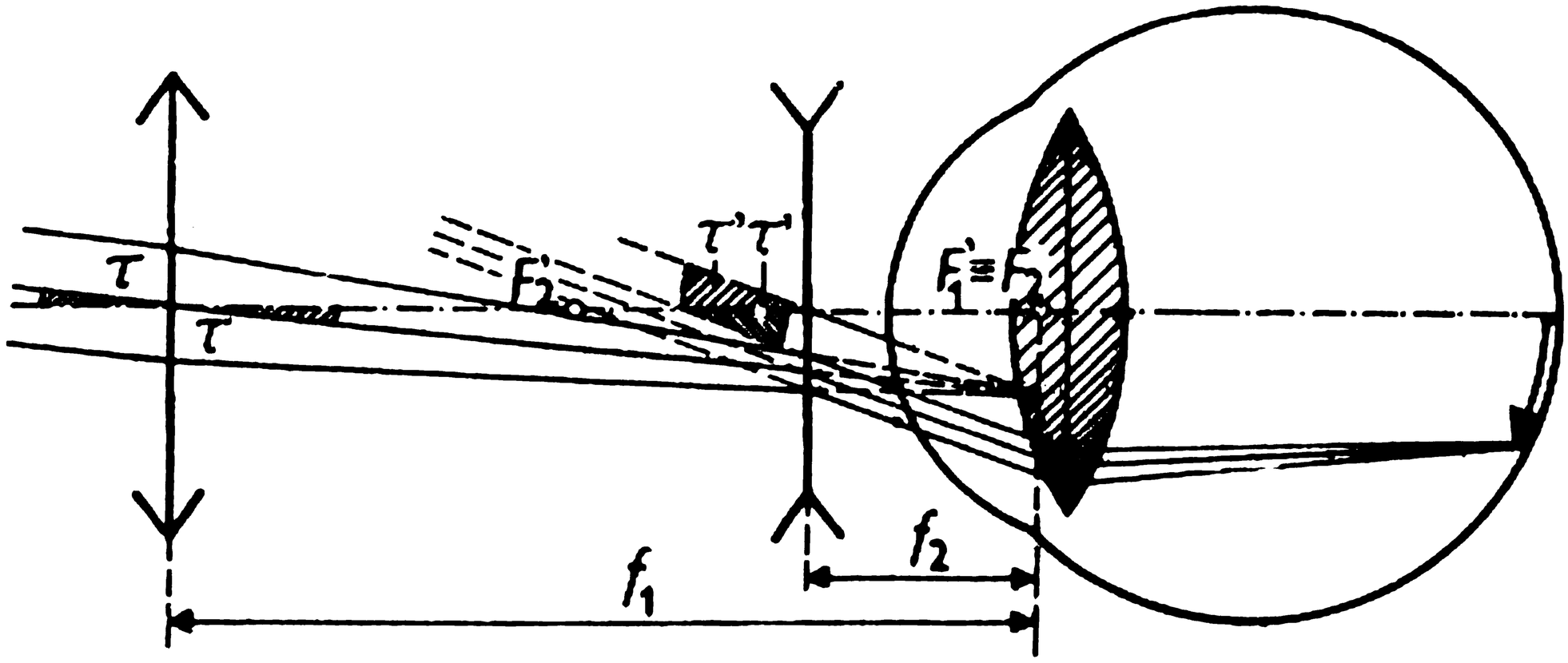


Obr. 2-30
Hranolová sústava



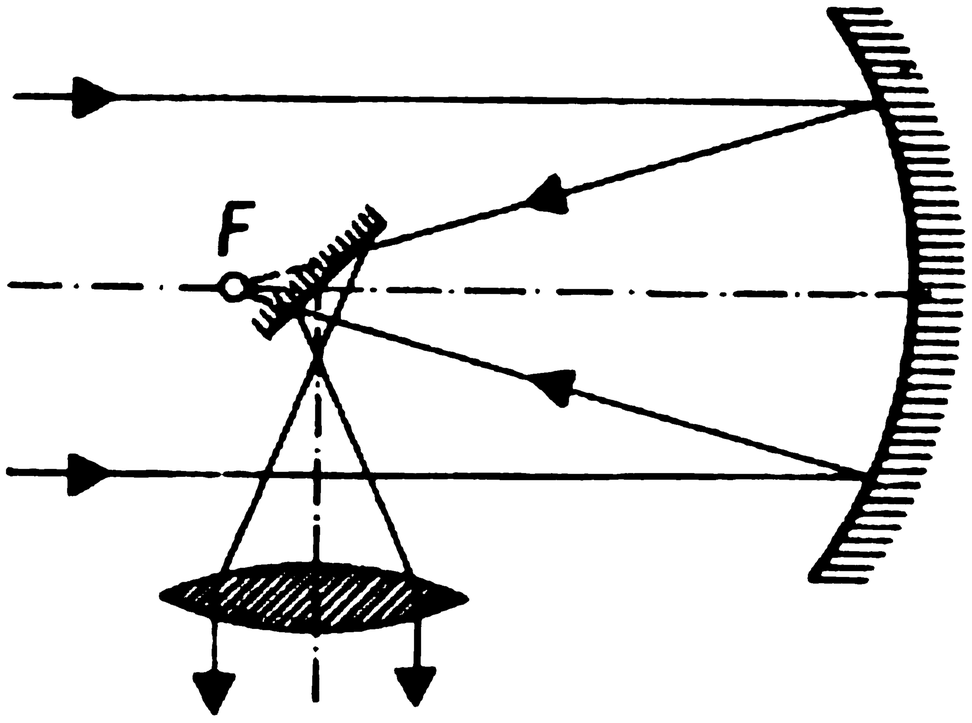
Obr. 2-31
Hranolový ďalekohľad — triéder

Galileiho (pozemský, holandský) ďalekohľad (obr. 2-32). Objektív je spojná sústava, okulár rozptylná sústava. Tvorí teleskopickú sústavu, takže ohniská F_1' a F_2 splývajú, $F_1' \equiv F_2$. Vzdialenosť optických stredov objektívu a okulára je $f_1 - |f_2|$. Chod lúčov a vznik obrazu je zrejmý z obr. 2-32. Obraz je priamy, neskutočný a zväčšený. Pre uhlové zväčšenie platí vzťah (2.11), v ktorom namiesto f_2 bude $|f_2|$. Takto sú zhotovené divadelné ďalekohľady.



Obr. 2-32
Schéma Galileiho ďalekohľadu

Zrkadlový ďalekohľad (obr. 2-33). V tomto ďalekohľade je šošovkový objektív nahradený dutým (parabolickým) zrkadlom. Zrkadlo utvorí skutočný obraz, ktorý sa pozoruje šošovkovým okulárom. Prvý takýto ďalekohľad zostrojil Newton, preto sa tiež volá **Newtonov**. Zrkadlové ďalekohľady (nazvané **reflektory**, kým ďalekohľady so šošovkovým objektívom sa volajú **refraktory**) majú v porovnaní s refraktormi veľa predností. V nich na objektíve vznikajú oveľa menšie zobrazovacie chyby a majú menšiu absorpciu.



Obr. 2-33
Schéma zrkadlového ďalekohľadu

Z konštrukčného hľadiska možno zhotoviť reflektory s oveľa väčším priemerom ako refraktory. Najväčší refraktor má priemer šošovky 102 cm (Yerkes v USA); najväčší reflektor má priemer až 610 cm (Zelinčuskaja na Kaukaze).

Technickú a technologickú náročnosť pri zhotovovaní veľkých zrkadiel vidieť z toho, že hmotnosť zrkadla pre reflektor na Kaukaze je 42 ton. Aby vnútri zrkadla nevzniklo pnutie a nepraskalo, museli ho po odliatí postupne ochladzovať dva roky. Väčšie zrkadlá sa už z jedného kusa nedajú zhotoviť. V súčasnosti sa zhotovujú zrkadlá z viacerých častí (mozaikové), kde každá časť je riadená počítačom. Takýto ďalekohľad s priemerom zrkadla 440 cm už pracuje na Mount Hopkins v USA. Pripravujú sa aj projekty na ďalekohľady so zrkadlami s priemerom 25 m.

Keď okulár ďalekohľadu trocha vysunieme tak, aby objektívom utvorený obraz bol pred predmetovým ohniskom okulára, potom okulár utvorí výsledný obraz skutočný, ktorý môžeme zachytiť na premietacej stene v primeranej vzdialenosti od okulára. Takto upravený ďalekohľad sa používa pri fotografovaní alebo pri pozorovaní Slnka.

Ďalekohľady nám umožňujú skúmať štruktúru vesmíru. Používajú sa v mnohých meracích prístrojoch aj v každodennom živote. V súčasnosti sa ďalekohľady umiestňujú do družíc a takto sa získavajú ostré snímky hviezd (bez rušivého vplyvu atmosféry Zeme).

Úloha

1. Máte dve spojky s ohniskovými vzdialenosťami $f_1 = 50$ cm, $f_2 = 5$ cm a rozptylku s $f_3 = -5$ cm. Určte dĺžku a zväčšenie ďalekohľadu a) Keplerovho; b) Galileiho. [55 cm, 10; 45 cm, 10]

ZHRNUTIE — ZÁKLADNÉ POJMY, OPTICKÉ SÚSTAVY A OPTICKÉ ZOBRAZOVANIE

V rovnorodom prostredí sa svetlo šíri **priamočiaro**. Rýchlosť svetla c vo vákuu je univerzálnou konštantou; v látkovom prostredí je rýchlosť svetla $v < c$, kde v závisí od frekvencie svetla a fyzikálnych vlastností prostredia. Na rozhraní dvoch rozličných optických prostredí svetlo sa odráža podľa **zákona odrazu**, láme podľa **zákona lomu.**

Optické prostredie charakterizuje **absolútny index lomu**, ktorý závisí od rovnakých vlastností ako rýchlosť svetla v danom prostredí.

Odraz a lom svetla na rovinných a guľových rozhraniach spôsobuje zmenu smeru svetelných zväzkov, čo umožňuje **opticky zobrazovať** svietiace alebo osvetlené predmety. Pri zrkadlách vzniká zobrazovanie odrazom, pri šošovkách lomom. V **rovinných zrkadlách** vzniká vždy obraz neskutočný, priamy, rovnako veľký ako predmet a rovnako vzdialený za zrkadlom, ako je predmet pred zrkadlom. V **guľových zrkadlách** a **šošovkách** vzájomnú polohu predmetu a obrazu vyjadruje **zobrazovacia rovnica**, ktorá formálne má rovnaký tvar pre všetky šošovky a guľové zrkadlá. Ohnisková vzdialenosť guľového zrkadla závisí od polomeru krivosti zrkadla. Ohnisková vzdialenosť tenkej šošovky závisí od indexu lomu šošovky, indexu lomu okolitého prostredia a polomerov krivostí optických plôch, ktoré šošovku ohraničujú. Zobrazovacie rovnice a vzťahy pre zväčšenie sme odvodili pre paraxiálne lúče a pre tenkú šošovku.

Oko má spojnú optickú sústavu, ktorá utvára obrazy vonkajších predmetov na sietnici. **Akomodácia oka** zaisťuje ostrosť obrazu pre predmety rozlične vzdialené od oka. Normálne (zdravé) oko utvorí na sietnici obrazy predmetov, ktoré sa nachádzajú medzi blízkym a ďalekým bodom (v nekonečne — bez akomodácie). Vzdialenosť, z ktorej normálne oko vidí bez námahy zreteľne malé predmety, je **konvenčná zraková vzdialenosť** ($d = 0{,}25$ m).

Lupa a **mikroskop** zväčšujú zorný uhol pri pozorovaní malých blízkych predmetov. Lupa je jednoduchá alebo zložená spojná šošovka. Mikroskop je centrovaná optická sústava, ktorá je zložená z dvoch spojných sústav — objektívu a okulára. **Ďalekohľad** zväčšuje zorný uhol pri pozorovaní vzdialených predmetov. Ďalekohľad je centrovaná teleskopická optická sústava, ktorá je zložená z objektívu a okulára; okulárom je vždy šošovková sústava, objektívom je buď spojná šošovková sústava (refraktor), buď parabolické zrkadlo (reflektor).

Prehľad základných veličín a vzťahov

Veličiny	Jednotky	Zákony	Vzťahy
rýchlosť svetla vo vákuu c	$m.s^{-1}$	univerzálna konštanta	$c = 299\,792\,458\ m.s^{-1}$
absolútny index lomu n			$n = \frac{c}{v}$
uhol dopadu α uhol odrazu α'	rad, °	zákon odrazu	$\alpha' = \alpha$; odrazený lúč leží v rovine dopadu
uhol lomu β	rad, °	zákon lomu (Snellov zákon lomu)	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$ lomený lúč leží v rovine dopadu
medzný uhol α_m	rad, °		$\sin\alpha_m = \frac{1}{n}$
predmetová vzdialenosť a obrazová vzdialenosť a'	m m	zobrazovacia rovnica guľového zrkadla, zobrazovacia rovnica šošovky	$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}$
ohnisková vzdialenosť guľového zrkadla f	m		$f = \frac{r}{2}$
ohnisková vzdialenosť tenkej šošovky f	m		$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$
optická mohutnosť φ	m^{-1}, D		$\varphi = \frac{1}{f}$
priečne zväčšenie Z			$Z = \frac{y'}{y}$
priečne zväčšenie guľového zrkadla priečne zväčšenie tenkej šošovky Z			$Z = -\frac{a'}{a} = -\frac{a'-f}{f} = -\frac{f}{a-f}$
uhlové zväčšenie γ			$\gamma = \frac{\tau'}{\tau}$

Veličiny	Jednotky	Zákony	Vzťahy
uhlové zväčšenie lupy γ			$\gamma \doteq \frac{d}{a}$; $d = 0{,}25$ m
uhlové zväčšenie mikroskopu γ			$\gamma \doteq \frac{\Delta}{f_1} \frac{d}{f_2}$
uhlové zväčšenie ďalekohľadu γ			$\gamma \doteq \frac{f_1}{\lvert f_2 \rvert}$

3. Vlnové vlastnosti svetla

Existuje veľa optických javov, ktoré lúčovou optikou nemožno vysvetliť. V tejto časti sa budeme zaoberať optickými javmi, ktoré potvrdzujú vlnovú povahu svetla. Sú to najmä interferencia, ohyb a polarizácia svetla. Jav disperzie, s ktorým sa na začiatku oboznámime, patrí tiež medzi tie javy, ktoré vyplývajú z vlnovej povahy svetla.

3.1 Disperzia svetla. Spektrálne farby

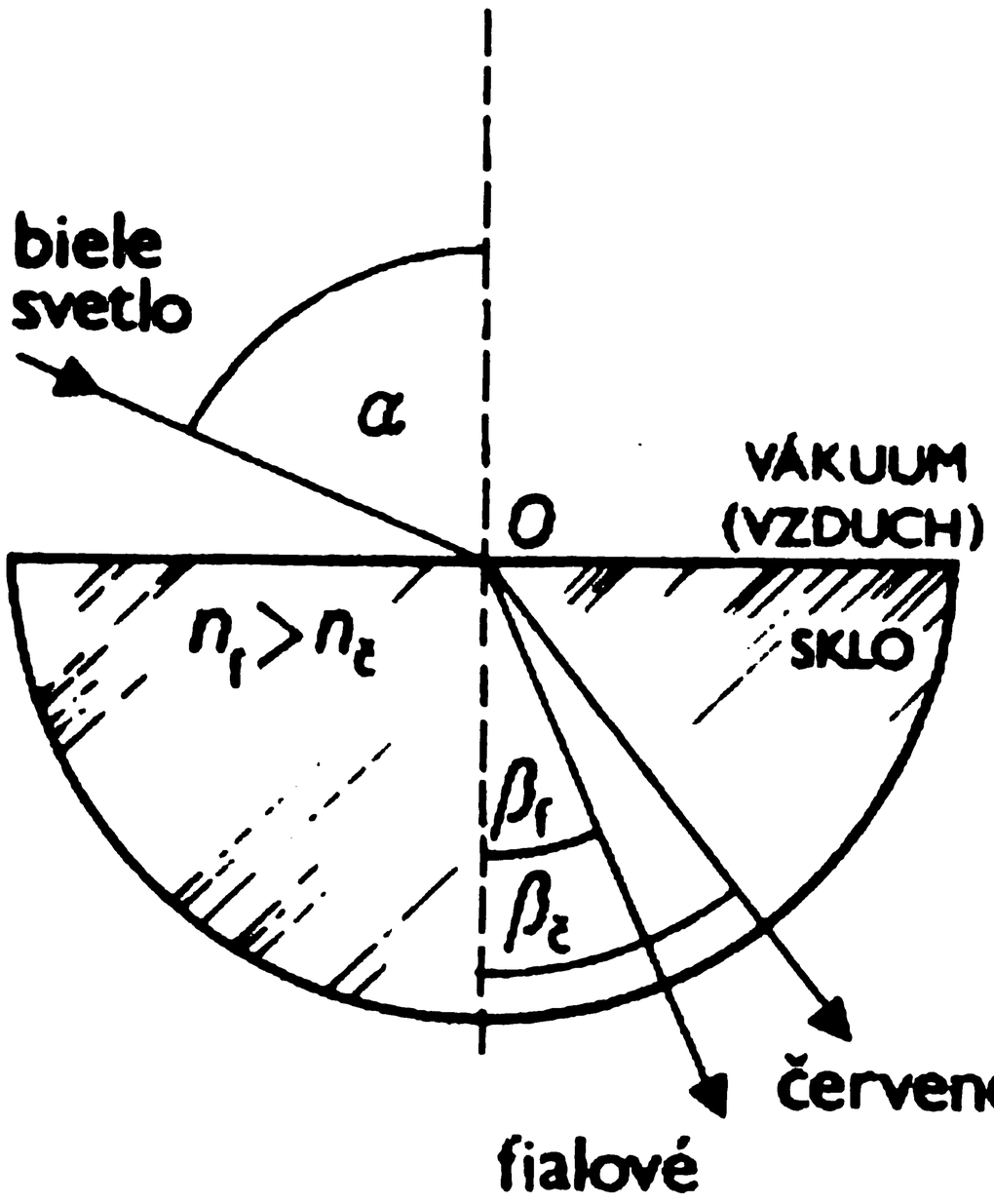
Pre veľkosť rýchlosti každého vlnenia, teda aj svetelného, platí vzťah

$$v = \lambda f$$

kde λ je vlnová dĺžka a f frekvencia svetla. Frekvencia f vlnenia je daná zdrojom a nezávisí od prostredia, ktorým sa svetlo šíri. Svetlo s rôznymi frekvenciami spôsobuje v oku subjektívny dojem rozličných farieb. Pri meraní rýchlosti svetla v rôznych prostrediach sa zistilo, že **veľkosť rýchlosti v danom prostredí závisí od frekvencie svetla**, teda $v = F(f)$. Tento fyzikálny jav sa volá **disperzia svetla**. Vo vákuu (približne aj vo vzduchu) rýchlosť svetla $c = \lambda_0 f$ nezávisí od frekvencie.

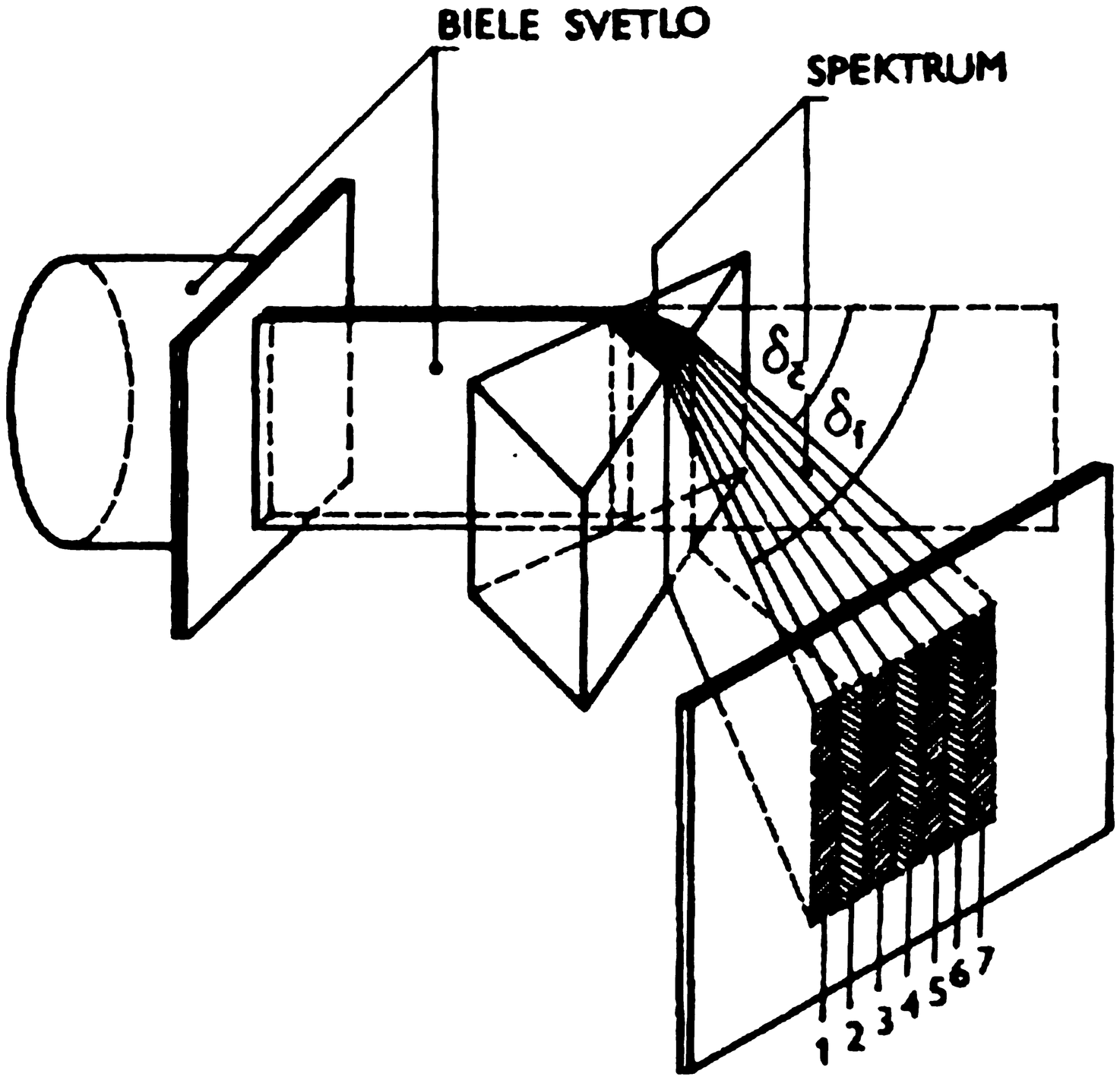
Pretože index lomu je definovaný vzťahom $n = \frac{c}{v}$, je zrejmé, že v dôsledku disperzie svetla aj **index lomu daného optického prostredia závisí od frekvencie.**

O tomto jave sa môžeme kvalitatívne presvedčiť pokusom na optickej platni (obr. 3-1). Úzky zväzok bieleho svetla (slnečného alebo umelého) dopadá na rovnú stenu do stredu O skleného polvalca pod uhlom dopadu α, ktorý nastavíme čo najväčší. Zistíme, že lomené svetlo nie je biele, jeho okraje sú sfarbené na červeno a fialovo. Hovoríme, že **biele svetlo sa pri lome rozložilo na farebné zložky.** Najviac sa láme fialové svetlo, najmenej červené ($\beta_c > \beta_f$). Keďže uhol dopadu α je



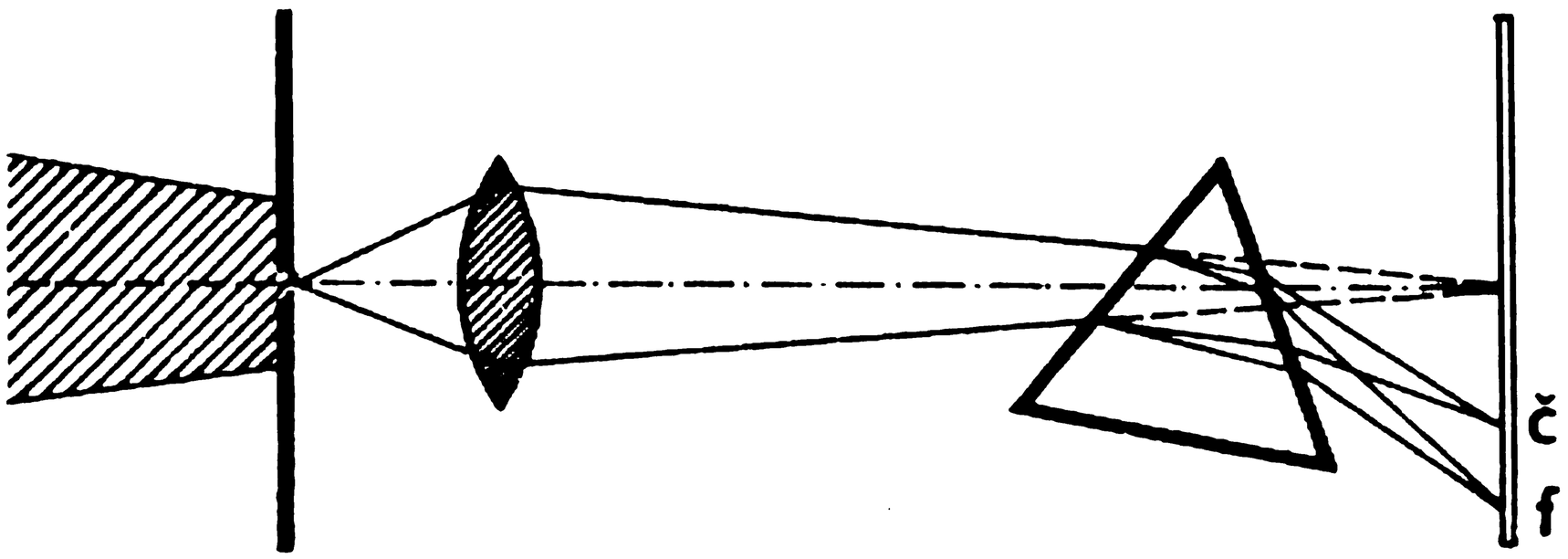
Obr. 3-1
Rozklad bieleho svetla pri lome na rovinnom rozhraní

rovnaký, musí podľa Snellovho zákona lomu rôzny uhol lomu (pre červené a fialové svetlo) byť spôsobený iba rozličným indexom lomu pre červené $n_č$ a fialové n_f svetlo, teda $\sin \beta_č = \frac{1}{n_č} \sin \alpha$, $\sin \beta_f = \frac{1}{n_f} \sin \alpha$, z čoho pre $\beta_č > \beta_f$ vyplýva, že $n_č < n_f$ a podľa vzťahu (1.1) $v_č > v_f$.



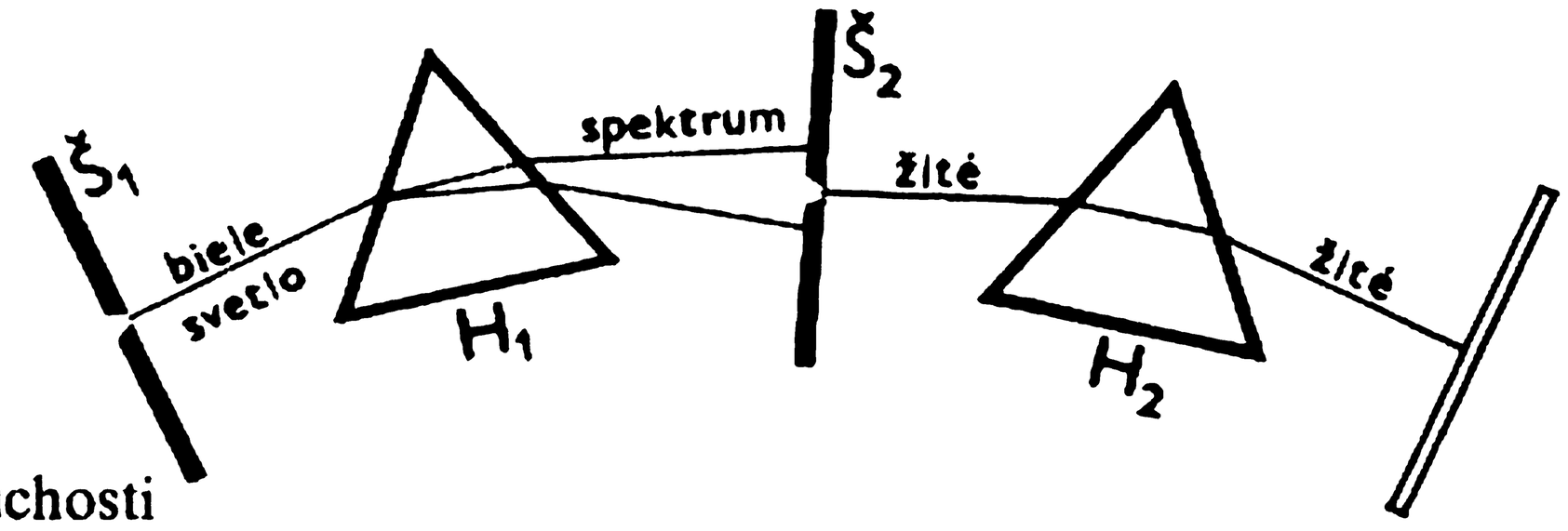
Obr. 3-2
Rozklad bieleho svetla pri lome hranolom na spektrálne farby:
1 fialová, 2 indigová, 3 modrá, 4 zelená, 5 žltá, 6 oranžová, 7 červená

Pozorovaný jav bude výraznejší, keď biele svetlo vymedzené clonou s úzkou štrbinou necháme dopadať na **optický hranol** (obr. 3-2). Tu nastáva lom aj na výstupnej stene hranola, kde už rozložené svetlo sa po ďalšom lome ešte viac odchýli od pôvodného smeru. **Po lome bieleho svetla optickým hranolom vzniká sústava farebných pruhov**, čo nazývame **spektrum**. V spektre za sebou nasledujú vždy farby: červená, oranžová, žltá, zelená, modrá, indigová a fialová*. Spektrum bude ešte výraznejšie, keď pokus usporiadame podľa obr. 3-3; pozri tiež obr. 6 v prílohe.



Obr. 3-3
Zostava pokusu na rozklad svetla

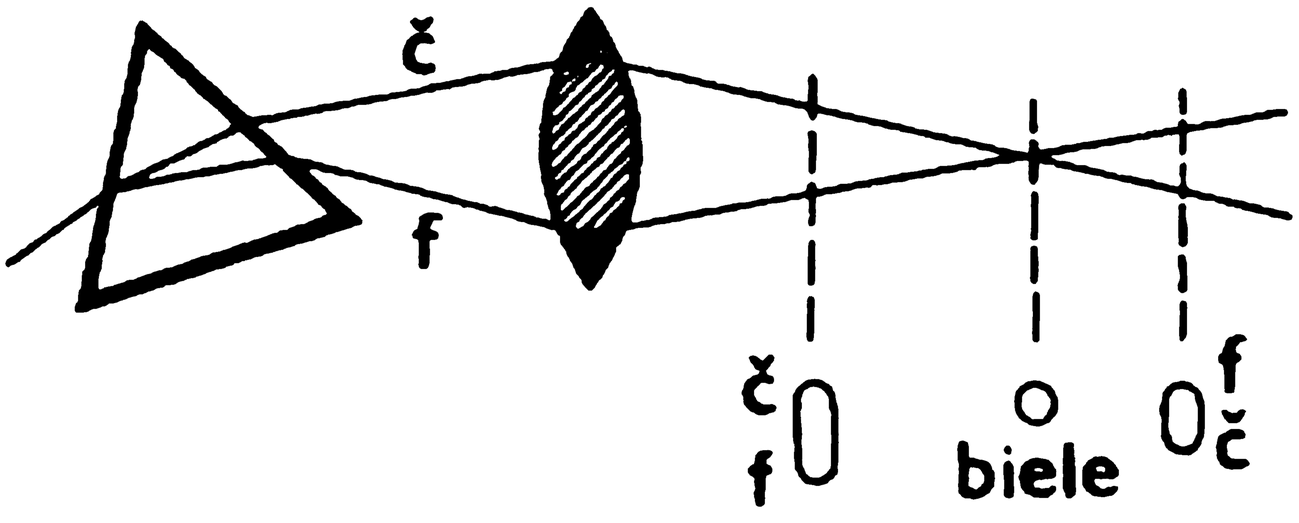
Pokusom v usporiadaní podľa obr. 3-4 sa presvedčíme, že spektrálna farba sa ďalším hranolom H_2 už nerozkladá. Hovoríme, že **spektrálne farby sú jednoduché**. Keď z bieleho svetla vzniklo svetlo spektrálne sfarbené, potom musí platiť aj obrátene, t. j. zložením všetkých spektrálnych svetiel vznikne biele svetlo — čo dokážeme pokusom podľa obr. 3-5.



Obr. 3-4
Na dôkaz jednoduchosti spektrálnych svetiel

---

* Vznik spektra pri lome na optickom hranole podrobne opisal I. NEWTON v knihe Optika, vydanej v roku 1686. Pred nim spektrum opisal profesor Karlovej univerzity v Prahe JAN MAREK MARCI (1595—1667) v spise *De arcu coelesti*, ktorý vyšiel v roku 1668. Zaoberal sa dúhou a farbou telies.

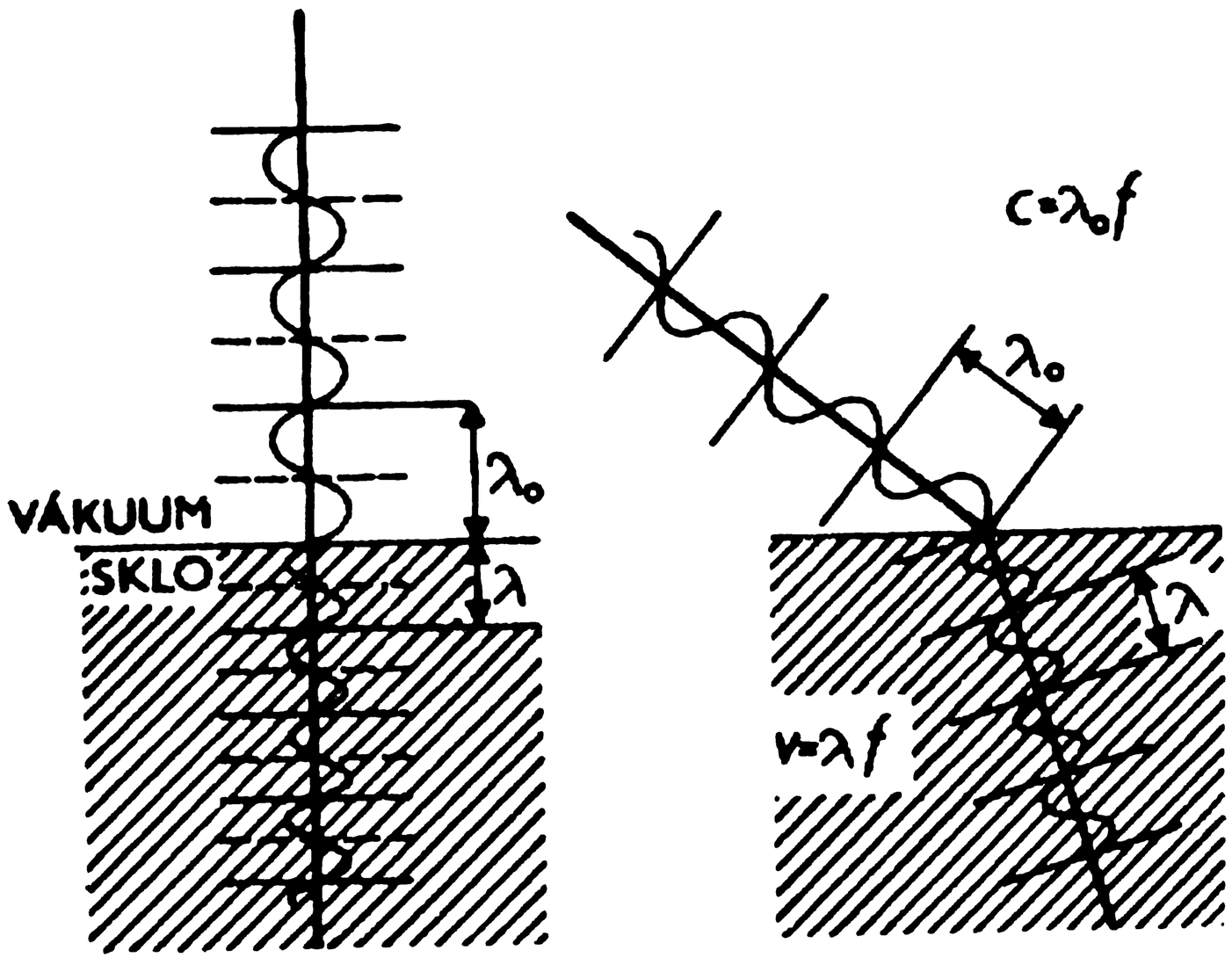


Obr. 3-5
Skladanie spektrálnych svetiel

Z pokusov vyplýva, **že biele svetlo je zmesou jednoduchých spektrálnych svetiel, teda zmesou vlnení s rozličnými frekvenciami.** Najväčšiu frekvenciu má vo viditeľnom žiarení fialové svetlo ($7{,}8 \cdot 10^{14}$ Hz), najmenšiu červené svetlo ($3{,}8 \cdot 10^{14}$ Hz). Príslušnému fialovému svetlu vo vákuu (približne vo vzduchu) zodpovedá vlnová dĺžka 380 nm, červenému 780 nm. **Svetlo s jednou frekvenciou** (vlnovou dĺžkou vo vákuu) **nazývame monofrekvenčné***. Takéto svetlo prakticky neexistuje; najviac sa k nemu približuje laserové svetlo.

Vzhľadom na to, že frekvencia vlnenia a teda aj svetla sa prechodom rôznymi prostrediami nemení, platí $f = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{v}{\lambda}$, z čoho vyplýva

$$\boxed{\lambda = \frac{\lambda_0}{n}} \qquad (3.1)$$



Obr. 3-6
Pri prechode svetla z vákua do každého iného optického prostredia je frekvencia rovnaká, ale vlnová dĺžka sa *n*-krát zmenší

* Donedávna sa v tomto zmysle používal termín monochromatické svetlo.

Vlnová dĺžka λ v istom optickom prostredí s indexom lomu n je n-krát menšia ako vlnová dĺžka λ_0 vo vákuu (obr. 3-6). V ďalšom texte, ak nebude inak uvedené, budeme vyjadrovať vlnové dĺžky svetla pre vákuum.

Zložená štruktúra bieleho svetla objasňuje aj prekvapujúce rôznorodé farby predmetov v prírode. Keď predmet odráža rovnako všetky zložky naň dopadajúceho bieleho svetla, javí sa biely, napr. sneh. Keď biele svetlo dopadá napr. na červený filter, bude filter pohlcovať mnohé zložky bieleho svetla okrem časti najmä v oblasti červeného svetla. Tráva a listy stromov sú zelené, lebo veľa zložiek bieleho svetla pohlcujú okrem časti najmä v oblasti zelenej. Keď sa na trávu pozeráme cez červené sklo (prepúšťa najviac červené svetlo), budeme ju vidieť takmer čiernu.

Úlohy

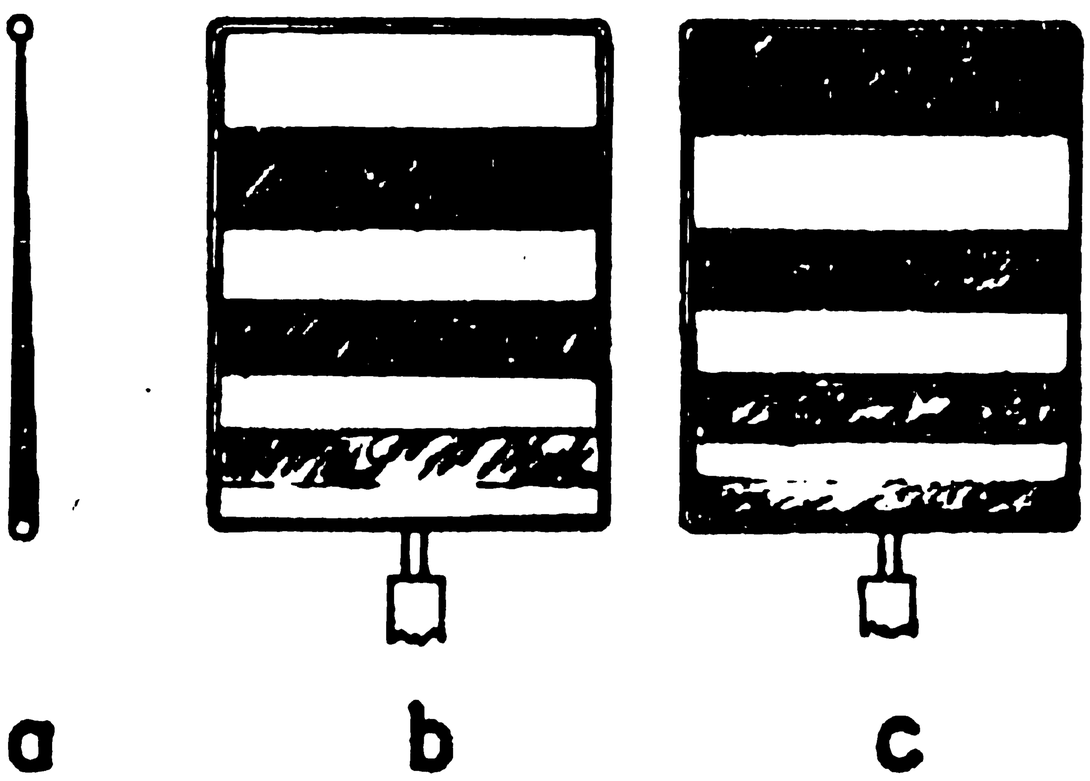
1. Vysvetlite, prečo iba dostatočne úzky zväzok svetelných lúčov bieleho svetla (vymedzený štrbinou) po lome hranolom dáva spektrum a pri širokom zväzku lúčov sa farebne javia iba jeho okraje.
2. Zostrojte podľa údajov v MFChT disperznú krivku (t. j. závislosť indexu lomu od vlnovej dĺžky $n = n(\lambda_0)$; pri väčšine látok s klesajúcou λ_0 index lomu stúpa) pre sírouhlík.
3. Vlnové dĺžky žltých čiar sodíkového svetla vo vzduchu (pri 15 °C a tlaku $1{,}013 \cdot 10^5$ Pa) sú $\lambda_{01} = 588{,}997$ nm, $\lambda_{02} = 589{,}593$ nm a prislúchajúce indexy lomu sírouhlíka $n_1 = 1{,}628$, $n_2 = 1{,}626$. Určte frekvencie, vlnové dĺžky a fázové rýchlosti v sírouhlíku. Zmení sa farba svetla v sírouhlíku? [$f_1 = 5{,}089\,88 \cdot 10^{14}$ Hz, $\lambda_1 = 361{,}792$ nm, $v_1 = 184\,200$ km . s^{-1}; $f_2 = 5{,}084\,73 \cdot 10^{14}$ Hz, $\lambda_2 = 362{,}603$ nm, $v_2 = 184\,400$ km . s^{-1}; farba svetla sa nezmení, lebo frekvencia je v každom optickom prostredí rovnaká]

3.2 Interferencia svetla. Farba tenkých vrstiev

Vlnové vlastnosti svetla sa prejavujú pri interferencii (skladaní) svetla. Niektoré prejavy interferencie svetla poznáte aj z bežnej skúsenosti. Sú to napr. dúhové farby na mydlinových bublinách alebo veľmi tenkých vrstvách oleja na vode. Tieto a veľa iných javov vysvetlil anglický fyzik

THOMAS YOUNG (jang; 1773—1829), ktorý prišiel na geniálnu myšlienku objasniť farby tenkých vrstiev interferenciou svetla*.

Vznik interferenčných obrazov môžeme pozorovať na pokuse: Drôtený rámik s držiakom ponorime do nádoby s mydlovým roztokom. Po vytiahnutí rámika z roztoku sa v ňom utvorí tenučká blana. Keď rámik držíme v zvislej polohe, voda steká k dolnej časti a blana sa stane tenkou klinovou vrstvou (obr. 3-7a). Pri osvetlení blany monofrekvenčným svetlom vzniknú na nej v odrazenom (aj v prepustenom) svetle tmavé a svetlé prúžky (obr. 3-7b, c). V bielom svetle sú prúžky dúhovo sfarbené.



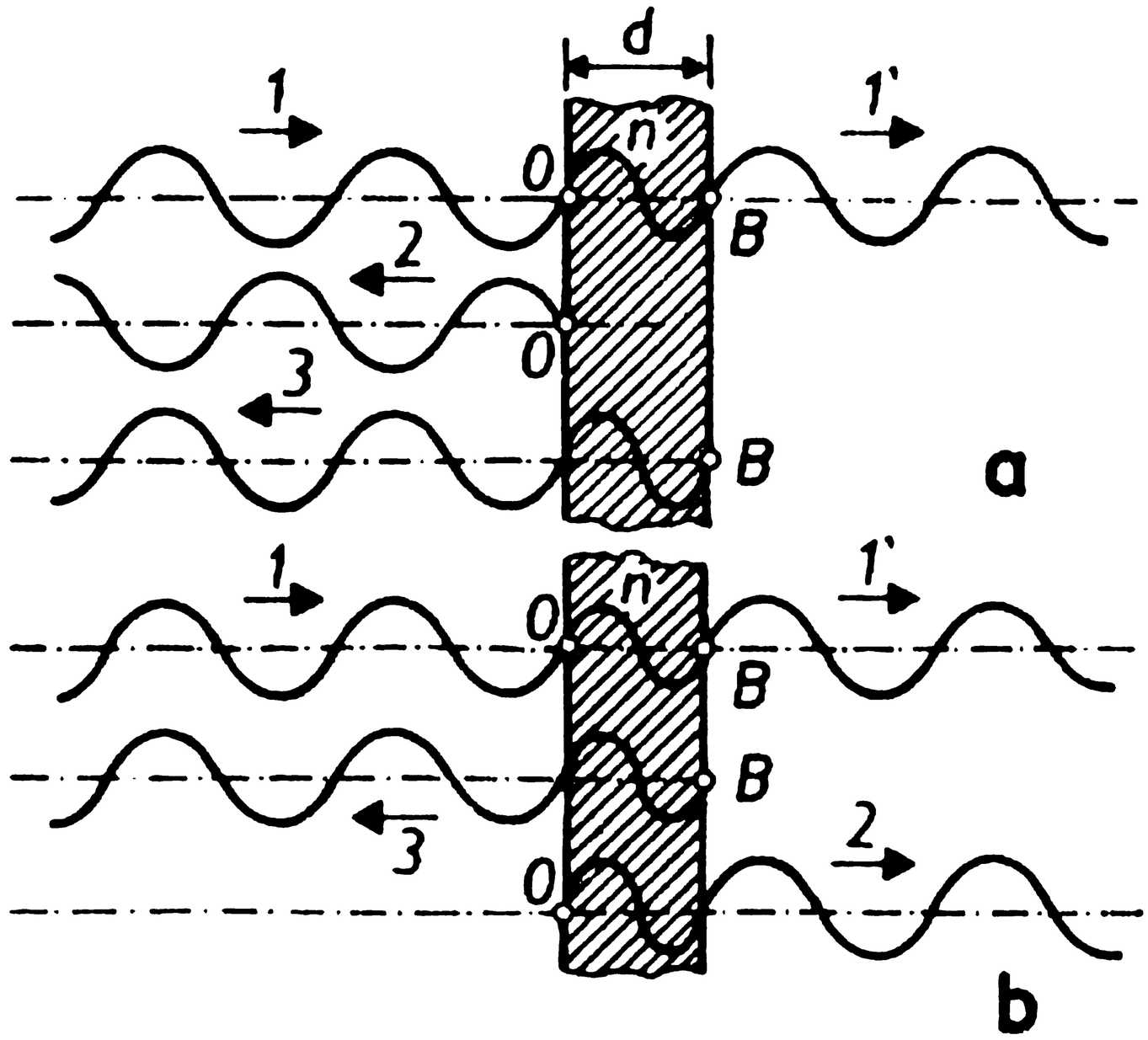
Obr. 3-7
Interferencia svetla na mydlinovej blane: **a)** rez blanou — klinová tenká vrstva, **b)** interferenčný obraz v odrazenom svetle, **c)** interferenčný obraz v prepustenom svetle

Aby sme tento jav objasnili, uvažujme o tenkej vrstve s rovnakou hrúbkou *d* (planparalelná vrstva). Vrstva s indexom lomu *n* je vo vzduchu (obr. 3-8a). Predpokladajme, že na vrstvu dopadá kolmo monofrekvenčné svetlo *1*. Z dopadajúceho svetla *1* časť svetla *1′* vrstvou prechádza, časť *2* sa odráža v bode *O* na prednej stene rozhrania a časť *3* sa odráža v bode *B* na zadnej stene rozhrania (o viacnásobných odrazoch neuvažujeme). V priestore pred vrstvou sa stretávajú dve odrazené vlnenia *2* a *3*, ktoré sa môžu skladať — interferovať. Či v danom mieste vznikne maximum, alebo minimum svetla, závisí od fázového rozdielu obidvoch skladajúcich sa vlnení a fázový rozdiel zasa od ich dráhového rozdielu**.

---

* THOMAS YOUNG mal neobyčajne široké vedecké záujmy. Bol lekárom aj fyzikom s mimoriadnou intuíciou, astronómom a mechanikom, metalurgom i egyptológom, jazykovedcom i talentovaným hudobníkom. Jeho najvážnejšou zásluhou je asi objav interferencie svetla (názov tiež pochádza od neho) a objasnenie ohybu svetla na základe vlnovej teórie. Prvý odmeral vlnovú dĺžku monofrekvenčného svetla.

** Zopakujte si poznatky o interferencii mechanického vlnenia.



Obr. 3-8
Na vysvetlenie interferencie monofrekvenčného svetla na tenkej planparalelnej vrstve pri kolmom dopade svetla: **a)** v odrazenom svetle interferujú vlnenia 2, 3, **b)** v prepustenom svetle interferujú vlnenia 1', 2

Pri interferencii svetla však rozhodujú tieto okolnosti:

1. Keď má nastať trvale pozorovateľná interferencia svetla, musia mať skladajúce sa svetelné vlnenia rovnakú frekvenciu a stály s časom sa nemeniaci fázový rozdiel. Takéto vlnenia sú **koherentné**. V našom prípade sú odrazené vlnenia *2* a *3* koherentné, lebo vznikli rozštiepením dopadajúceho vlnenia *1*. Ak sa fáza dopadajúceho vlnenia s časom akokoľvek mení, menia sa súčasne aj fázy v oboch odrazených vlneniach *2* a *3*; ich fázový rozdiel je v ľubovoľnom okamihu stály a nezávisí od času.

2. Ďalej si musíme uvedomiť, že skladajúce sa vlnenia *2* a *3* odrazené v bodoch *O* a *B* idú dvoma rozličnými optickými prostrediami (vlnenie *2* len vo vzduchu a vlnenie *3* aj v tenkej vrstve s indexom lomu *n*). Ich dráhový rozdiel, ako je to zrejmé z obr. 3-8a, je $\Delta s = 2d$ (svetlo vo vrstve postupuje od *O* do *B* a späť od *B* do *O*). Vo vrstve sa svetlo šíri *n*-krát pomalšie ako vo vzduchu (presne vo vákuu), preto čas potrebný na prebehnutie napr. dráhy *s* v látkovom optickom prostredí je taký, aký by bol potrebný vo vzduchu na prebehnutie dráhy *ns*, čo je **optická dráha** *l*. Teda platí

$$\boxed{l = ns} \qquad (3.2)$$

Inými slovami: optická dráha *l* je dĺžka, ktorú by svetlo prešlo vo

vzduchu (presne vo vákuu) za rovnaký čas ako dráhu s v danom optickom prostredí. Vo vzduchu platí $l = s$ (lebo $n \doteq 1$).

V našom prípade rozdiel optických dráh $\Delta l = n\,\Delta s = 2nd$.

3. Pokusom na mydlinovej blane sa môžeme presvedčiť, že interferenčné obrazy v odrazenom a prepustenom svetle sú doplnkové (obr. 3-7b, c). To dokazuje, že pri odraze jedného z vlnení 2, 3, musela nastať zmena fázy na opačnú. Bolo dokázané, že **svetelné vlnenie pri odraze na opticky hustejšom prostredí** (v bode O) **zmení fázu na opačnú** (analogicky ako pri odraze mechanického vlnenia na pevnom konci). Pri tomto odraze vznikne teda fázový rozdiel, ktorému zodpovedá dráhový rozdiel $\frac{\lambda}{2}$. Pri odraze svetelného vlnenia na opticky redšom prostredí (v bode B) sa fáza nemení.

Na základe uvedeného rozboru je teda celkový rozdiel optických dráh vlnení 2 a 3 v odrazenom svetle pri kolmom dopade svetla $2nd + \frac{\lambda}{2}$.

Najväčšie zosilnenie (maximum) svetla v odrazenom svetle nastane v miestach, pre ktoré platí

$$2nd + \frac{\lambda}{2} = 2k\,\frac{\lambda}{2}, \quad \text{prípadne} \quad 2nd = (2k - 1)\,\frac{\lambda}{2} \tag{3.3}$$

Najväčšie zoslabenie (minimum) svetla v odrazenom svetle nastane v miestach, pre ktoré platí

$$2nd + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1)\,\frac{\lambda}{2}, \quad \text{prípadne} \quad 2nd = 2k\,\frac{\lambda}{2} \tag{3.4}$$

V daných vzťahoch $k = 1, 2, 3, \ldots$ určuje **rád interferenčného maxima (minima)** a λ je vlnová dĺžka svetla.

Rovnakou úvahou by sme dostali podmienky interferencie svetla na tenkej vrstve pri kolmom dopade v prepustenom svetle (obr. 3-8b, pozri 1. úlohu tejto state).

Úlohy

1. Určte podmienky pre interferenčné maximum a minimum svetla na tenkej planparalelnej vrstve s indexom lomu n vo vzduchu v prepustenom svetle,

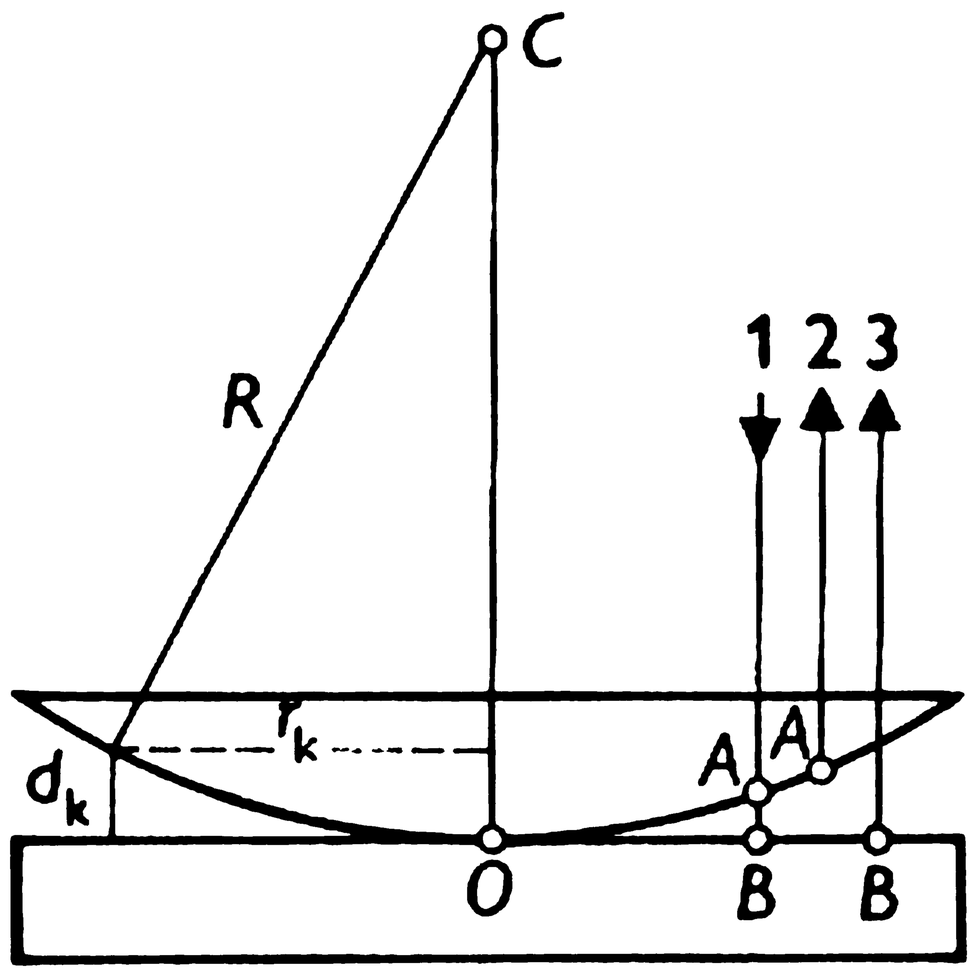
keď svetlo na vrstvu dopadá kolmo (obr. 3-8b). Porovnajte ich s podmienkami v odrazenom svetle (3.3) a (3.4).

2. Určte hrúbku mydlinovej blany s indexom lomu 1,350 v miestach, v ktorých vidíme blanu v odrazenom svetle žltú (589,3 nm), ak je blana kolmo osvetlená sodíkovým svetlom. Odôvodnite, prečo miesta s vyššími rádmi interferenčného maxima ($k = 2, 3, \ldots$) majú postupne menšiu intenzitu ako interferenčné maximum 1. rádu. [$d = (2k - 1)\ 109{,}1$ nm]
3. Na vrstvu oleja s hrúbkou 0,2 μm, ktorá je na vode, dopadá kolmo slnečné svetlo. Určte vlnovú dĺžku svetla, ktorá sa bude v odrazenom svetle najviac a ktorá najmenej zosilňovať, keď rýchlosť svetla v oleji je $2 \cdot 10^8\ m \cdot s^{-1}$ a vo vode $2{,}2 \cdot 10^8\ m \cdot s^{-1}$. [max. 400 nm, min. 600 nm]
4. Na povrchu skla je nanesená planparalelná tenká vrstva fluoridu horečnatého (MgF_2), ktorého index lomu je menší ako index lomu skla. Určte podmienky pre maximum a minimum v odrazenom svetle, ak svetlo na tenkú vrstvu dopadá kolmo.

3.3 Použitie interferencie svetla

Interferencia svetla na tenkej vrstve má veľké uplatnenie tak vo vede, ako aj v technickej praxi. Spomenieme iba niektoré príklady.

1. **Meranie vlnovej dĺžky svetla Newtonovými sklami.** Keď na sklenú platňu položíme ploskovypuklú šošovku s veľkým polomerom krivosti R (obr. 3-9), vznikne medzi platňou a vypuklou plochou šošovky tenká vzduchová vrstva. Hrúbka vzduchovej vrstvy d_k sa od stredu O (dotyku skiel) spojite zväčšuje, takže miesta s rovnakou hrúbkou vypĺňajú kružnice so stredom O. Takáto sústava skiel sa nazýva **Newtonove sklá**. Keď



Obr. 3-9
Newtonove sklá

na ne dopadá monofrekvenčné svetlo, v odrazenom svetle vznikne sústava tmavých a svetlých krúžkov so spoločným stredom v bode *O*. Uprostred je tmavý krúžok. V prepustenom svetle je uprostred svetlý krúžok a ďalej sa striedajú tmavé a svetlé krúžky. V bielom svetle sú krúžky spektrálne sfarbené — v odrazenom svetle modrý na vnútornej a červený na vonkajšej strane (obr. 1 v prílohe). Meranie vlnovej dĺžky pomocou Newtonových skiel je podrobne uvedené v cvičení 5.

2. **Kontrola rovinných a guľových plôch.** Jav interferencie svetla sa využíva aj pri kontrole opracovania rovinných a guľových plôch šošoviek, optických hranolov a pod. Napríklad vyrobená šošovka sa prikladá ku kalibru zo skla, ktorý má presnú krivosť, čím sa medzi oboma sklami utvorí tenká vzduchová vrstva, na ktorej vznikne interferenčný obraz. Čím je lepšia zhoda, tým je prúžkov menej a sú širšie (obr. 2 v prílohe).

3. **Protiodrazové vrstvy.** Objektívy fotoaparátov, projekčných prístrojov a ďalších optických prístrojov sa skladajú z veľkého počtu optických skiel (šošoviek, hranolov). Keď takýmto systémom prechádza svetlo, odráža sa od mnohých povrchov. Pri kolmom dopade svetla sa od povrchu skla odráža 5 až 9 % z celkového dopadnutého svetla. Keď má fotoobjektív napr. 10 povrchov, z dopadajúceho svetla sa veľká časť odráža a nezúčastňuje sa na zobrazení. Aby sa týmto stratám zabránilo, pokrývajú sa plochy optických skiel tenkou planparalelnou vrstvou z priehľadnej látky s menším indexom lomu n, ako je index lomu skla n_s.

V 4. úlohe v stati 3.2 sme pre takýto prípad tenkej planparalelnej vrstvy našli podmienku, kedy sa svetlo najmenej odráža (zoslabuje), ak na vrstvu dopadá kolmo, t. j. $2nd = (2k - 1)\frac{\lambda}{2}$. Z nej pre minimum 1. rádu ($k = 1$) dostaneme

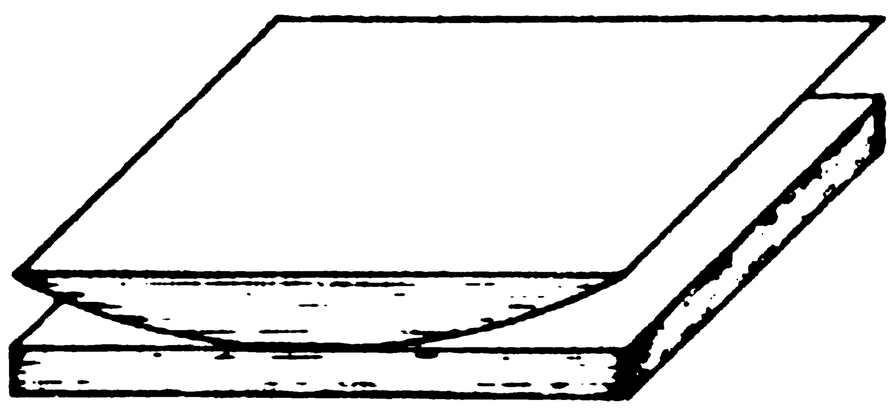
$$d = \frac{\lambda'}{4}$$

kde $\lambda' = \frac{\lambda}{n}$ je vlnová dĺžka svetla v tenkej vrstve. To znamená, že odrazeného svetla bude najmenej, keď sa hrúbka vrstvy d bude rovnať štvrtine vlnovej dĺžky λ' v tenkej vrstve.

Na optické sklá zväčša dopadá biele svetlo a podľa daného vzťahu hrúbka vrstvy závisí od vlnovej dĺžky. Preto nie je možné, aby sa interferenciou na tenkej protiodrazovej vrstve zoslabovalo svetlo všetkých vlnových dĺžok. Volí sa teda taká hrúbka vrstvy, aby pri nej úplné zoslabenie, pri kolmom dopade svetla, nastalo pri svetle stredných častí spektra — vlnovej dĺžke 550 nm (žltozelenej farby). Potom v odrazenom svetle chýba interferujúca časť bieleho svetla. Preto sa nám objektív s takouto odrazovou vrstvou javí v modrastom odtieni.

Úlohy

1. Na rovinnú sklenú platňu položíme sklený polvalcový vrchlík s veľkým polomerom vypuklej valcovej plochy (obr. 3-10). Opíšte interferenčný obraz, ktorý by vznikol v odrazenom svetle pri kolmom dopade svetla na danú sústavu skiel.



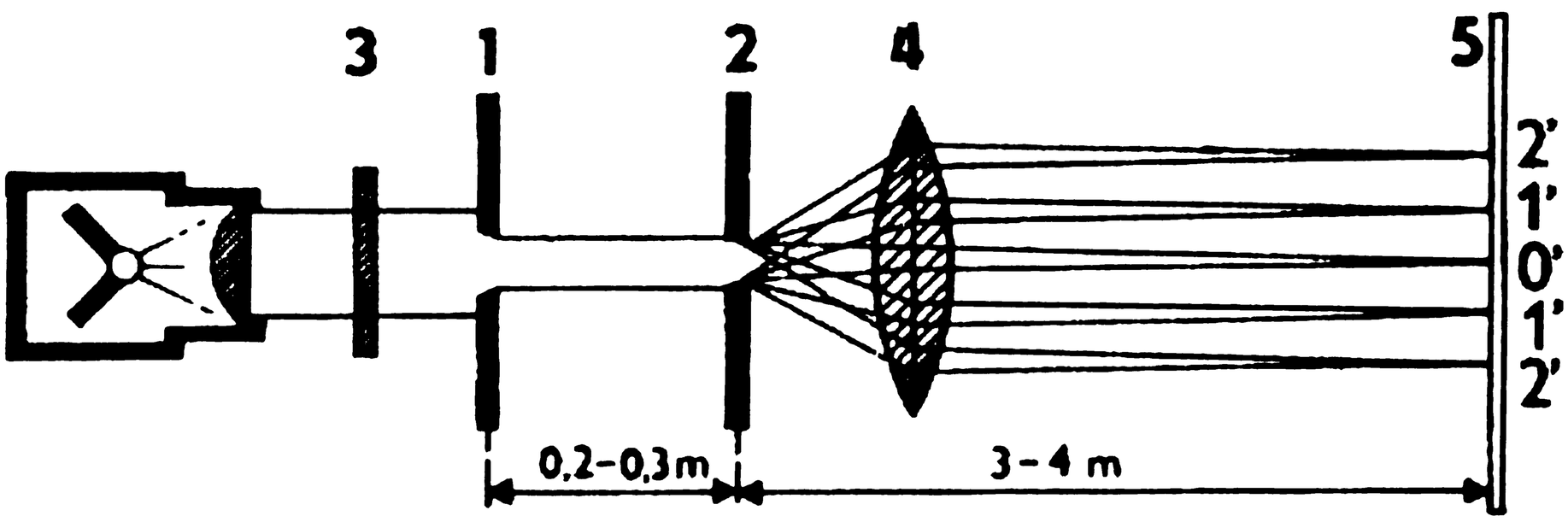
Obr. 3-10

2. Šošovka je pokrytá tenkou protiodrazovou vrstvou. Aká je hrúbka tenkej vrstvy, keď sa pri nej zoslabuje svetlo s vlnovou dĺžkou 550 nm? Pre dané svetlo má vrstva index lomu 1,350. [102 nm]

3.4 Ohyb svetla na prekážkach

V 3. ročníku ste sa dozvedeli, ako pomocou Huygensovho princípu možno vysvetliť šírenie vlnenia okolo telies (prekážok). Aj keď teleso zamedzuje ďalšiemu postupu časti vlnoplochy, elementárne vlnenia sa z jej neporušenej časti dostanú aj do geometrického tieňa prekážky. Hovoríme, že nastáva **ohyb vlnenia alebo difrakcia**. Jav sa stáva výrazným, ak rozmery prekážok sú porovnateľné s vlnovou dĺžkou. Keďže svetlo má veľmi krátke vlnové dĺžky, ohybové javy sú zreteľne pozorované pri úzkych štrbinách, malých otvoroch, tenkých nepriehľadných vláknach a pod. Presvedčíme sa o tom pokusmi:

1. **Ohyb svetla na štrbine** (obr. 3-11). Úzku štrbinu 1 osvetlíme monofrekvenčným svetlom napr. tak, že pred oblúkovú lampu dáme červený filter 3. Štrbina 1 sa takto stáva svetelným zdrojom (osvetľovacia štrbina). Šošovkou 4 zobrazíme štrbinu 1 na vzdialenú premietaciu stenu 5. Pred šošovku do cesty svetla postavíme druhú štrbinu 2 (ohybová štrbina) tak, aby obe štrbiny boli rovnobežné. Šírku ohybovej štrbiny môžeme pri pokuse meniť. Najprv nastavíme jej šírku asi 1 mm. Na tienidle vidíme ostré okraje tieňa a obraz je zreteľný. Potom šírku štrbiny postupne zmenšujeme až na 0,1 mm a menej. Zistíme, že v oblasti geometrického tieňa sa objavia svetlé prúžky. Pri zmenšovaní šírky štrbiny sa svetlé prúžky od stredného prúžka vzďaľujú (obr. 3 v prílohe). V bielom svetle sú prúžky (okrem stredného) dúhovo sfarbené.



Obr. 3-11
Zostava pokusu na ohyb svetla na štrbine: **1** osvetľovacia štrbina, **2** ohybová štrbina, **3** monofrekvenčný filter, **4** spojka, **5** premietacia stena

2. **Ohyb svetla na vlase.** V predchádzajúcom pokuse nahradíme ohybovú štrbinu ľudským vlasom natiahnutým rovnobežne s osvetľovacou štrbinou. Zistíme, že v strede geometrického tieňa vzniká svetlý prúžok, okolo ktorého vznikajú striedavo tmavé a svetlé prúžky.

3. **Ohyb svetla na kruhovom otvore** (alebo na kruhovom terčíku). V pokuse podľa obr. 3-11 nahradíme osvetľovaciu štrbinu 1 clonou s kruhovým otvorom a ohybovú štrbinu 2. clonou s veľmi malým kruhovým otvorom (alebo kruhovým nepriehľadným terčíkom). Pozorujeme analogické ohybové javy ako pri predchádzajúcich pokusoch, ale kruhového tvaru.

Spomenuté ohybové javy môžeme pozorovať subjektívne aj tak, že jedným okom pozeráme cez prekážku (štrbinu, vlas, kruhový otvor,

kruhový terčík) na priamkový (pri priamkových prekážkach) alebo kruhový (pri kruhových prekážkach) svetelný zdroj.

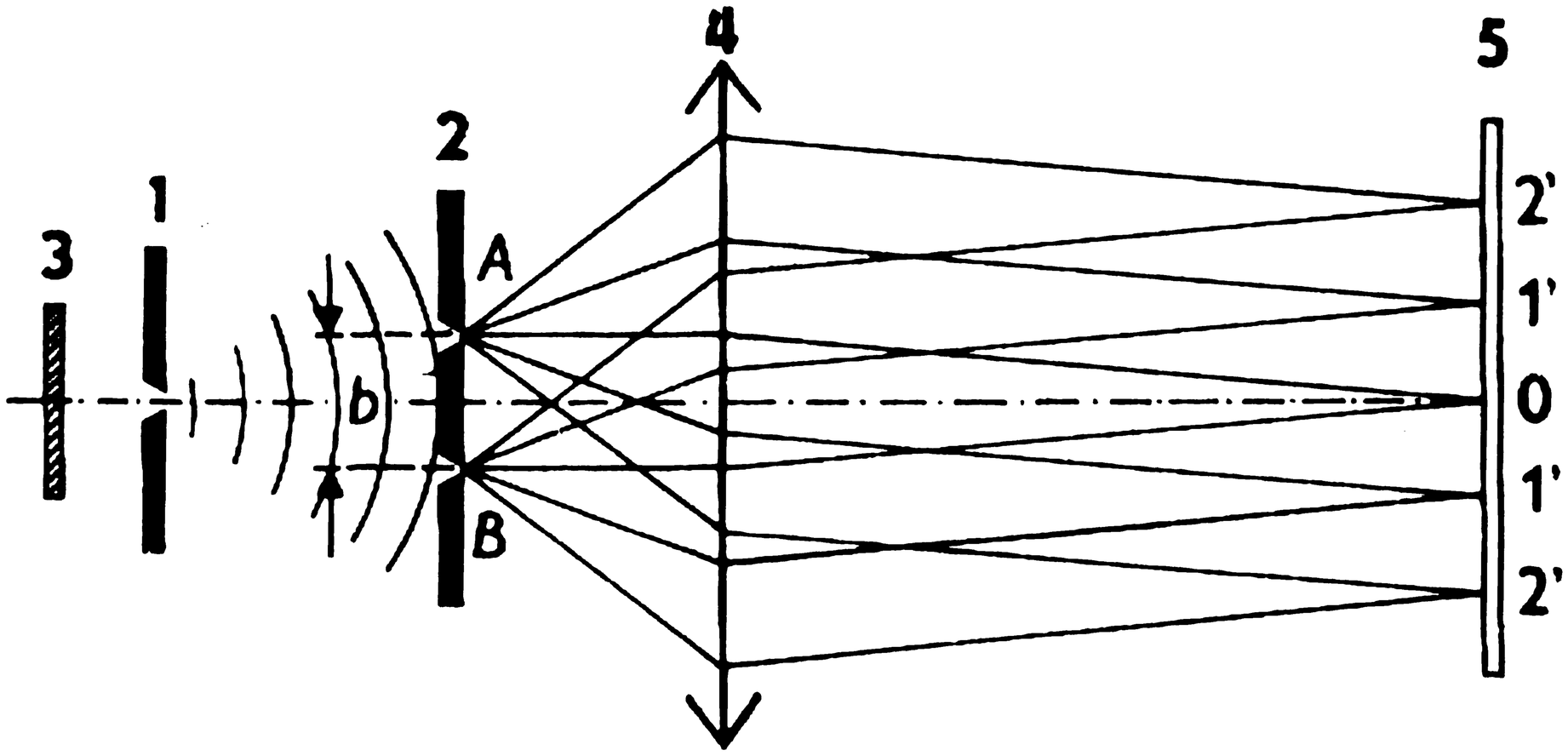
Pri všetkých pozorovaných ohybových javoch sa v tmavých miestach svetlo zoslabuje, v svetlých zosilňuje — teda svetelné vlnenia po ohybe (difrakcii) na prekážkach interferujú. O tom, či v danom mieste na tienidle nastane zosilnenie alebo zoslabenie, rozhoduje dráhový rozdiel interferujúcich vlnení.

V dôsledku ohybu svetla pri zobrazovaní malých predmetov v mikroskope sa bod nezobrazuje ako bod, ale ako svetlý krúžok obklopený sústrednými tmavými a svetlými krúžkami. Akékoľvek zväčšenie mikroskopu neumožní teda rozlíšiť detaily predmetov, ktoré sú rozmazané a neostré. V tomto prípade je rozhodujúca **rozlišovacia schopnosť mikroskopu**, ktorá sa rovná prevrátenej hodnote rozlišovacej medze. **Rozlišovacia medza mikroskopu** je najmenšia vzdialenosť y dvoch bodov, ktoré mikroskopom vidíme ako oddelené. Z vlnovej teórie pre rozlišovaciu medzu vyplýva približný vzťah $y \doteq 0{,}5\,\lambda$, kde λ je vlnová dĺžka svetla. Napríklad pre $\lambda = 400$ nm, $y \doteq 0{,}2 \,.\, 10^{-3}$ mm. Pri elektrónovom mikroskope sa dosahuje rozlišovacia medza $y \doteq 0{,}35 \,.\, 10^{-6}$ mm.

3.5 Ohyb svetla na dvojštrbine a optickej mriežke

V roku 1801 T. YOUNG urobil prvý klasický pokus, ktorým zistil, ako možno získať dva koherentné zdroje svetla. Pokus je znázornený na obr. 3-12. Dvojštrbinu tvoria dve úzke rovnobežné štrbiny A, B, ktorých stredy sú vo vzdialenosti b (menšej ako 1 mm). Dvojštrbinu v pokuse umiestime tak, aby štrbiny A, B boli rovnobežné s osvetľovacou štrbinou 1 a vzhľadom na ňu boli symetrické. Keď osvetľovaciu štrbinu osvetlíme intenzívnym monofrekvenčným svetlom, na vzdialenej premietacej stene 5 vidíme ohybový obraz — sústavu rovnobežných svetlých a tmavých prúžkov. Pri bielom svetle je v okolí stredu O biely prúžok a najintenzívnejší (hlavné maximum alebo maximum 0. rádu) a po oboch stranách sú striedavo tmavé a svetlé — spektrálne sfarbené prúžky ($1'$ — maximum 1. rádu, $2'$ — maximum 2. rádu, ...) ktorých intenzita prudko klesá (obr. 4 v prílohe).

Ohyb svetla na dvojštrbine môžeme objasniť Huygensovým-Fresnelovým princípom. Osvetľovacia štrbina 1 je zdrojom vlnenia, ktoré sa

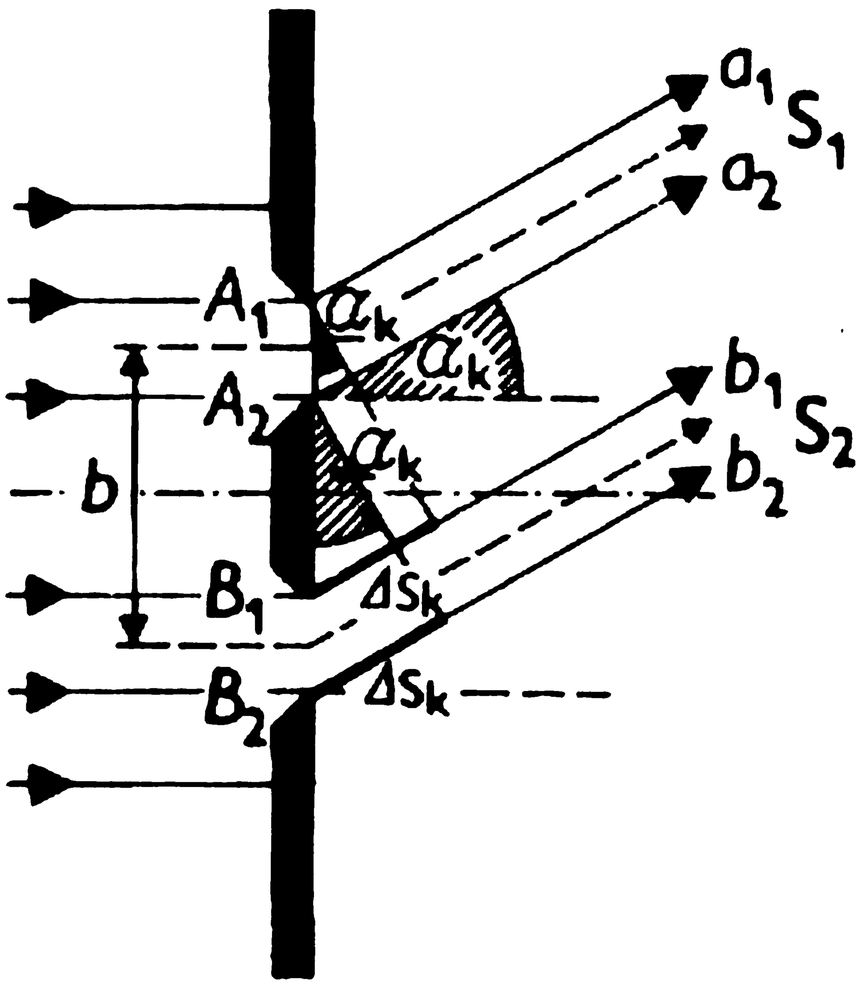


Obr. 3-12
Schéma Youngovho pokusu: **1** osvetľovacia štrbina, **2** dvojštrbina, **3** monofrekvenčný filter, **4** spojka, **5** premietacia stena

šíri k dvojštrbine a cez štrbiny *A*, *B* ďalej do polpriestoru za clonu 2. V štrbinách *A*, *B* nastane rozdelenie svetla. Keďže vlnenia v štrbinách sú dôsledkom jedného dopadajúceho vlnenia, budú vlnenia vychádzajúce z každého bodu štrbiny *A* aj *B* koherentné. Koherentné vlnenia postupujú od oboch štrbín vo všetkých smeroch — nastáva ohyb a súčasne interferencia svetla.

Vlnenia dopadajúce na premietaciu stenu do bodu 0 sa navzájom zosilňujú, lebo prešli rovnaké dráhy a ich dráhový rozdiel je nulový. Preto sa stretávajú v rovnakej fáze.

Uvažujme ďalej o vlnení v dvoch rovnobežných smeroch S_1 a S_2,



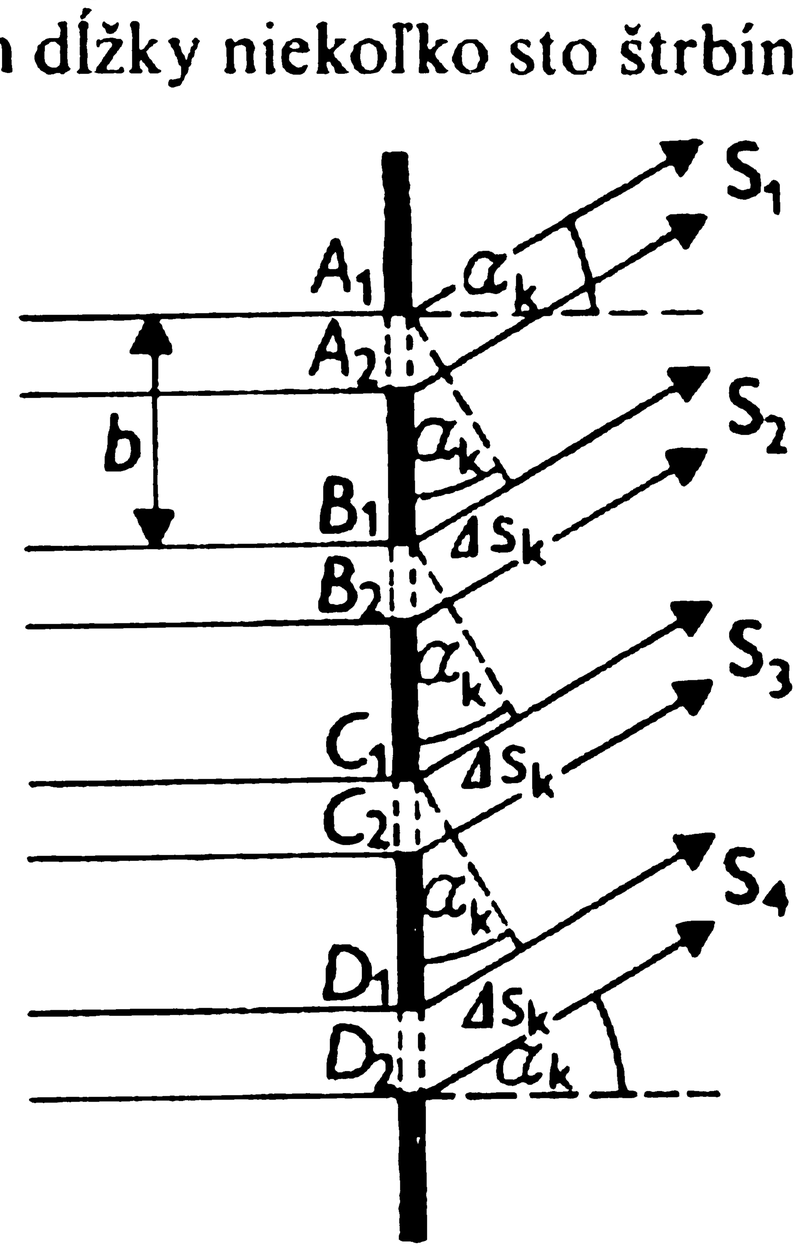
Obr. 3-13
Na vysvetlenie ohybu svetla na dvojštrbine

ktoré sú od priameho smeru odchýlené o uhol α_k (obr. 3-13). Medzi jednotlivými vlneniami sú dráhové rozdiely. Medzi krajnými vlneniami a_1, b_1 je dráhový rozdiel $\Delta s_k = b \sin \alpha_k$, ktorý je rovnaký aj medzi vlneniami a_2, b_2. To isté platí pre akúkoľvek dvojicu vlnení a_i, b_i vychádzajúcich z dvoch štrbín vzájomne vzdialených o b. Vlnenia odchýlené o uhol α_k od priameho smeru sa budú zosilňovať, keď dráhový rozdiel interferujúcich vlnení sa rovná párnemu násobku $\frac{\lambda}{2}$, alebo ak platí

$$\boxed{b \sin \alpha_k = k\lambda} \qquad k = 0, 1, 2, 3, \ldots \tag{3.5}$$

Číslo k udáva rád maxima, ktoré prislúcha uhlu α_k. V smeroch, pre ktoré dráhový rozdiel vlnení sa rovná nepárnemu násobku $\frac{\lambda}{2}$, vznikne tmavý prúžok (minimum).

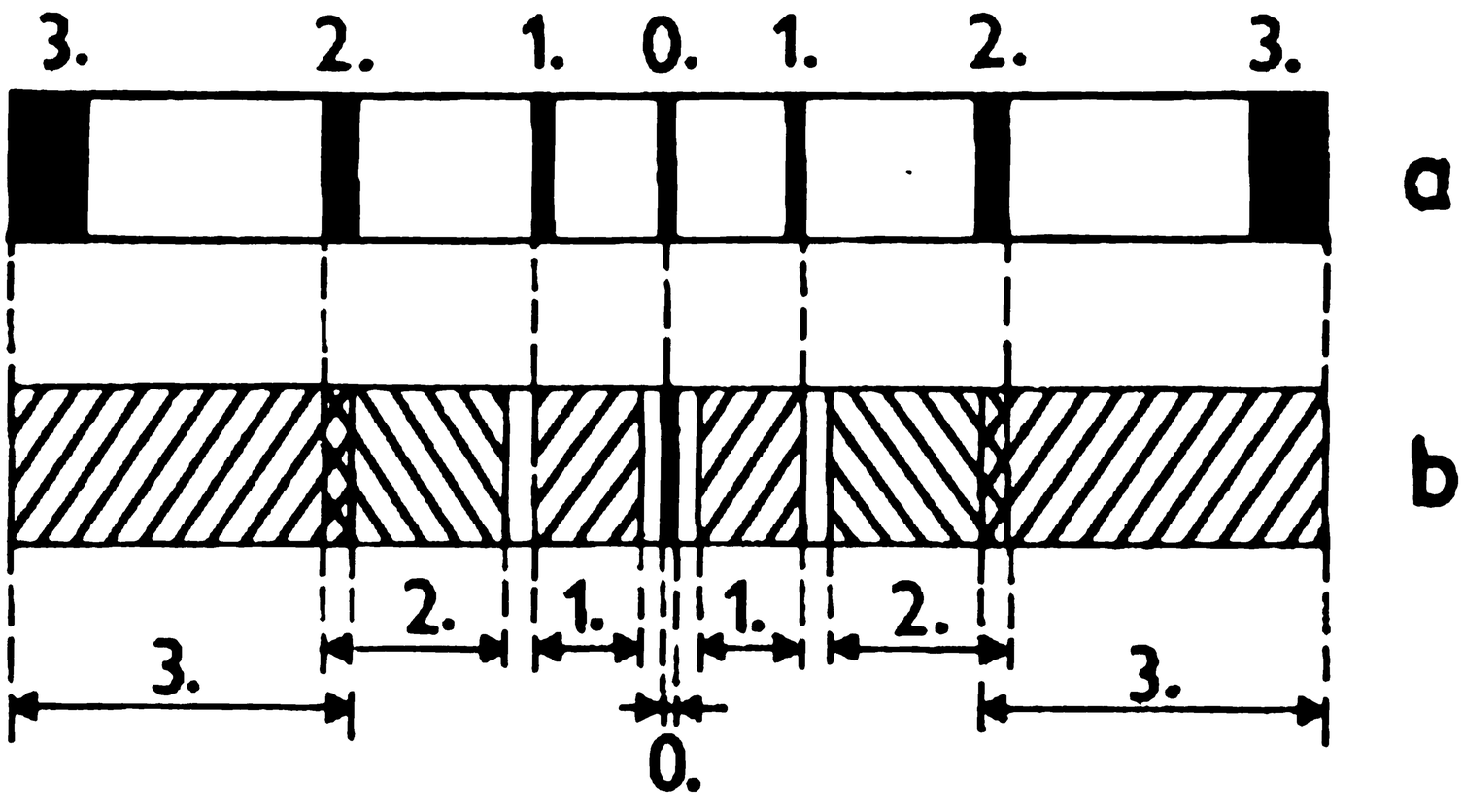
Z praktického hľadiska má najväčší význam ohybový jav pozorovaný na **optickej mriežke**, ktorú si môžeme predstaviť ako sústavu zloženú z veľkého počtu dvojštrbín, ktoré sú navzájom v rovnakej vzdialenosti. Vzdialenosť stredov dvoch susedných štrbín je **mriežková konštanta** b (obr. 3-14). Optické mriežky majú na 1 mm dĺžky niekoľko sto štrbín.



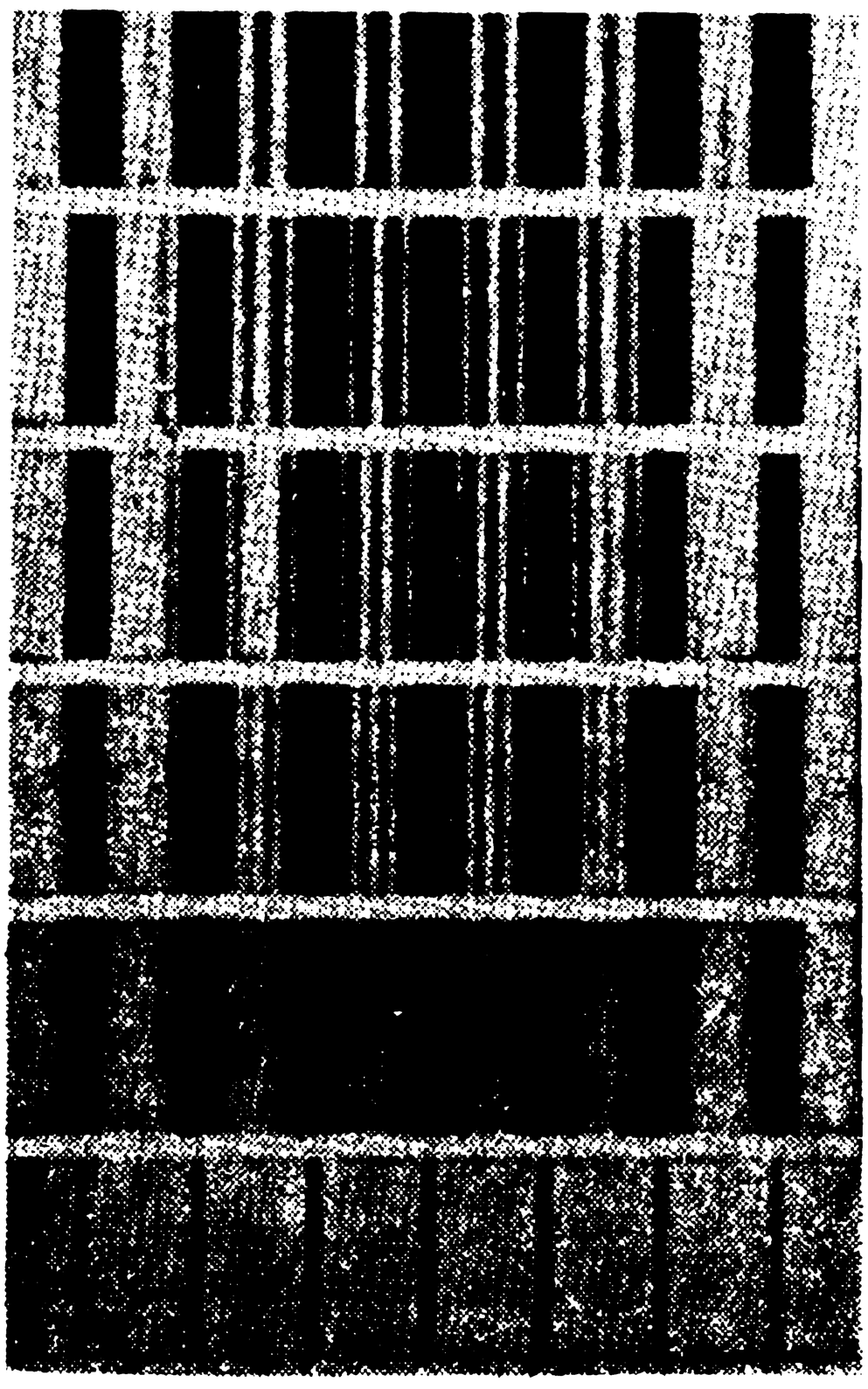
Obr. 3-14
Ohyb svetla na optickej mriežke

Maximá pri ohybe svetla mriežkou vzniknú v smeroch daných rovnakou rovnicou ako pri ohybe na dvojštrbine (3.5), kde b je mriežková konštanta. O tom sa môžeme presvedčiť rovnakou úvahou pre situáciu podľa obr. 3-14.

Keď v pokuse podľa obr. 3-12 namiesto ohybovej dvojštrbiny 2 dáme optickú mriežku tak, že štrbiny mriežky sú rovnobežné s osvetľovacou štrbinou 1, na premietacej stene dostaneme ohybový obraz. Pri monofrekvenčnom svetle vznikne v strede najintenzívnejší svetlý pruh a po oboch jeho stranách sú ostré svetlé pruhy, medzi ktorými sú široké tmavé pruhy (obr. 3-15a). V bielom svetle vzniká v strede biely pruh



Obr. 3-15
Ohybový obraz na optickej mriežke:
a) pri osvetlení červeným svetlom,
b) pri osvetlení bielym svetlom



Obr. 3-16
Ohybové obrazy na 3, 4, 5, 6, 10 a ~ 250 štrbinám (zhora) pripadajúcich na 1 mm

a po oboch stranách široké spektrálne pruhy — **mriežkové spektrá** (obr. 3-15b).

Čím väčší je počet štrbín pripadajúcich na 1 mm, tým je ohybový obraz nielen intenzívnejší, ale má aj užšie maximá (obr. 3-16).

Všimneme si bližšie svetlé pruhy (maximá), ktoré vzniknú pri ohybe svetla na optickej mriežke v smeroch určených podmienkou (3.5).

Maximum nultého rádu ($k = 0$) vzniká v smere dopadajúceho svetla ($\alpha_0 = 0°$), preto nezávisí od vlnovej dĺžky svetla. V bielom svetle vzniká v danom smere prúžok bieleho svetla.

Maximum prvého rádu ($k = 1$) vzniká po oboch stranách nultého maxima a v bielom svetle sa utvoria spektrá. Od pôvodného smeru je najviac odchýlené červené svetlo, najmenej fialové. Keďže $\lambda_č > \lambda_f$, z rovnice $\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{b}$ vyplýva, že $\alpha_č > \alpha_f$ (obr. 3-15).

Maximá druhého rádu ($k = 2$) **a tretieho rádu** ($k = 3$) vznikajú po oboch stranách nultého maxima. Čím je vyšší rád maxima, tým je spektrum širšie. Spektrum 2. rádu sa čiastočne prekrýva so spektrom 3. rádu (obr. 3-15b). Spektrá vyšších rádov sa ešte viac prekrývajú, takže na premietacej stene v príslušných smeroch sa objaví biele svetlo.

Jasné a čisté spektrá sú 1. rádu. V nich sú farby rovnomerne rozdelené podľa vlnových dĺžok. Hranolové spektrum (pozri stať 3.1) sa od mriežkového spektra odlišuje tým, že šírka jednotlivých spektrálnych farieb nie je rovnomerná; fialová a modrá časť je omnoho širšia ako v mriežkovom spektre a poradie farieb je opačné.

Optickú mriežku s veľkým počtom štrbín N pripadajúcich na 1 mm (napr. 400 mm^{-1}) môžeme použiť na presné meranie vlnovej dĺžky (pozri cvičenie 5). Uplatňuje sa aj v spektroskopii pri zisťovaní zloženia látok.

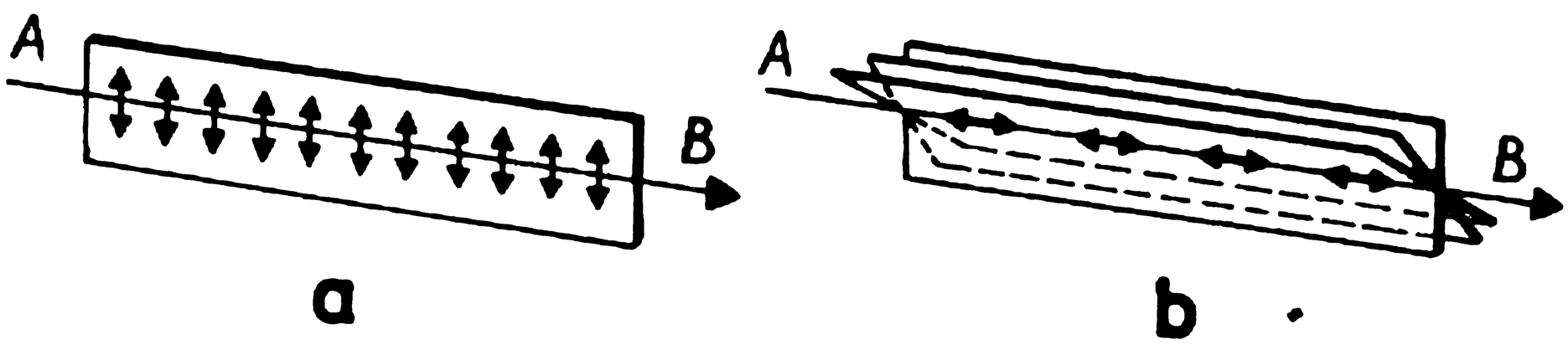
Ohybové javy na pravidelných prekážkach majú veľký význam v prístrojovej technike. Okrem toho sa vyskytujú v každodennom živote, kde ohyb svetla vzniká na prekážkach najrozmanitejšieho tvaru. Napríklad keď sa na svietiacu lampu pozeráme cez jemné pletivo (alebo cez mihalnice oka), pozorujeme okolo lampy sústavu farebných prúžkov. Farebné kruhy pozorujeme okolo pouličnej lampy alebo okolo Mesiaca, keď je hmla. V takýchto prípadoch ide o ohyb na veľkom počte rozptýlených prekážkach toho istého druhu.

Úlohy

1. Pri pokuse s optickou mriežkou, ktorá je osvetlená sodíkovým svetlom ($\lambda = 589{,}3$ nm), vzniklo na premietacej stene postavenej vo vzdialenosti 2,0 m od mriežky maximum 1. rádu vo vzdialenosti 66 cm od maxima nultého rádu. Určte počet štrbín mriežky na dĺžke 1 mm. [asi 530 mm^{-1}]
2. Koľko maxím sa utvorí ohybom na mriežke, ktorá má 5000 štrbín na 1 cm, ak na ňu dopadá kolmo svetlo s vlnovou dĺžkou 600 nm? [utvorí sa 1., 2. a 3. rádu; 4. rádu sa už neutvorí, lebo pre $k = 4$ by musel byť sin α_4 väčší ako 1]
3. Na premietacej stene vo vzdialenosti 5 m od clony s dvoma štrbinami vznikli maximá 1. rádu vo vzájomnej vzdialenosti 6 mm. Aká je vlnová dĺžka použitého svetla, keď vzdialenosť štrbín je 1 mm? [600 nm]

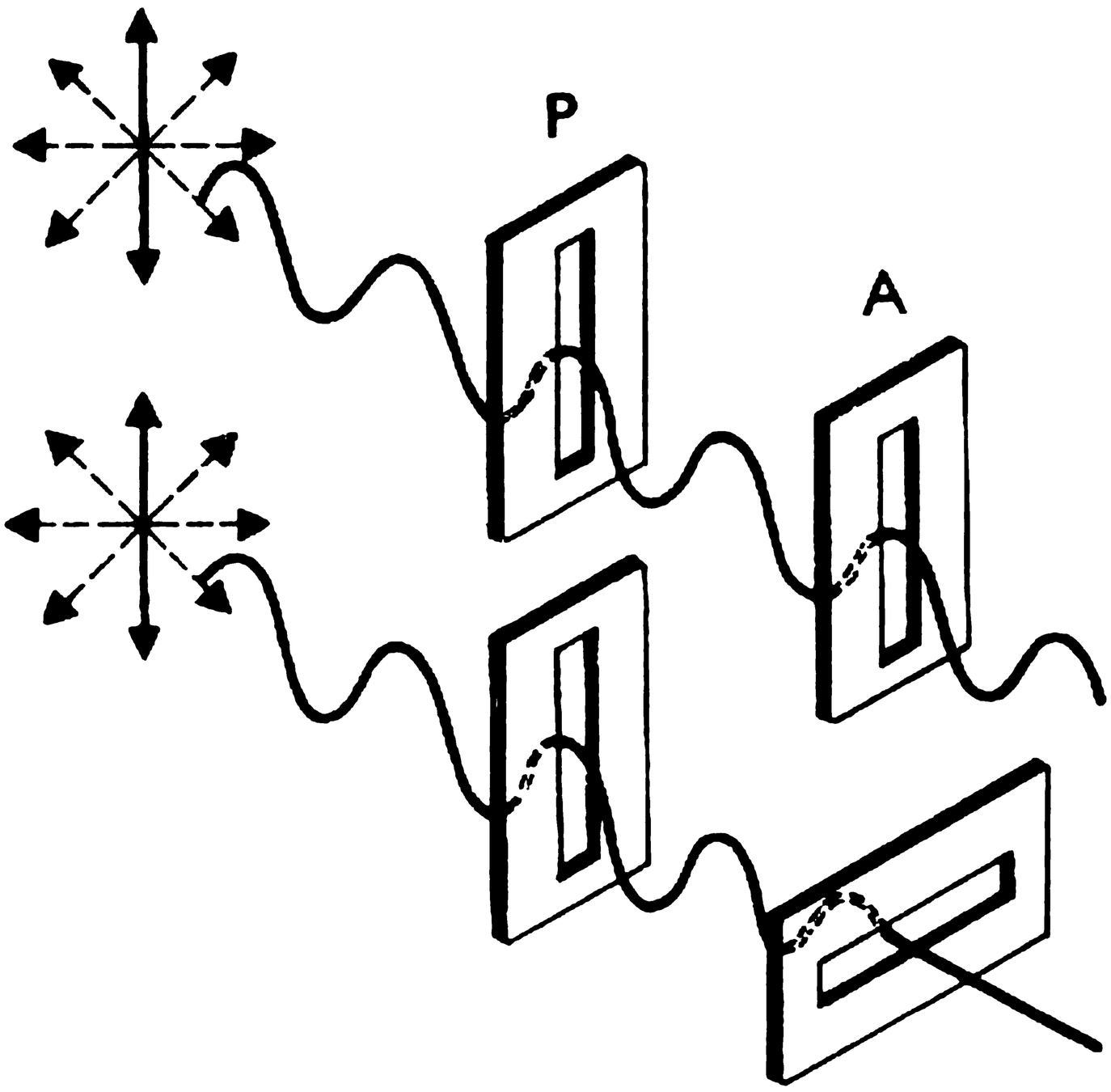
3.6 Prirodzené a polarizované svetlo

Interferencia a ohyb svetla dokazujú, že svetlo je vlnenie. Z týchto javov však nemožno usúdiť, či ide o priečne, alebo pozdĺžne vlnenie, lebo dajú sa vysvetliť pre obe uvedené možnosti. Rozdiel medzi priečnym a pozdĺžnym vlnením je znázornený na obr. 3-17; vlnenie tu postupuje v smere AB a smer kmitov je znázornený šípkami.



Obr. 3-17
Smer kmitov: **a)** pri priečnom vlnení, **b)** pri pozdĺžnom vlnení

Priečne vlnenie od pozdĺžneho možno experimentálne odlíšiť. Vysvetlíme to na mechanickom modeli (obr. 3-18). Predstavme si, že priečne vlnenia kmitajúce v rôznych smeroch sú vybudené napr. na gumenej hadici, ktorá je prevlečená cez dve štrbiny P a A. Cez štrbinu P prejdú najviac tie priečne vlnenia, ktorých kmity sú v rovine štrbiny. Vlnenia prepustené štrbinou P sa však zastavia na štrbine A, ak je kolmá na štrbinu P.

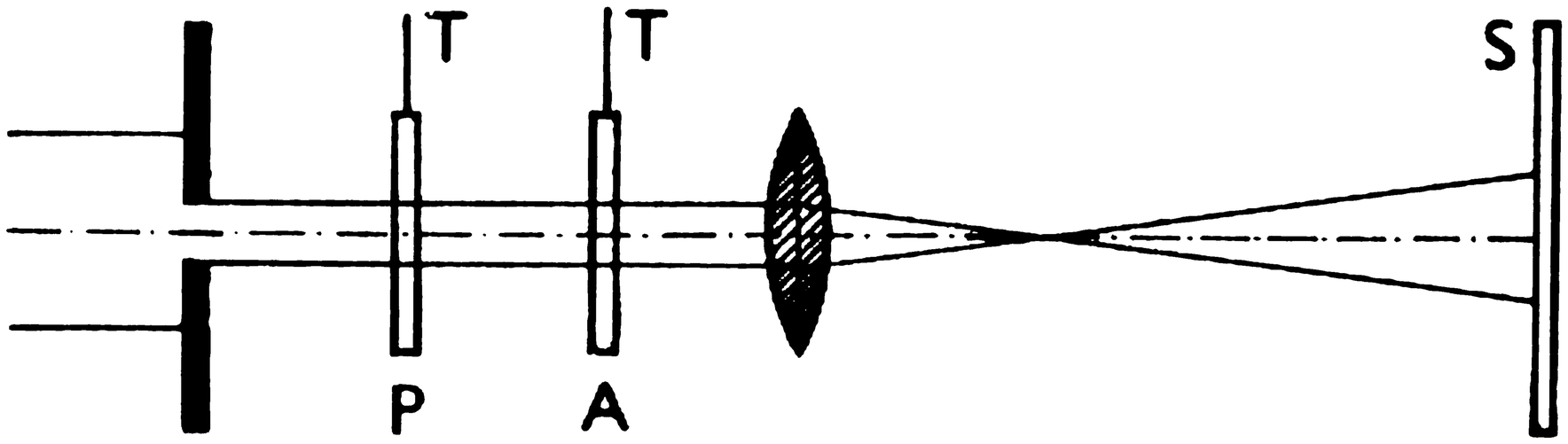


Obr. 3-18
Mechanický model polarizácie

Keď na hadici vybudíme pozdĺžne vlnenie, pozorujeme, že bude štrbinami vždy prechádzať, a to aj pri skrížených štrbinách.

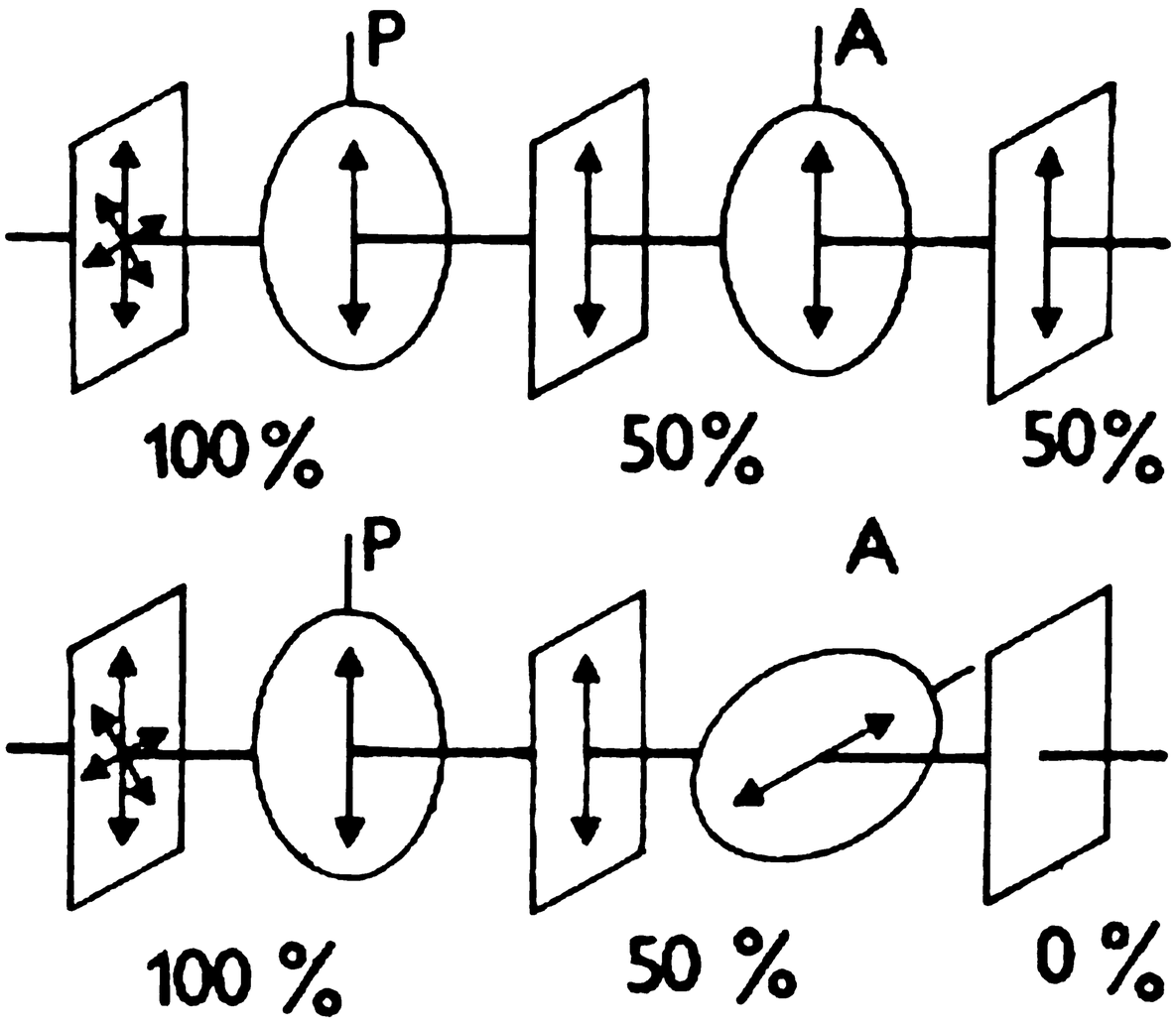
Dej, ktorý prebieha iba pri priečnom vlnení na štrbine P, volá sa **polarizácia** a zariadenie, ktoré ho spôsobuje, je **polarizátor** (v našom modeli štrbina P). Polarizátor P z dopadajúcich priečnych vlnení kmitajúcich v rôznych smeroch - **nepolarizované vlnenie** — prepúšťa ďalej iba vlnenia, ktoré kmitajú v jednom smere — vzniká **polarizované vlnenie**. Druhá štrbina A má funkciu **analyzátora** (uplatní sa, keď kmity na hadici sú také rýchle, že ich smer nevidíme), lebo pri jej otáčaní okolo osi postupujúceho vlnenia môžeme zistiť, či je vlnenie priečne, prípadne aj smer, v ktorom polarizované vlnenie kmitá. Keď pri rovnobežných štrbinách vlnenie za analyzátorom prechádza a pri navzájom kolmých (skrížených) neprechádza, potom je vlnenie dopadajúce na analyzátor priečne.

Podobný pokus môžeme uskutočniť aj so svetlom (obr. 3-19a). Na to potrebujeme dve rovnaké vhodné zariadenia, napr. polaroidy (zatiaľ nie je dôležité, z čoho a ako sú urobené), z ktorých jeden má funkciu polarizátora P a druhý funkciu analyzátora A. Najprv necháme svetlo vychádzajúce z prirodzeného svetelného zdroja (Slnko, žiarovka a pod.) prechádzať jedným polaroidom (vo funkcii polarizátora P) tak, že naň



Obr. 3-19a
Polarizácia svetla — schéma pokusu

dopadá kolmo. Po prechode svetla polarizátorom P a dopade na premietaciu stenu zistíme, že sa ním svetlo čiastočne pohltilo a pri otáčaní polarizátora okolo osi dopadajúceho svetla nenastali žiadne zmeny intenzity svetla. Potom medzi polarizátor P a premietaciu stenu postavíme druhý polaroid (vo funkcii analyzátora A). Pri pomalom otáčaní analyzátora A okolo osi dopadajúceho svetla zistíme, že na premietacej stene sa intenzita svetla mení: keď sú tyčky T (ktoré označujú smer, v ktorom polaroidy prepúšťajú kmity priečneho vlnenia) polarizátora a analyzátora rovnobežné, prechádza najviac svetla, keď sú navzájom kolmé, analyzátor svetlo najmenej prepúšťa, alebo ho vôbec neprepúšťa (obr. 3-19b). Pokus dokazuje, že svetlo je priečne vlnenie.



Obr. 3-19b
Svetlo prechádza analyzátorom, keď sú analyzátor a polarizátor rovnobežné, neprechádza ním, keď sú analyzátor a polarizátor skrížené (zvierajú 90°)

Z pokusov i z teórie vyplýva, že **svetlo je priečne elektromagnetické vlnenie, v ktorom kmitá vektor intenzity elektrického poľa *E* kolmo na smer postupu vlnenia.** Keby pri prvej časti nášho pokusu so svetlom (keď

sa použil len polarizátor P) nastávala pri otáčaní polaroidu zmena intenzity svetla, bolo by svetlo vychádzajúce z prirodzeného zdroja už polarizované. Z toho vyplýva, že **prirodzené svetlo je nepolarizované.**

Pokusom sme sa tiež presvedčili, že naše oko nerozlišuje prirodzené svetlo od polarizovaného. V prírode sú však živočíchy, ktoré vnímajú polarizované svetlo, napr. včely, osy, mravce, kraby, niektorí vtáci.

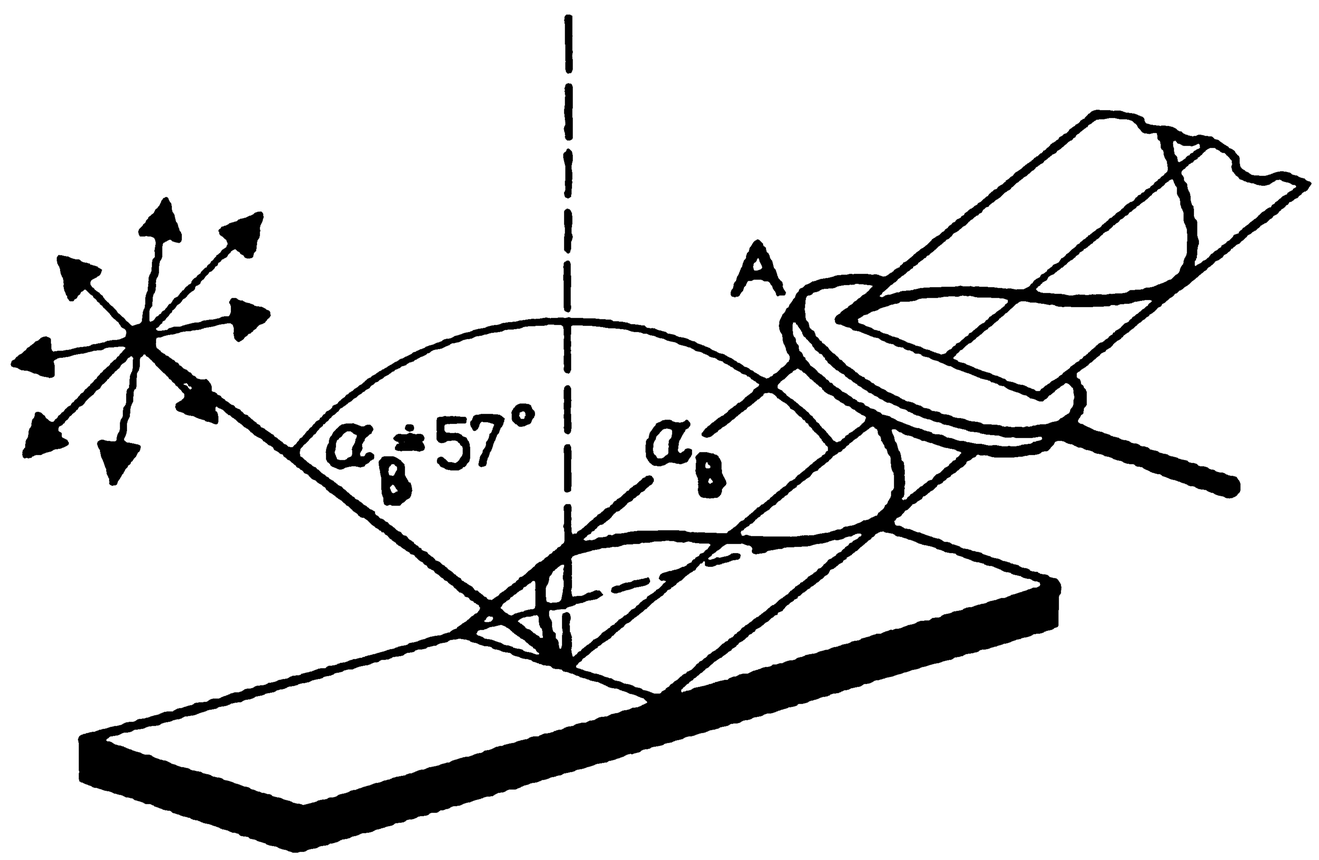
Prirodzené svetlo je vyžarované nespočetným množstvom atómov alebo molekúl zdroja. Každý atóm alebo molekula vysiela elektromagnetické vlnenia polarizované v inom smere. Výsledné svetlo je nepolarizované.

Svetlo, v ktorom vektor $\boldsymbol{E}$ kmitá kolmo na smer postupu v jednej rovine preloženej smerom postupu, je **lineárne polarizované.**

3.7 Polarizácia svetla odrazom a lomom. Dvojlom

Oboznámime sa s niektorými spôsobmi získavania polarizovaného svetla z nepolarizovaného.

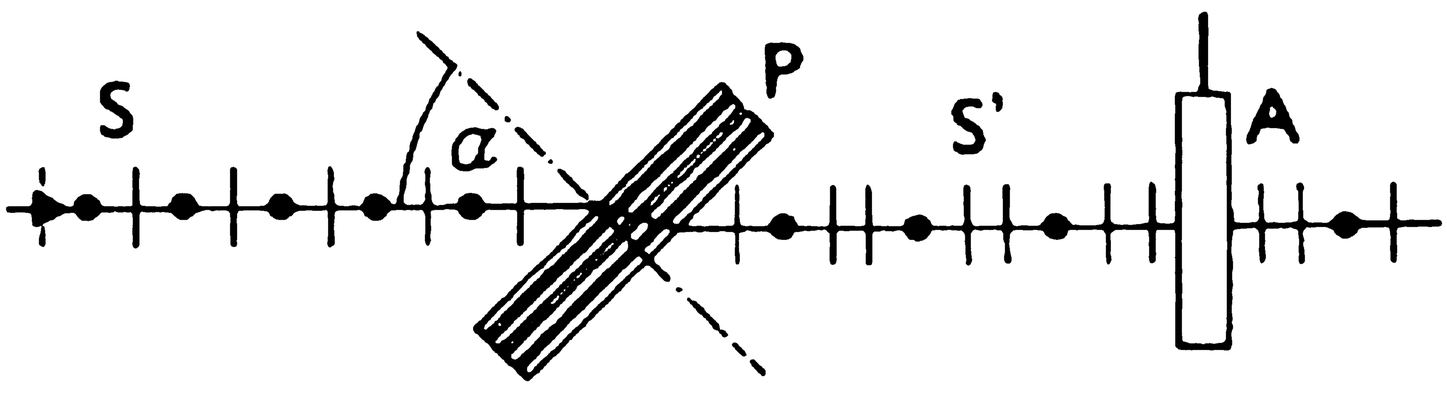
1. **Polarizácia svetla odrazom a lomom.** Na sklenú platňu P (najvhodnejšie tmavú) necháme dopadať pod uhlom $\alpha_B \doteq 57°$ svetlo z prirodzeného zdroja svetla (obr. 3-20). V odrazenom svetle, ktoré dopadá na premietaciu stenu, nič osobitné nepozorujeme. O tom, či je svetlo po odraze polarizované, ľahko sa presvedčíme tak, že ako analyzátor A použijeme polaroid z pokusu zo state 3.6. Pokusom zistíme: **Odrazom sa svetlo lineárne polarizuje.** Získame svetlo, v ktorom vektor $\boldsymbol{E}$ kmitá kolmo na dopadovú rovinu (rovnobežne s rovinou rozhrania).



Obr. 3-20
Polarizácia svetla odrazom

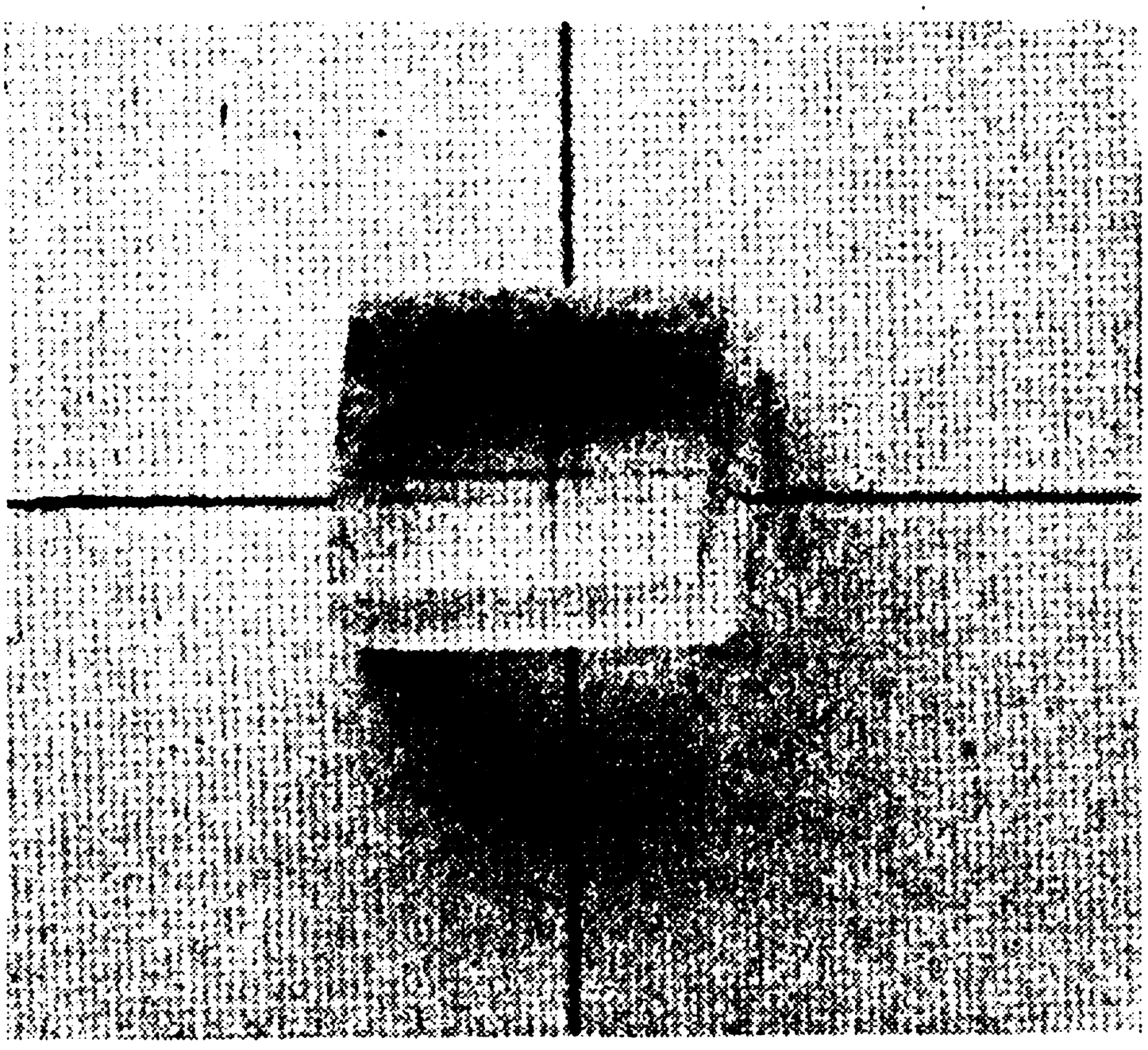
Úplné polarizované svetlo nastane pri istom uhle dopadu α_B, ktorý nazývame **Brewsterov** (polarizačný) **uhol**. Keď svetlo dopadá pod uhlom $\alpha \neq \alpha_B$, potom odrazené svetlo je čiastočne polarizované, ktoré okrem lineárne polarizovaného svetla obsahuje časť nepolarizovaného svetla.

Pokusom usporiadaným podľa obr. 3-21 zistíme: **lomom sa svetlo čiastočne polarizuje**, v ktorom vektor ***E*** kmitá rovnobežne s dopadovou rovinou. Vektory ***E*** v lomenom a odrazenom polarizovanom svetle sú navzájom kolmé. Lomené svetlo nie je nikdy úplne polarizované, hoci opakovaným lomom (na sústave sklených platničiek) sa podiel lineárne polarizovaného svetla zväčšuje.

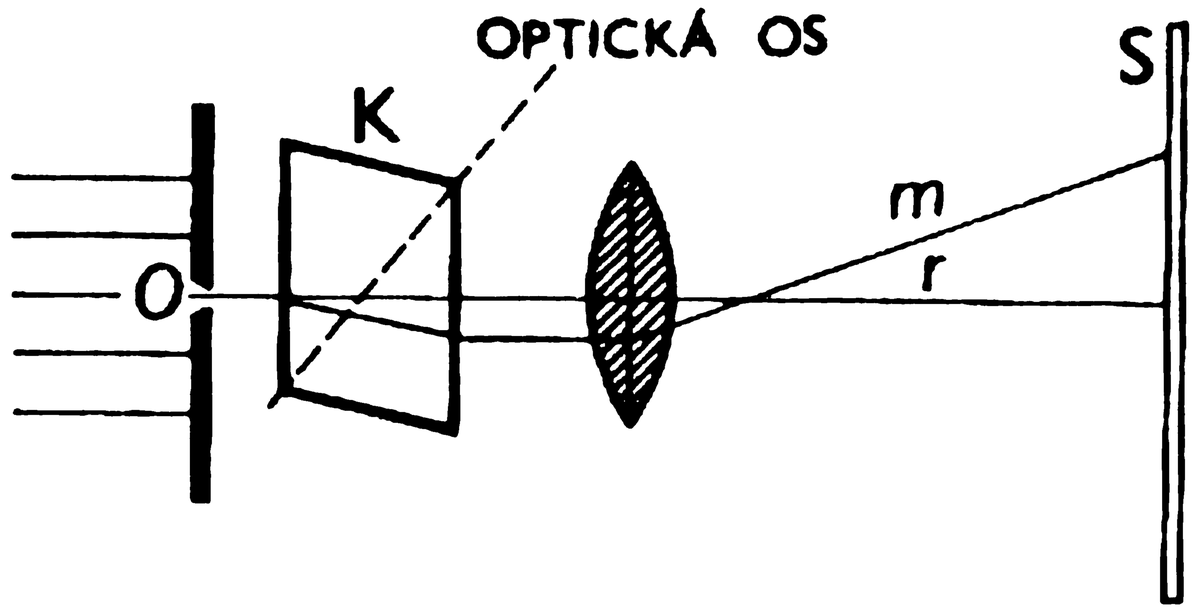


Obr. 3-21
Polarizácia svetla lomom

2. **Polarizácia svetla dvojlomom.** Dosiaľ sme uvažovali **izotropné optické prostredia**, v ktorých je rýchlosť svetla vo všetkých smeroch rovnaká. Takými sú plyny, väčšina kvapalín a pevné nekryštalické látky. Sem patria aj kryštály kockovej sústavy. Kryštály všetkých ostatných sústav



Obr. 3-22a
Vznik dvojitého obrazu pri dvojlome . islandským vápencom



Obr. 3-22b
Dvojlom islandským vápencom — schéma pokusu

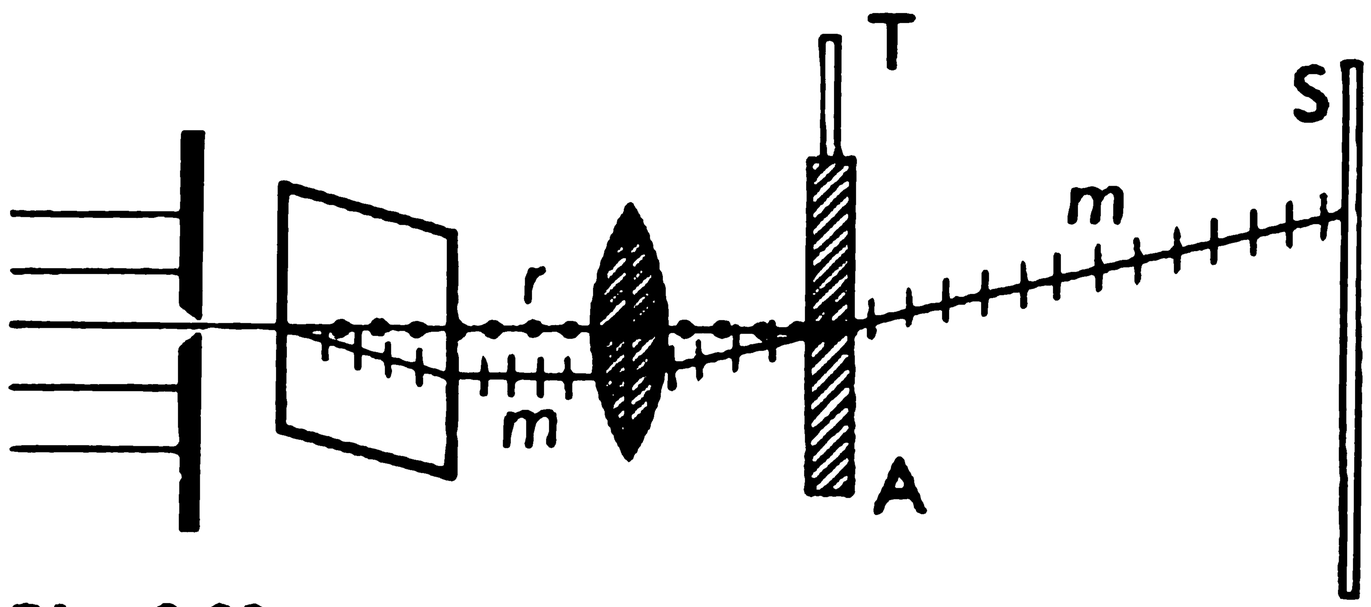
sú opticky **anizotropné**, svetlo sa v nich nešíri všetkými smermi rovnakou rýchlosťou.

Jedna zo základných optických vlastností anizotropných kryštálov je **dvojlom**. Presvedčíme sa o ňom pokusom podľa obr. 3-22b. Spojkou zobrazíme na premietacej stene S kruhový otvor clony O. Za otvor umiestime anizotropný kryštál K, napr. islandský vápenec tak, aby svetlo dopadalo na jeho jednu stenu kolmo. Na premietacej stene vidíme dva obrazy otvoru O; tento jav sa volá dvojlom. Ak kryštál otáčame okolo osi dopadajúceho svetla, svetlo r nemení svoju polohu, ale svetlo m opisuje okolo neho krúžok. Lúč r spĺňa zákon lomu, preto sa nazýva **riadny lúč**; lúč m nespĺňa zákon lomu (pri kolmom dopade svetla sa láme), preto sa nazýva **mimoriadny lúč**.

V kryštalografických sústavách, ktoré majú jednu os hlavnej súmernosti (štvorcová a šesťuholníková sústava), existuje jeden smer rovnobežný s osou súmernosti, v ktorom dvojlom nenastáva. Tento význačný smer je **optická os kryštálu**. Vo všetkých ostatných smeroch nastáva dvojlom. Takéto kryštály sú jednoosové, napr. vápenec, turmalín, kremeň.

Pokusom usporiadaným podľa obr. 3-23 zistíme: **Svetlo riadneho a mimoriadneho lúča získané dvojlomom** islandským vápencom je **úplne polarizované**. Vektory $\boldsymbol{E}$ svetla riadneho a mimoriadneho lúča sú v navzájom kolmých rovinách. Vhodnou úpravou kryštálu islandského vápenca, napr. odstránením riadneho lúča, dostaneme najlepší polarizátor, nazvaný **nikol**.

3. **Polarizácia svetla polaroidom.** V súčasnosti sa v technickej praxi aj v každodennom živote ako polarizátor používa polaroid, ktorý sa môže vyrábať vo väčších plochách a je omnoho lacnejší ako nikol. Polaroid obsahuje v čistej vrstve priehľadného plastu ultramikroskopické kryštáliky perjodidu síranu chinínového (tzv. herapatit), ktoré sú pri jeho



Obr. 3-23
Schéma pokusu na dôkaz toho, že riadne r a mimoriadne m svetlo, ktoré vzniklo po dvojlome, je polarizované v navzájom kolmých rovinách

výrobe usporiadané tak, že ich optické osi sú rovnobežné. Herapatit prepúšťa po dvojlome len mimoriadne svetlo, kým riadne sa v ňom pohlcuje. Prepustené svetlo je úplne polarizované okrem červenej a fialovej časti spektra. Vzhľad polaroidu pripomína tmavé sklá okuliarov proti Slnku. Polaroidy sme použili aj v našich pokusoch v stati 3.6.

4. **Polarizácia svetla polarizačnými filtrami.** Polarizačný filter je fólia z plastu, ktorá obsahuje dlhé (pretiahnuté) makromolekuly. Pri výrobe filtra sa makromolekuly natiahnutím fólie usporiadajú paralelne v jednom smere. Takáto látka je tiež dvojlomná. Vychádza z nej mimoriadne polarizované svetlo.

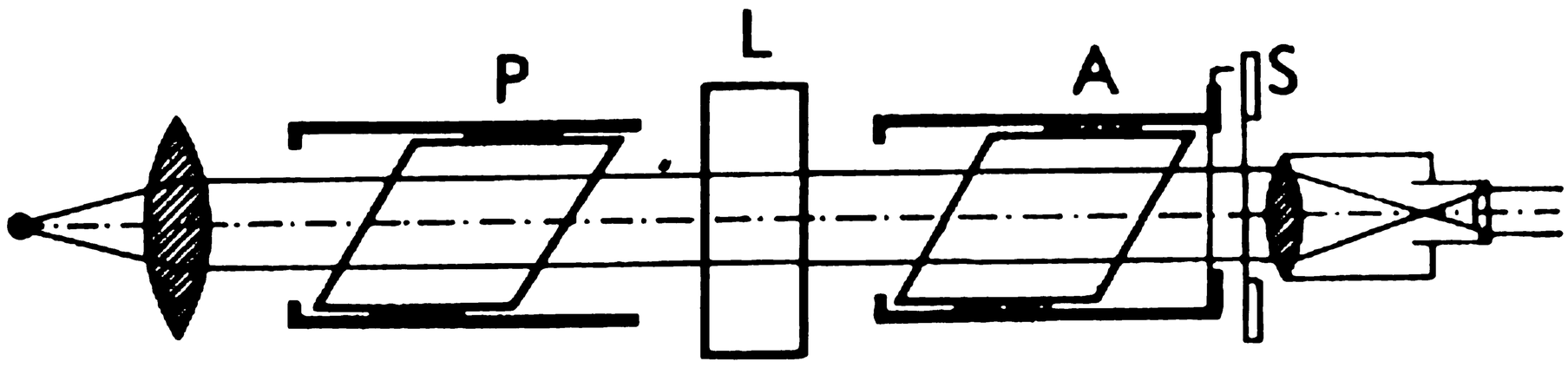
Úlohy

1. V našom pokuse v stati 3.6 bol Brewsterov uhol $\alpha_B = 57°$. Určte uhol medzi odrazeným a lomeným svetlom, keď index lomu sklenej platničky je 1.54. [90° — výsledok nie je náhodný, platí všeobecne.]
2. Na základe poznatku, ktorý ste zistili riešením 1. úlohy, určte index lomu emailu, z ktorého je zhotovená platnička, na ktorej sa svetlo odráža úplne polarizované, ak dopadá pod uhlom 58°. [1,6]

3.8 Využitie polarizácie svetla

Merania a pozorovania v polarizovanom svetle umožňujú získavať veľa poznatkov o vlastnostiach látok. Na tento účel sa zhotovujú rôzne polarizačné prístroje.

1. **Polarimeter** je prístroj na skúmanie niektorých vlastností priehľadných látok v polarizovanom svetle. Jeho základnou časťou je polarizátor P a analyzátor A (obr. 3-24), z ktorých polarizátor je pevný a analyzátor otáčavý okolo osi prístroja. Analyzátor má uhlomernú stupnicu S. Medzi P a A sa vkladá skúmaná látka L. Monofrekvenčné svetlo, ktoré prechádza polarizátorom P, látkou L a analyzátorom A, pozoruje sa ďalekohľadom. Keď sú P a A skrížené, vidieť zorné pole tmavé, keď sú rovnobežné, je najviac osvetlené. V najpresnejších polarimetroch P a A sú nikoly.



Obr. 3-24
Polarimeter

2. **Opticky aktívne látky**. Keď medzi polarizátor a analyzátor polarimetra, ktoré sú v skríženej polohe, vložíme kremennú platničku brúsenú kolmo na optickú os, a polarimetrom necháme prechádzať svetlo, zorné pole v ďalekohľade sa rozsvieti. Aby opäť ostalo tmavé, treba otočiť analyzátor okolo osi prístroja o istý uhol vpravo alebo vľavo. Podobne sa správajú aj iné kryštalické látky, ale aj niektoré kvapaliny a roztoky, napr. roztok cukru vo vode. Tieto látky majú schopnosť otáčať kmitovú rovinu polarizovaného svetla. Jav nazývame **rotačná polarizácia** a príslušné látky **opticky aktívne látky**. Niektoré látky stáčajú kmitovú rovinu vpravo (keď sa pozeráme proti postupujúcemu svetlu), sú pravotočivé, iné zasa vľavo, sú ľavotočivé. Kremeň je ľavotočivý aj pravotočivý, roztok cukru pravotočivý. Jav rotačnej polarizácie sa využíva pri meraní koncentrácie, napr. cukrov, bielkovín, olejov a iných látok v roztoku.

3. **Skúmanie rozloženia mechanického napätia — fotopružnosť**. Okrem prirodzenej anizotropie existuje aj **umelá anizotropia**. Niektoré izotropné látky, napr. plasty (plexisklo, celuloid, igelit) sa skladajú z dlhých vzájomne neusporiadaných molekúl. Keď sa takáto izotropná látka mechanicky namáha (naťahuje, stláča, alebo ohýba), vznikne v jej silne namáhaných častiach vnútorná orientácia molekúl v istom smere a v daných miestach sa látka stáva anizotropnou, v nich nastáva

dvojlom. V polarizovanom svetle sa pri skríženom analyzátore namáhané miesta stávajú viditeľnými. O tom sa ľahko presvedčíme pokusom, keď medzi skrížené polaroidy umiestime napr. plexisklo, ktoré namáhame. V silne namáhaných miestach vznikne osvetlenie, čím dostaneme obrazec rozloženia mechanického napätia. V monofrekvenčnom svetle sú pruhy jednofarebné, pri bielom svetle sú pruhy spektrálne sfarbené. Tento jav sa volá aj **fotopružnosť**. Fotopružnosť využíva **fotoelasticimetria**, ktorá pri skúmaní rozloženia mechanického napätia používa modely súčiastok zhotovených napr. z plexiskla (obr. 5 v prílohe).

4. **Odstránenie rušivého vplyvu svetla**. Svetlo, ktoré sa odráža na optických rozhraniach, napr. na mokrej ceste, vodnej hladine, okenných sklách, vždy sa aspoň čiastočne polarizuje. Toto odrazené svetlo spôsobuje nepríjemné reflexy, ktoré sú nežiadúce pri fotografovaní, pri jazde autom, prípadne pri priamom pozorovaní. Odrazené polarizované svetlo môžeme ľahko odstrániť, alebo čiastočne potlačiť pomocou vhodne orientovaného analyzátora. Napríklad pri priamom pozorovaní použijeme polarizačné okuliare, pri jazde autom na predné sklo dáme polarizačný filter, pri fotografovaní nasadíme na objektív fotografického prístroja polarizačný filter.

ZHRNUTIE — VLNOVÉ VLASTNOSTI SVETLA

Interferenčné a ohybové svetelné javy, ako aj disperzia svetla dokazujú vlnovú povahu svetla. Uvedené javy možno vysvetliť bez spresnenia, či je svetlo priečne, alebo pozdĺžne vlnenie. Rozhodnutie o tomto vyplýva z javu polarizácie svetla.

Disperzia svetla je závislosť veľkosti rýchlosti v svetelného vlnenia od frekvencie f. V dôsledku disperzie súčasne s lomom bieleho svetla (z vákua do iného optického prostredia) nastáva tiež **rozklad svetla** na farebné zložky. Tento jav je výrazný pri lome svetla hranolom, kedy vzniká **hranolové spektrum**. **Biele svetlo** je zmesou vlnení s frekvenciami od $3{,}8 \cdot 10^{14}$ Hz (okraj červenej časti spektra) do $7{,}8 \cdot 10^{14}$ Hz (okraj fialovej časti spektra). Svetlo s jedinou frekvenciou je **monofrekvenčné**. V dôsledku disperzie svetla index lomu istého optického prostredia závisí od frekvencie svetla.

Interferenčné javy svetelného vlnenia najjednoduchšie získame odrazom na dvoch rozhraniach tenkej priehľadnej vrstvy. Umožňujú nám merať vlnovú dĺžku svetla. **Ohyb svetla** na nepriehľadných prekážkach je ďalším dôkazom vlnovej povahy svetla. Najjasnejšie ohybové javy vznikajú na **optickej mriežke**.

Keď na optickú mriežku dopadá svetlo kolmo, vznikajú ohybové maximá v smeroch daných rovnicou $b \sin \alpha_k = k\lambda$, kde b je mriežková konštanta, λ vlnová dĺžka odchýleného svetla a $k = 0, 1, 2, \ldots$ určuje rád maxima. Z uvedeného vzťahu môžeme určiť vlnovú dĺžku svetla. Keď je mriežka osvetlená bielym svetlom, vzniknú **mriežkové spektrá**, z ktorých najjasnejšie a najčistejšie sú prvého rádu ($k = 1$).

Pri svetle pozorujeme jav **polarizácie**, ktorý dokazuje, že **svetlo je priečne vlnenie**. Svetlo je priečne elektromagnetické vlnenie, v ktorom kmitá vektor intenzity elektrického poľa $\boldsymbol{E}$ kolmo na smer postupu vlnenia. **Prirodzené svetlo je nepolarizované** — v ňom kmitajú $\boldsymbol{E}$ vo všetkých smeroch kolmých na postup svetla. Keď kmity $\boldsymbol{E}$ prebiehajú usporiadane na istej ploche, hovoríme o polarizácii svetla. V najjednoduchšom prípade ležia všetky vektory $\boldsymbol{E}$ v jednej rovine — svetlo je **lineárne polarizované**. Lineárne polarizované svetlo získame odrazom, prípadne lomom (čiastočne polarizované). Keď prirodzené svetlo dopadá na rozhranie pod Brewsterovým polarizačným uhlom α_B, potom pri odraze svetla nastáva úplná polarizácia svetla. Podobne dokonalú polarizáciu svetla dosiahneme dvojlomom. Polarizačný prístroj sa skladá z polarizátora, ktorým sa dopadajúce svetlo lineárne polarizuje, a analyzátora. Ním sa zisťuje ako látka, ktorou polarizované svetlo prechádza, ovplyvňuje polarizované svetlo. Opticky aktívne látky majú schopnosť stáčať kmitovú rovinu polarizovaného svetla.

4. Elektromagnetické žiarenie a jeho energia

V treťom ročníku ste sa oboznámili s elektromagnetickým vlnením. Elektromagnetické vlnenie na svoje šírenie nepotrebuje látkové prostredie, šíri sa aj vo vákuu. Rýchlosť svetla vo vákuu $c \doteq 3 \,.\, 10^8\,\mathrm{m}\,.\,\mathrm{s}^{-1}$ je najväčšia rýchlosť, akú možno dosiahnuť. Rozsah vlnových dĺžok známeho elektromagnetického žiarenia je značný (pozri vnútornú stranu obálky).

Každý druh elektromagnetického žiarenia je charakterizovaný frekvenciou f a vlnovou dĺžkou λ, pričom

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

V optike sa elektromagnetické vlnenie zvyčajne označuje ako elektromagnetické žiarenie (ďalej EM žiarenie). Každé teleso v prírode je zdrojom určitého druhu EM žiarenia.

4.1 Prehľad elektromagnetického žiarenia

Elektromagnetické žiarenie sa vyskytuje takmer na každom kroku. Televízny program prenášajú EM vlny s vlnovou dĺžkou v rozpätí 1 m až 5 m, ktoré sa šíria od vysielača na anténu nášho televízneho prijímača. Na anténu nášho rozhlasového prijímača (rádia) dopadajú EM vlny s vlnovými dĺžkami od 2 m do 15 km. Skôr, ako vás zastaví policajt a zisťuje, prečo ste pri jazde autom prekročili dovolenú rýchlosť, sa od vášho auta odrazila EM vlna s vlnovou dĺžkou okolo niekoľko cm (radar) a priniesla príslušníkom dopravnej služby informáciu o rýchlosti auta. Pomocou rovnakých EM vĺn sledujú rádiolokátory polohy a rýchlosti lietadiel a lodí.

Naše oči sú citlivé „detektory“ na svetlo, t. j. na EM žiarenie s vlnovými dĺžkami v intervale od 380 nm do 780 nm. Toto žiarenie nazývame **svetlo**.

Za zavretým oknom sa neopálime, no v prírode áno. Je to spôsobené tým, že aj slnečné žiarenie obsahuje EM žiarenie s vlnovými dĺžkami kratšími ako pri viditeľnom svetle. Toto žiarenie sa nazýva **ultrafialové**. Spôsobuje zhnednutie pokožky; obyčajné sklo ho celkom pohlcuje.

V blízkosti rozohriatych kachieľ cítime, že vyžarujú energiu tepelným žiarením. Je to opäť EM žiarenie, ktorého vlnové dĺžky sú však väčšie ako pri svetle.

Skôr, ako lekár ošetrí zlomeninu, dá vyhotoviť röntgenovú snímku. Pri röntgenovaní prechádza telom pacienta EM žiarenie. Toto žiarenie má vlnové dĺžky 0,01 nm až 100 nm.

Ľudstvo dobre využilo poznatky základného výskumu v oblasti elektriny a magnetizmu. Tieto poznatky vychádzajúce z Faradayových predstáv zhrnul J. C. MAXWELL do ucelenej teórie. V roku 1864 Maxwell ukázal, že elektricky nabité častice, pohybujúce sa so zrýchlením, vyžarujú priečne EM vlny, ktoré sa vo vákuu šíria rýchlosťou $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$, kde ε_0 je permitivita a μ_0 permeabilita vákua. Po dosadení číselných hodnôt sa ukázalo, že EM vlny sa musia šíriť rýchlosťou, ktorá v rámci presnosti vtedajších meraní súhlasila s rýchlosťou svetla. Prirodzene vznikla hypotéza o EM povahe svetelných vĺn, ktorá bola neskôr úplne potvrdená.

Nemecký fyzik HEINRICH HERTZ v roku 1884 existenciu EM vĺn experimentálne dokázal. Tým sa začala mimoriadne úspešná cesta k ovládnutiu a praktickému využitiu EM vĺn.

V posledných 100 rokoch boli objavené rôzne druhy EM žiarenia utvárajúce širokú oblasť — **elektromagnetické spektrum žiarenia** — od najnižších frekvencií (najväčších vlnových dĺžok) až po veľmi vysoké frekvencie (najmenšie vlnové dĺžky).

Elektromagnetické vlny vznikajú v podstate dvoma spôsobmi. Prvý dokonale spoznal už Maxwell. Každá častica s nábojom, ktorá sa pohybuje s nenulovým zrýchlením, vyžaruje EM vlny. Tento mechanizmus sa uplatňuje napr. pri vysielaní televíznych alebo rádiových vĺn, keď anténou vysielača prechádzajú striedavé prúdy s istou frekvenciou (podobne ako v oscilačnom obvode, ktorý ste študovali v 3. ročníku). Podobne žiari vlákno žiarovky, v ktorom atómy a elektróny konajú pri vysokej teplote vlákna zrýchlený pohyb. Týmto tepelným pohybom nabitých častíc vzniká aj žiarenie vysielané povrchom Slnka zohriatym na vysokú teplotu. Rovnako vzniká EM žiarenie vysielané povrchom rozžeraveného telesa.

Druhý spôsob vyžarovania súvisí so zmenami vo vnútornej štruktúre jednotlivých atómov a molekúl. Pri týchto zmenách sa mení pohybový stav elektrónov v atóme a atóm vysiela EM žiarenie. Podobne aj žiarenie gama, ktoré je EM žiarením s najkratšou vlnovou dĺžkou. vzniká pri zmenách štruktúry jadier atómov. Obidva spôsoby vzniku žiarenia sa odlišujú v tom, že pre pohyb elektrónov v atómoch a molekulách neplatia zákony klasickej fyziky. S týmito otázkami sa podrobnejšie oboznámite v kapitole 6.

Elektromagnetické žiarenie s vlnovými dĺžkami 10^{-7} m až 10^{-5} m možno získať pomocou makroskopických elektrických zariadení (napr. antény a oscilačné obvody) a pomocou elektrických zariadení ho možno aj zisťovať. EM žiarenie s najkratšími vlnovými dĺžkami získané takýmto spôsobom tvorí už prechod k infračervenému tepelnému žiareniu a k svetlu, ktoré však majú vlnové dĺžky v rozpätí 10^{-4} m až 10^{-7} m.

Pri ďalšom zmenšovaní vlnových dĺžok prichádzame k ultrafialovému a röntgenovému žiareniu s vlnovými dĺžkami v rozpätí 10^{-8} m až 10^{-10} m. Najkratšie vlnové dĺžky röntgenového žiarenia sa už prekrývajú s najdlhšími vlnovými dĺžkami žiarenia γ vysielaného napr. jadrami niektorých rádioaktívnych prvkov.

Objavy rôznych druhov EM žiarenia (EM spektrum) a ich využitie v praxi patrí k najväčším úspechom v dejinách fyziky a techniky.

Prehľad rozličných oblastí EM žiarenia (EM spektrum) je v tabuľke na konci tejto kapitoly.

4.2 Infračervené a ultrafialové žiarenie

Infračervené žiarenie (z latinčiny *infra* — pod) má vlnové dĺžky väčšie ako svetlo v červenej oblasti spektra (pozri tabuľku v Zhrnutí). Ľudské oko nie je na infračervenú oblasť žiarenia citlivé. Toto žiarenie objavil anglický fyzik a astronóm WILLIAM HERSCHEL (heršel, 1738—1822) v roku 1800 v žiarení Slnka. Infračervené žiarenie je EM vlnenie a platia preň rovnaké zákony ako pre svetlo. Preto možno pomocou vhodných optických sústav zostrojiť infračervené ďalekohľady a pod. Existuje viac metód, ako získaný obraz zviditeľniť. Infračervené žiarenie preniká zakaleným prostredím ľahšie ako svetlo, takže pomocou infračerveného žiarenia môžeme „vidieť" aj za tmy a hmly. Pomocou infračerveného žiarenia za hmly možno aj fotografovať.

Infračervené žiarenie sa využíva v praxi, vo vede, vojenstve, biológii, v meteorológii, v geológii atď. Najbežnejšou aplikáciou v oblasti meteorológie,

geológie a ekológie je snímkovanie oblačnosti a zemského povrchu, napr. pomocou umelých družíc Zeme. Na výskum planét a vesmíru sa na družice montujú teleskopy, ktoré pracujú v infračervenej oblasti spektra. Infračervené žiarenie sa využíva aj pri slnečných kolektoroch. Na približovacie manévre kozmických lodí a družíc sa používajú navádzacie, zameriavacie a komunikačné prístroje pracujúce v infračervenej oblasti.

Ultrafialové žiarenie (z latinčiny *ultra* — nad) je pod fialovým okrajom viditeľného spektra. Má kratšie vlnové dĺžky ako svetlo. Je to EM vlnenie s vlnovými dĺžkami v rozpätí 350 nm až 14 nm. V najkratších vlnových dĺžkach už hraničí s röntgenovým žiarením.

Zdrojom ultrafialového žiarenia sú telesá zohriate na vysokú teplotu (Slnko, elektrický oblúk a pod.). Veľmi bohaté na ultrafialové žiarenie je žiarenie vysielané ortuťovou výbojkou (horské slnko).

Ultrafialové žiarenie má fyziologické účinky a priaznivo pôsobí pri niektorých kožných chorobách.

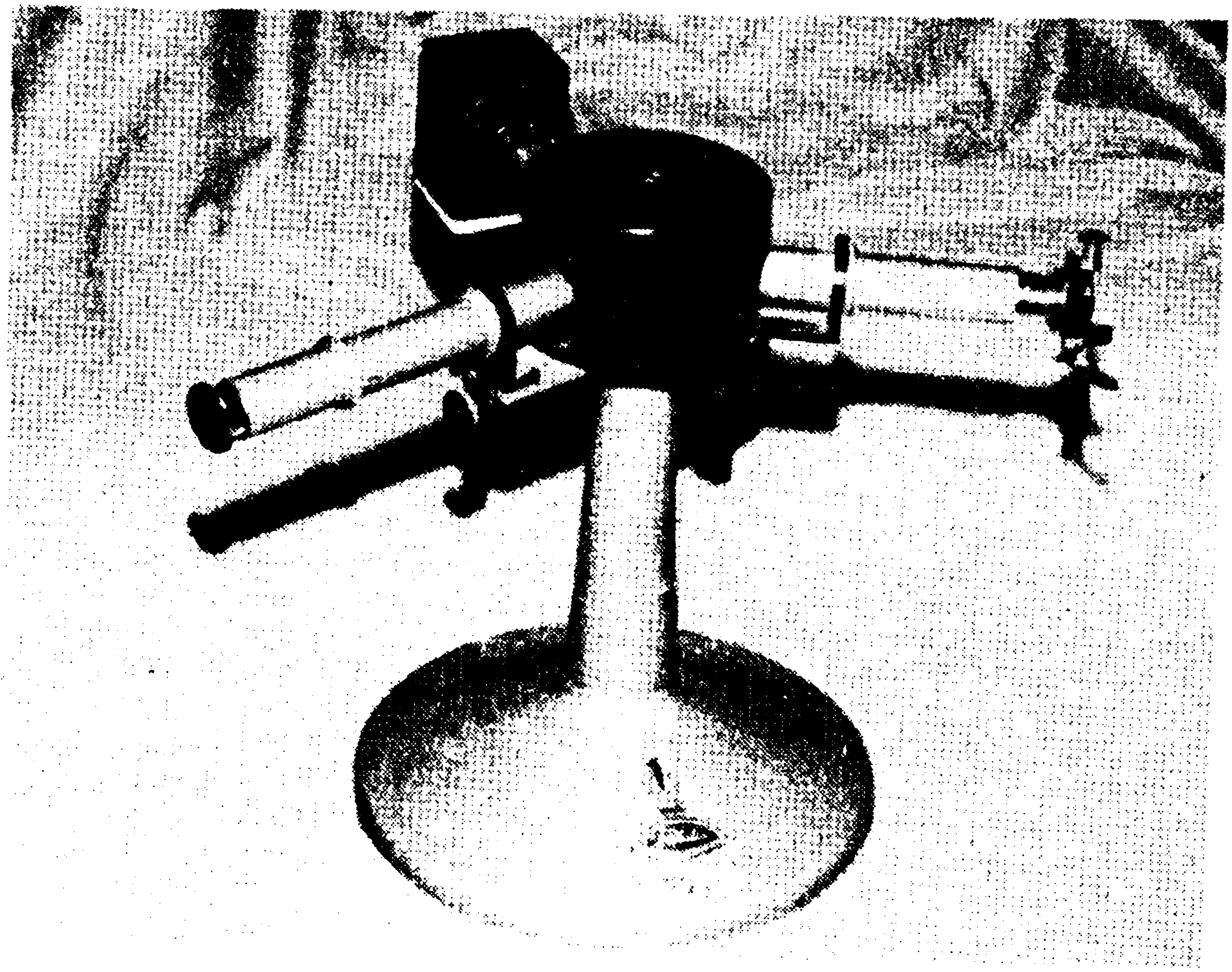
Kremenné sklo toto žiarenie prepúšťa, kým obyčajné sklo ho pohlcuje. Atmosféra tiež silne pohlcuje ultrafialové žiarenie, preto sa viac opálime na horách ako v nížinách. Ultrafialové žiarenie má aj chemické účinky (farebné látky jeho pôsobením vyblednú), ničí baktérie a iné mikroorganizmy a používa sa na sterilizáciu pitnej vody.

Úlohy

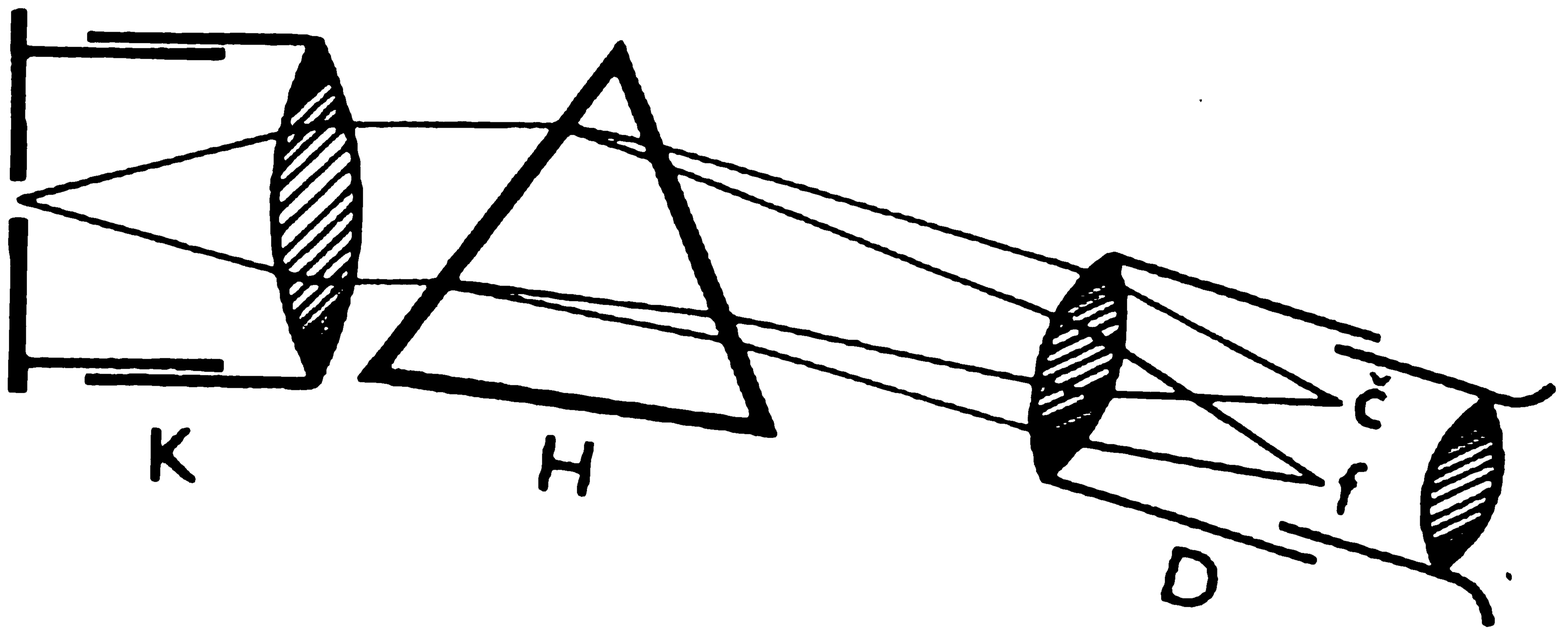
1. Prečo pri pohybe vo vysokých horách možno dostať úpal aj pri zamračenej oblohe?
2. Prečo sa vo vysokohorských jazerách otepľujú horné vrstvy vody, hoci je vzduch studený?

4.3 Základné pojmy spektrálnej analýzy. Čiarové spektrá

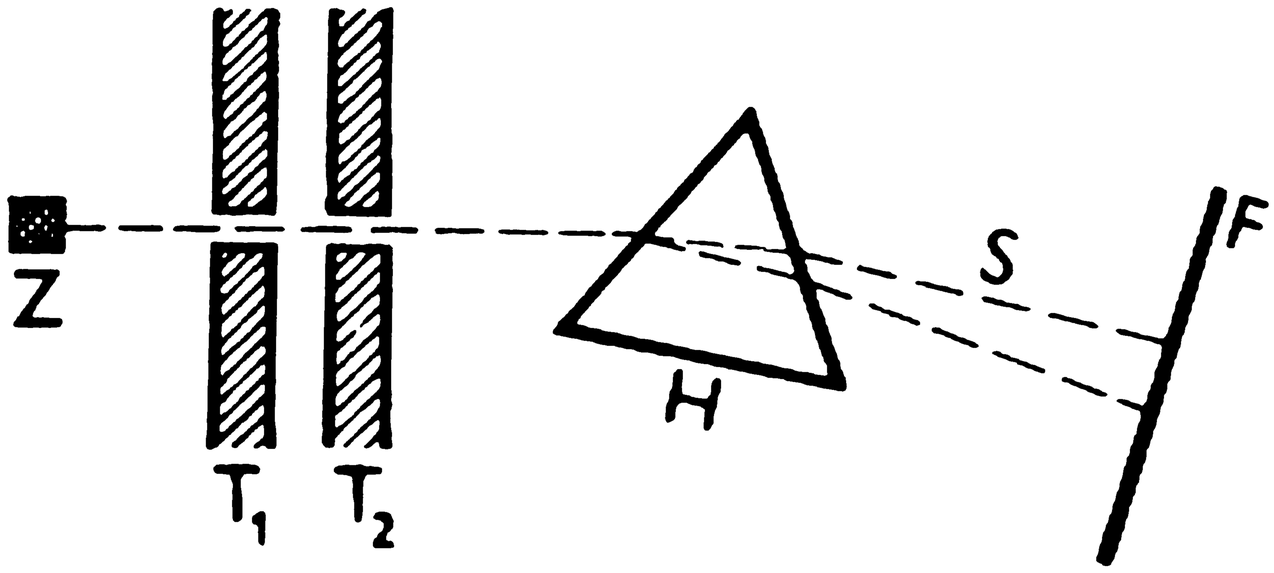
Spektrálnou analýzou zisťujeme, ktoré vlnové dĺžky sú v žiarení istého zdroja. Z týchto údajov potom získavame informáciu o chemickom zložení a teplote zdroja. Spektrá skúmame spektroskopom (obr. 4-1). Na obr. 4-1a je schéma spektroskopu. Experimentálne usporiadanie na skúmanie spektier spektroskopom je na obr. 4-2. Pri meraní používame spektrograf alebo spektrometer (obr. 4-3).



Obr. 4-1
Spektroskop



Obr. 4-1a
Schéma
spektroskopu

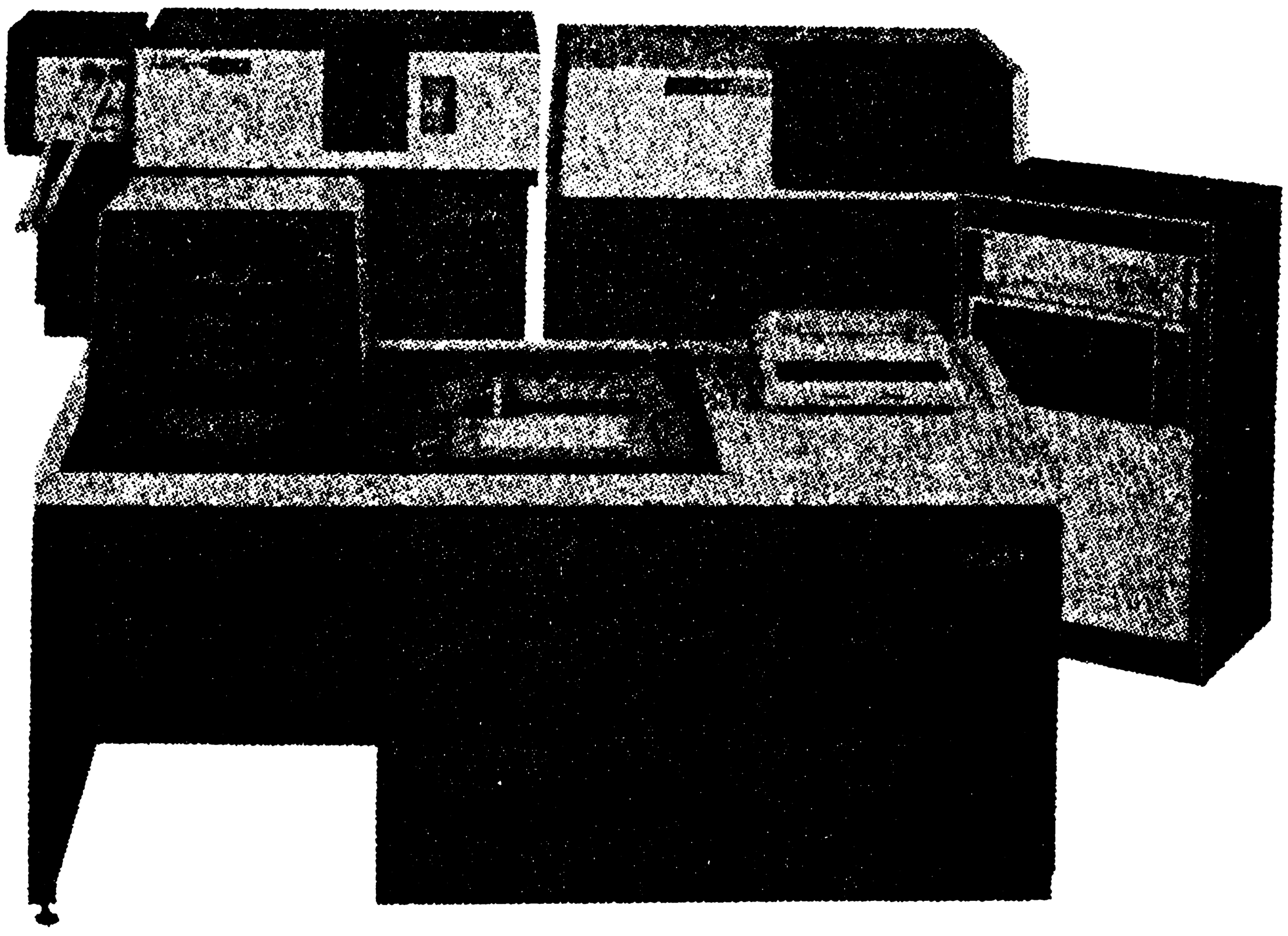


Obr. 4-2
Experimentálne usporiadanie
na skúmanie
spektier spektroskopom

Spektrum vyžaruje (emituje) zohriata látka (napr. plyn vo výbojke). Preto hovoríme o **emisných spektrách**.

Príklady niektorých emisných spektier sú na obr. 6 v prílohe. V prvom riadku vidíme spojité spektrum. Je to súvislý farebný pruh, v ktorom farby prechádzajú spojito jedna do druhej. Spojité spektrum vysielajú rozžeravené látky v pevnom alebo tekutom stave, napr. rozžeravené vlákno žiarovky, kovy zohriate na vysokú teplotu alebo tekuté kovy. Rozdelenie energie svetla na jednotlivé spektrálne farby závisí najmä od teploty zdroja. To poznáme aj zo skúsenosti. Keď zohrievame kovový predmet (napr. oceľovú tyč), potom pri nižších teplotách sa javí ako tmavočervený (v žiarení prevláda červená farba), pri vyšších teplotách ako žltý (prevláda žltá farba) a napokon biely.

Spektroskopom môžeme skúmať aj spektrá plynov a pár v plameni Bunsenovho kahana, ďalej plyny alebo pary žiariace vo výbojových trubiciach. V týchto prípadoch sa spektrum skladá z niekoľkých farebných čiar, preto sa nazýva **čiarové spektrum** (obr. 6 v prílohe).



Obr. 4-3
Moderný laboratórny spektrometer

Pri čiarovom spektre plyn v trubici vyžaruje svetlo s istými presne definovanými vlnovými dĺžkami. Fyzici dlho uvažovali, ako je to možné. Záhadu objasnila až kvantová fyzika. Ukázalo sa, že spektrálne čiary súvisia s „náhlymi zmenami" stavov jednotlivých atómov. Podrobnejšie sa k tomu vrátime v kapitole 6, v učive o kvantovej fyzike.

Každý prvok má „svoje" typické čiarové spektrum a z prítomnosti príslušných čiar v spektre môžeme zistiť aj nepatrné množstvo prvku v látke. Spektrálne čiary daného prvku sú v tomto zmysle jeho „odtlačkom prstov".

Pokusy ukázali, že vlnové dĺžky spektrálnych čiar prvku závisia len veľmi málo od vonkajších podmienok (tlaku a teploty).

Keď svetlo prechádza prostredím, ktoré pohlcuje niektoré jeho zložky, vzniká **absorpčné spektrum**. Experimentálne usporiadanie na štúdium absorpčných spektier sa o niečo odlišuje od situácie na obr. 4-2. Zdroj volíme tak, aby vysielal spojité spektrum (napr. vlákno žiarovky). Pred prechodom svetla hranolom mu vložíme do cesty napr. sklenú nádobku so studenými parami istej látky. Pri pokuse nás zaujíma, čo daná látka pohlcuje. Príklady takýchto spektier sú na obr. 6 v prílohe. Z tmavých čiar v absorpčnom spektre môžeme zistiť, aké látky obsahuje prostredie, ktorým svetlo prešlo.

Spektrálna analýza je veľmi citlivá metóda, ktorou možno dokázať prítomnosť veľmi malého množstva daného prvku. Je dôležitá najmä v astrofyzike, kde umožňuje zistiť, aké prvky sa vyskytujú v atmosfére hviezdy.

Spektrálna analýza sa využíva vo vede, napríklad v analytickej chémii, v priemysle, v lekárstve, v potravinárstve.

* * *

Niektoré zákonitosti spektrálnych čiar boli objavené iba empiricky. V roku 1885 šesťdesiatročný profesor dievčenského gymnázia v Bazileji JAKOB BALMER (1825—1898) sa usiloval odhaliť istú zákonitosť medzi vlnovými dĺžkami spektrálnych čiar atómu vodíka. „Skusmo" zistil, že všetky vtedy známe vlnové dĺžky spektrálnych čiar možno opísať vzťahom

$$\lambda = b \frac{k^2}{k^2 - m^2}$$

kde b je konštanta, $m = 2$ a k nadobúda hodnoty $k = 3, 4, 5, 6$. O päť rokov neskôr švédsky fyzik a matematik I. R. RYDBERG (1854—1919) upravil Balmerov vzťah na tvar

$$f = N\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

kde $N = 3{,}286\,9\ \mathrm{s}^{-1}$ je tzv. Rydbergov kmitočet, f vyjadruje frekvencie jednotlivých čiar, hodnoty k a m boli rovnaké ako pri Balmerovom vzťahu. Prekvapenie prišlo v roku 1906, keď Lyman a Paschen objavili v spektre vodíka v ultrafialovej a v infračervenej oblasti spektrálne čiary, ktoré zodpovedali presne Rydbergovmu vzťahu pre $k = 3$, $m = 4, 5, 6$ a pre $k = 1$, $m = 3, 4, \ldots$.

Zákonitosti, ktoré „uhádli" Balmer a Rydberg, sa vysvetlili až kvantovou teóriou.

Úlohy

1. Aký je rozdiel medzi experimentmi na štúdium absorpčných a emisných spektier?
2. Na obr. 6 v prílohe sú emisné a absorpčné spektrá sodíka a neodýmu. Porovnajte obidva typy spektier pre každý z prvkov a pokúste sa sformulovať hypotézu o súvislosti emisného a absorpčného spektra daného prvku. Ako by ste túto hypotézu overili?

4.4 Základné rádiometrické a fotometrické veličiny

Elektromagnetické žiarenie patrí k najbežnejším javom v prírode. V každom EM žiarení sa v priestore šíri energia a prenáša sa hybnosť. Z ožiarených predmetov prenáša EM žiarenie obrazové a iné informácie, z ktorých možno zistiť napr. vzdialenosť, veľkosť a chemické zloženie hviezd aj pozemských žiaričov.

Energiu prenášanú žiarením posudzujeme podľa hodnôt rádiometrických a fotometrických veličín. Rádiometrické veličiny charakterizujú energiu prenášanú žiarením, fotometrické veličiny charakterizujú účinky žiarivej energie na náš zrak.

Dva druhy veličín sú potrebné preto, že citlivosť oka je pri žiarení rozličných vlnových dĺžok rôzna. Keď napr. do oka dopadá raz žiarenie s vlnovými dĺžkami v žltej oblasti a druhý raz žiarenie s rovnakou energiou, ale s vlnovými dĺžkami v modrej oblasti spektra, bude prvý vnem silnejší ako druhý.

Najdôležitejšie rádiometrické veličiny sú:

Žiarivý tok Φ_e — predstavuje energiu vyžiarenú zdrojom za 1 s. Je daný vzťahom

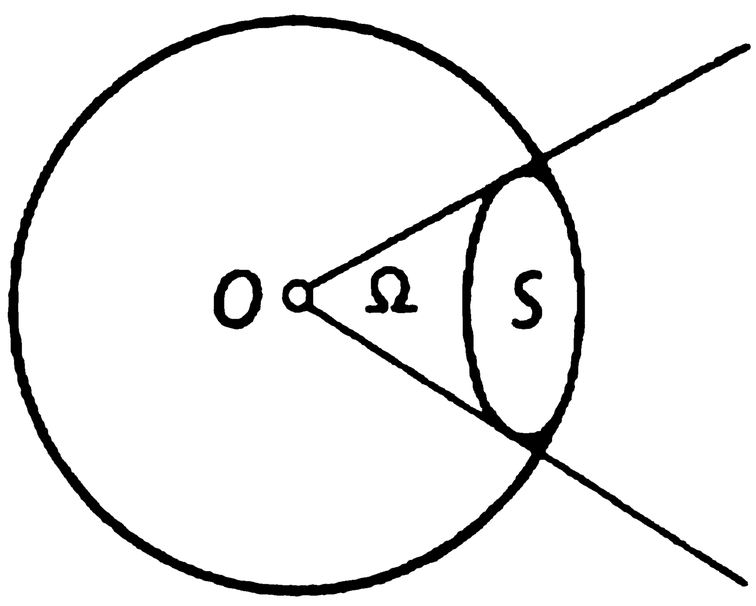
$$\Phi_e = \frac{\Delta E}{\Delta t} \tag{4.1}$$

kde ΔE je energia vyžiarená zdrojom za dobu Δt. Jednotkou žiarivého toku je $W = J \,.\, s^{-1}$.

Žiarivosť I_e. Ideálny bodový zdroj svetla vyžaruje žiarivý tok rovnomerne všetkými smermi. Pre skutočné zdroje to však neplatí. Často potrebujeme vedieť, akú energiu vysiela zdroj do určitej oblasti priestoru, napr. do kužeľa s priestorovým uhlom veľkosti $\Delta\Omega$ (obr. 4-4). Preto zavádzame žiarivosť I_e. Táto veličina je podielom žiarivého toku $\Delta\Phi_e$ a priestorového uhla $\Delta\Omega$, do ktorého je tento tok vyžarovaný

$$I_e = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta\Omega} \tag{4.2}$$

Žiarivosť zdroja sa číselne rovná žiarivému toku, ktorý zdroj vysiela do priestorového uhla 1 sr. Jednotkou žiarivosti je $W \,.\, sr^{-1}$.

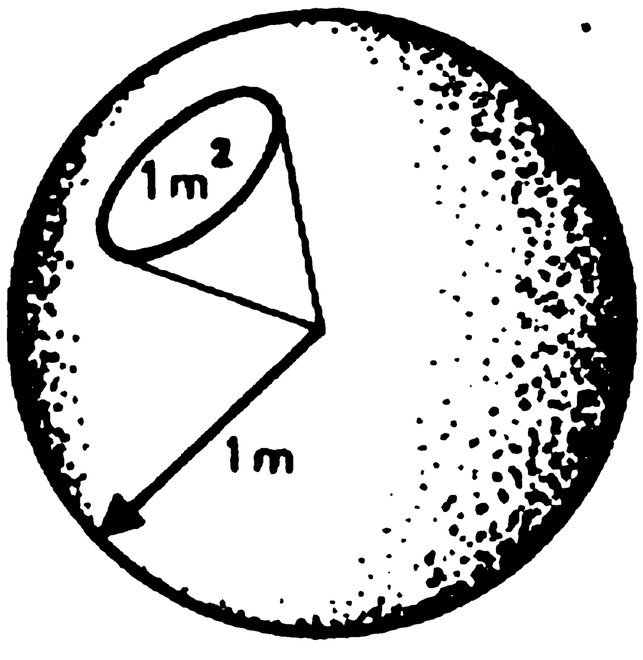


Obr. 4-4
K žiarivému toku

Pomocou žiarivého toku je definovaná **intenzita vyžarovania** M_e

$$M_e = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta S} \tag{4.3}$$

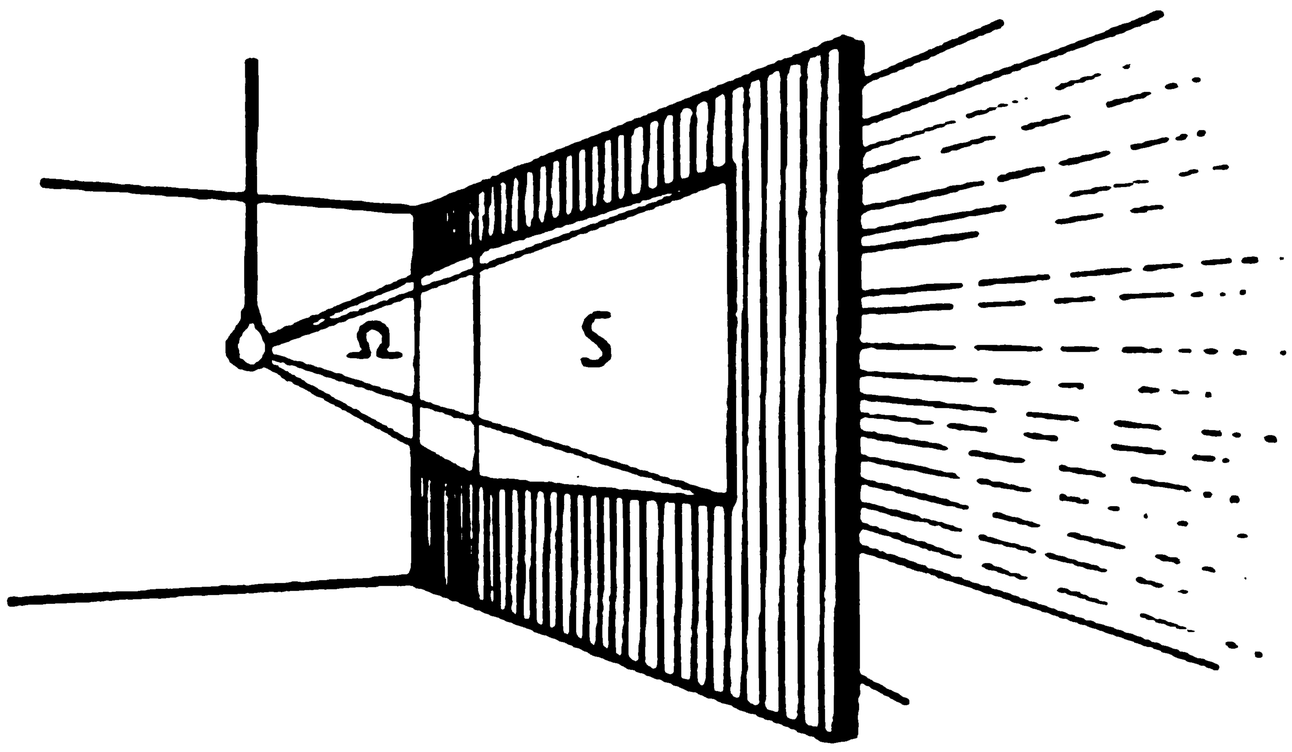
Číselne sa rovná žiarivému toku vysielanému z plochy zdroja s obsahom 1 m^2. Jednotkou je $W \,.\, m^{-2}$.



Obr. 4-5
K definícii steradiánu

S uvedenými energetickými veličinami by rádiometria vystačila, ale ľudské oko reaguje na rovnaký žiarivý tok rôzne, predovšetkým v závislosti od farby dopadajúceho svetla. Oko je najcitlivejšie na žltozelené svetlo s vlnovou dĺžkou 555 nm. V praxi teda nemožno vystačiť s objektívnym (t. j. energetickým) meraním žiarivého toku, ale musíme zaviesť veličiny, ktoré vychádzajú zo subjektívneho vnemu pozorovateľa pri dopade určitého žiarivého toku do oka. Táto nová fotometrická veličina sa nazýva **svetelný tok** Φ. (V značkách rádiometrických veličín sa používa index e, fotometrické veličiny píšeme bez indexu.)

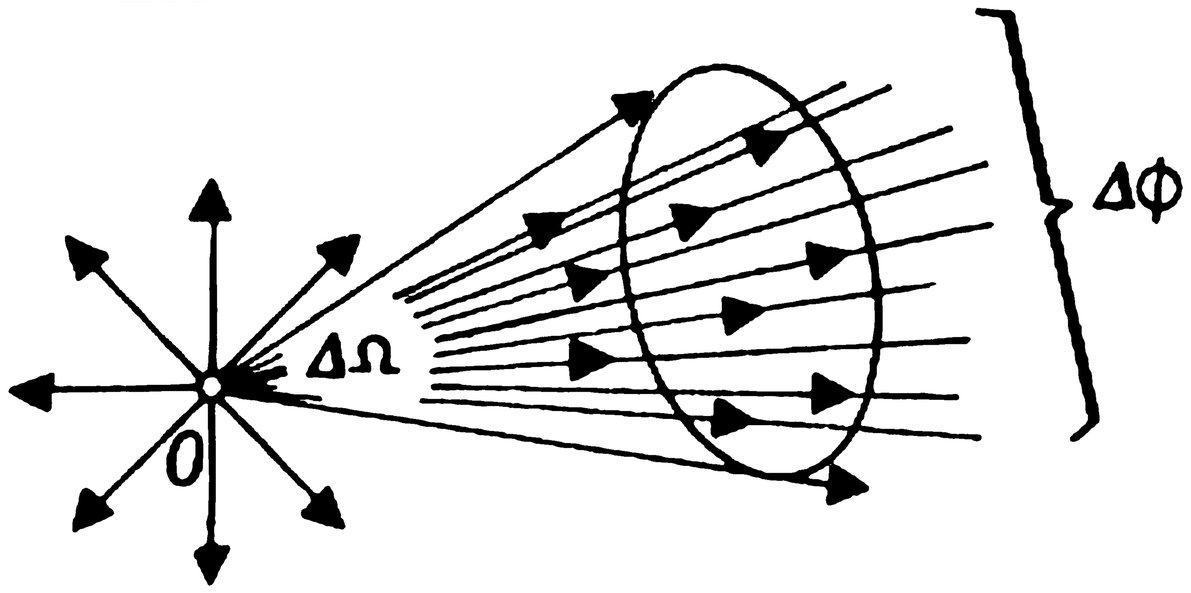
Svetelný tok Φ má podobné vlastnosti ako žiarivý tok Φ_e. Musíme tiež poznať veľkosť priestorového uhla, do ktorého svetlo vchádza alebo plochu, ktorou prechádza (obr. 4-6). Jednotkou svetelného toku je lumen (lm). Túto jednotku nemožno odvodiť z dosiaľ známych základných jednotiek, preto bola z historických aj praktických dôvodov vo fotometrii zavedená ďalšia základná jednotka pre veličinu charakterizujúcu bodový zdroj svetla: táto veličina sa nazýva **svietivosť** I.



Obr. 4-6
K vysvetleniu svetelného toku

Svietivosť bodového zdroja v danom smere je určená ako podiel svetelného toku $\Delta\Phi$ vyžiareného zdrojom do malého priestorového uhla $\Delta\Omega$ a veľkosti tohto priestorového uhla (obr. 4-7)

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega} \tag{4.4}$$



Obr. 4-7
K vysvetleniu svietivosti

Jednotkou svietivosti v SI je kandela (cd; z latinčiny *candela* — sviečka). Je to šiesta základná jednotka SI. Kandela je svietivosť čierneho telesa v kolmom smere na povrch, ktorého veľkosť je $\frac{1}{600\,000}$ m^2, pri teplote tuhnutia platiny (1 773 °C), pri tlaku 101 325 Pa. Pretože ide o malú plôšku (1,7 mm^2), možno ju považovať za bodový zdroj.

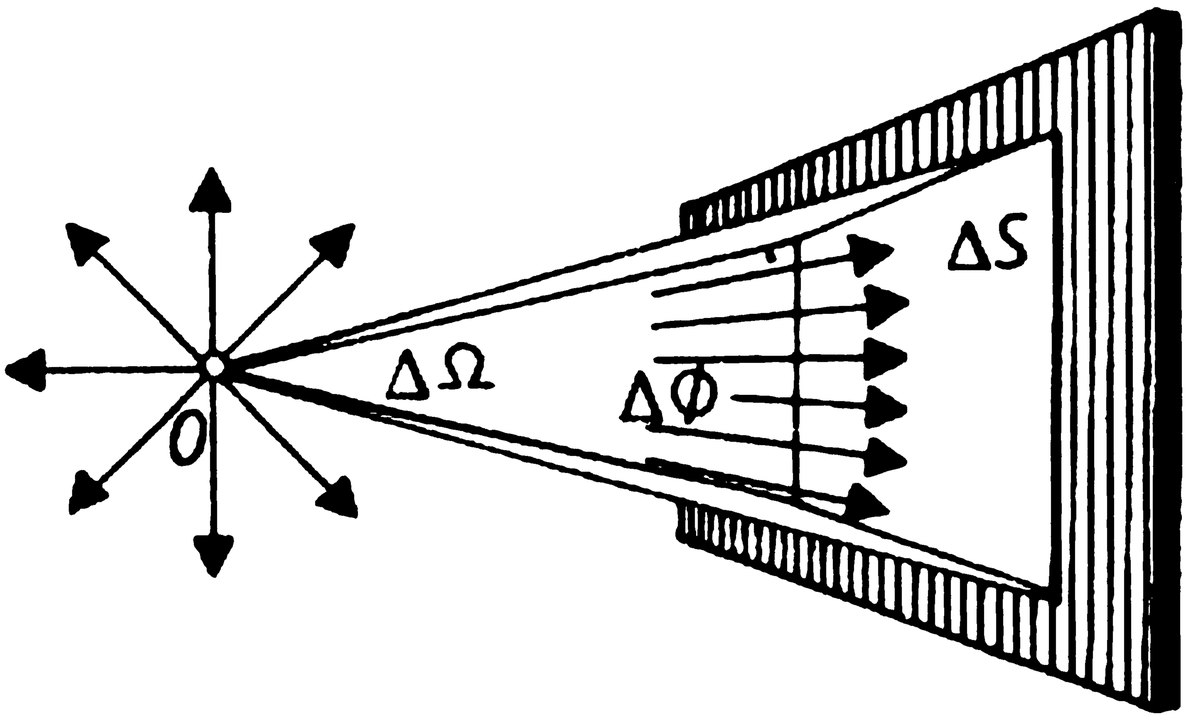
Aby sme si utvorili predstavu, uveďme, že sviečka má svietivosť približne 1 cd, kým kryptónová žiarovka s príkonom 100 W má svietivosť asi 200 cd.

Pomocou jednotky kandela sú odvodené ďalšie fotometrické jednotky. Jednotka svetelného toku lumen je odvodená zo vzťahu (4.4).

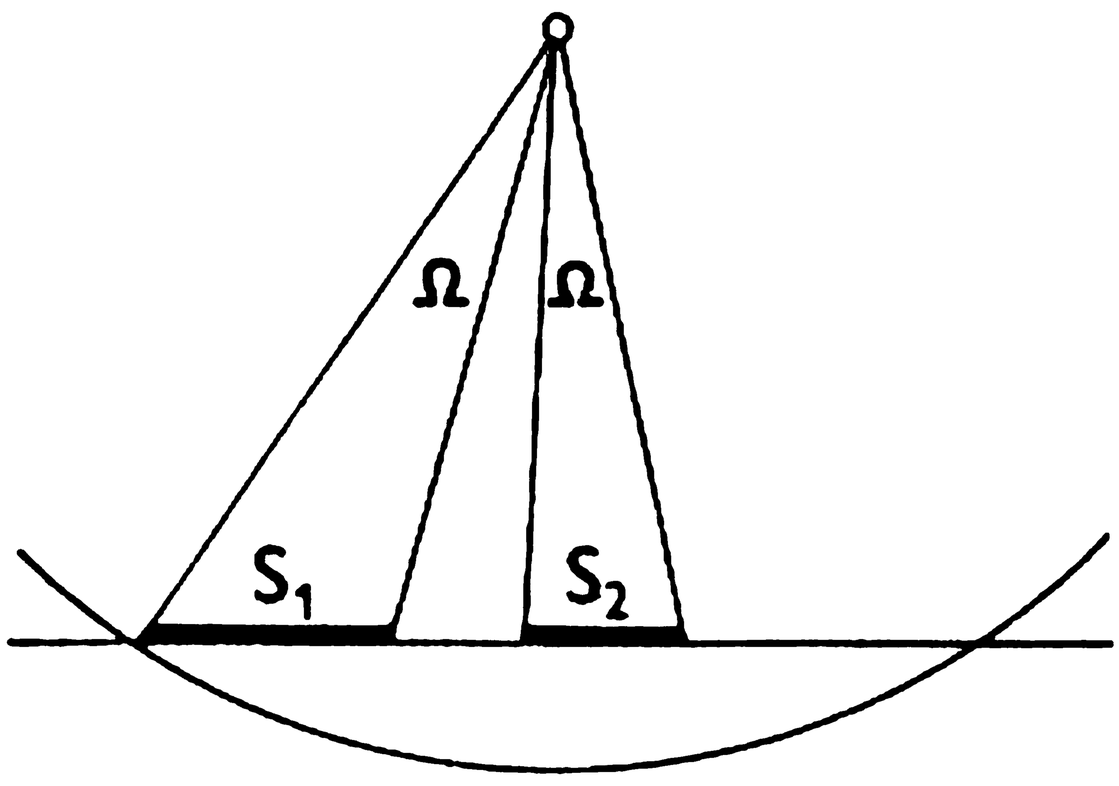
Lumen (lm) je svetelný tok, vysielaný do priestorového uhla veľkosti 1 sr bodovým zdrojom, ktorého svietivosť sa vo všetkých smeroch rovná 1 cd.

Bodový zdroj svetla osvetľuje rovinnú plochu umiestenú v jeho blízkosti nerovnomerne. Príčinou je rozličný svetelný tok, ktorý dopadá na pozorovaciu plochu (obr. 4-8). Fotometrická veličina, ktorá charakterizuje účinky svetla na určitej ploche, nazýva sa **osvetlenie** E_0. Osvetlenie je definované ako podiel svetelného toku $\Delta\Phi$ a obsahu plochy ΔS ožiarenej svetelným tokom

$$E_0 = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \tag{4.5}$$



Obr. 4-8a
Osvetlenie rovinnej plochy



Obr. 4-8b
K vysvetleniu osvetlenia

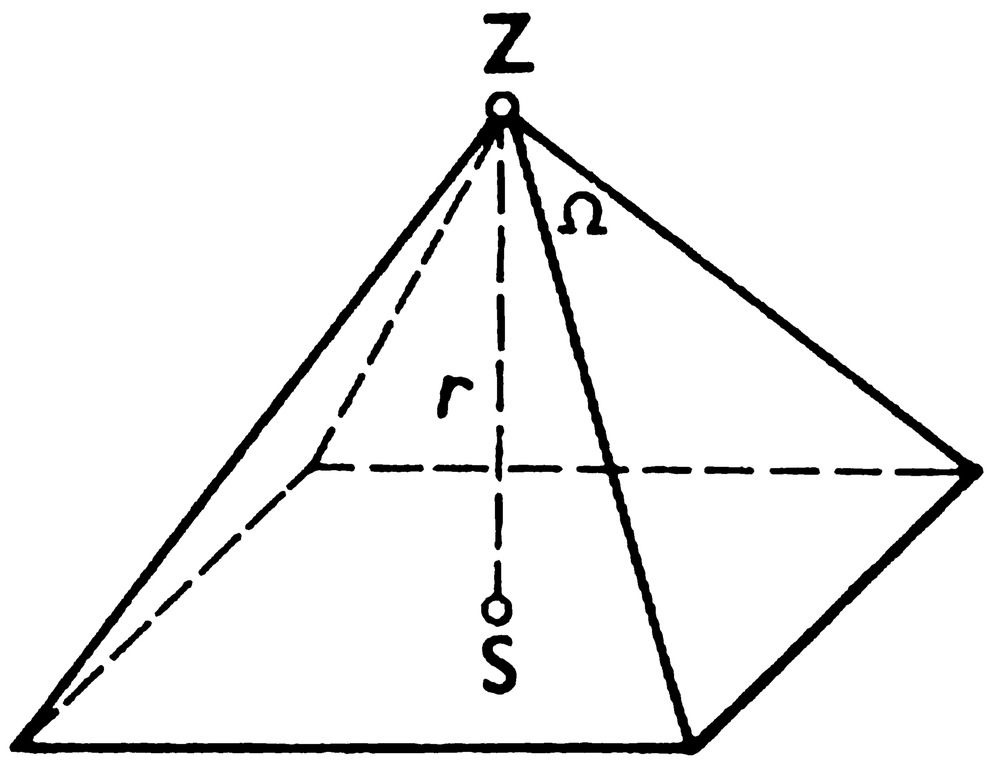
Jednotkou osvetlenia je lux (lx). Lux je osvetlenie plochy, pri ktorom na každý m^2 dopadá rovnomerne rozdelený svetelný tok 1 lm ($1\ lx = 1\ lm \,.\, 1\ m^{-2}$).

Z obr. 4-9 vidieť, že platí $\Delta S = r^2 \Delta\Omega$. Preto osvetlenie možno vyjadriť aj vzťahom

$$E_0 = \frac{\Delta\Phi}{r^2 \Delta\Omega}$$

Použitím vzťahu (4.4) pre osvetlenie dostávame

$$E_0 = \frac{I}{r^2} \qquad (4.6)$$



Obr. 4-9
K výpočtu osvetlenia

Osvetlenie steny pri kolmom dopade svetla je teda priamo úmerné svietivosti zdroja a nepriamo úmerné druhej mocnice vzdialenosti zdroja od steny.

Prehľad najdôležitejších rádiometrických a fotometrických veličín, usporiadaný tak, aby bolo vidieť podobnosti oboch druhov veličín:

rádiometrické veličiny	**fotometrické veličiny**
žiarivý tok $\Phi_e = \frac{\Delta E}{\Delta t}$	svetelný tok Φ
žiarivosť $I_e = \frac{\Delta \Phi_e}{\Delta \Omega}$	svietivosť $I = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S}$
hustota žiarivého toku $A = \frac{\Delta \Phi_e}{\Delta S}$	hustota svetelného toku (osvetlenie) $E_0 = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S}$

V prehľade sme uviedli aj hustotu žiarivého toku. Táto veličina sa rovná žiarivému toku prechádzajúcemu plochou s obsahom 1 m^2 kolmo na smer, v ktorom sa tok šíri. Jednotkou je $W \,.\, m^{-2}$.

Úlohy

1. Ukážte, od čoho závisí veľkosť priestorového uhla. Definujte 1 sr a naznačte ho graficky. Aký veľký je plný priestorový uhol? [4π sr]

*2. Aký veľký je celkový svetelný tok vyžarovaný zdrojom so svietivosťou 1 cd? [12,6 lm]

*3. Určte celkový svetelný tok zdroja so svietivosťou 15 cd. [188 lm]

*4. Aká je svietivosť žiarovky s príkonom 100 W, ak celkový svetelný tok je 1 260 lm? [100 cd]

*5. Aké je osvetlenie vnútornej steny gule s polomerom 4 m, ak je v jej strede žiarovka so svietivosťou 160 cd? [10 lx]

*6. Nad stolom visí vo výške 1,5 m opálová žiarovka. Jej celkový svetelný tok je 1130 lm. Aké je osvetlenie stola? [40 lx]

4.5 Tepelné žiarenie. Žiarenie čierneho telesa

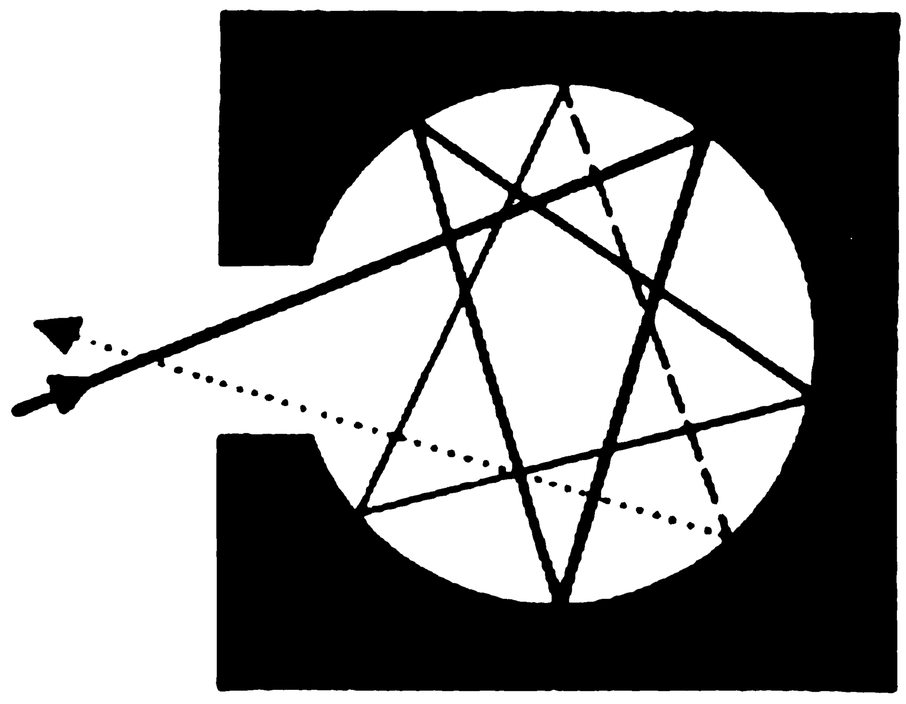
a) Tepelné žiarenie látok

Zo skúsenosti vieme, že telesá zohriate na vyššiu teplotu žiaria, t. j. vysielajú elektromagnetické vlnenie. Toto EM vlnenie patrí k najbežnejším javom v prírode, lebo každé teleso je jeho zdrojom. Aj v dutine telesa ohraničeného čiernymi stenami existuje žiarenie, ktoré je budené tepelným pohybom atómov a molekúl. Hovoríme o tepelnom žiarení. Spektrum tepelného žiarenia môže byť spojité aj čiarové. Rozdelenie energie podľa vlnových dĺžok, príp. podľa frekvencií, závisí najmä od teploty telesa. Preto sa s teplotou telesa mení aj jeho farba. Pri teplotách okolo 525 °C vysiela teleso zväčša infračervené žiarenie, ktoré nevidíme. Pri vyšších teplotách teleso postupne začína vyžarovať žiarenie s kratšími vlnovými dĺžkami. Pri teplote 700 °C žiari teleso tmavočervene, pri 900 °C je jasne červené. Pri teplote 1 100 °C žiari teleso oranžovo červene, pri 1 300 °C žiari bielo a pri 3 000 °C modrobielo.

b) Žiarenie čierneho telesa

Názov „čierne teleso" má historický pôvod. Pri štúdiu tepelného žiarenia telies fyzici zistili, že vyžarované spektrum závisí nielen od teploty, ale — do istej miery — aj od chemického zloženia a štruktúry telesa. Ako vždy, aj vtedy hľadali fyzici najjednoduchšiu situáciu, ktorá by

umožnila nájsť základné zákonitosti tepelného žiarenia. Ukázalo sa, že najjednoduchšie bude žiarenie telesa, ktoré pohlcuje všetku dopadajúcu žiarivú energiu bez ohľadu na vlnovú dĺžku a neskôr ju vysiela ako tepelné žiarenie. Takéto ideálne teleso nazvali „**čierne teleso**". V prírode neexistuje teleso, ktoré by všetko dopadajúce žiarenie pohlcovalo, lebo časť dopadajúceho žiarenia sa od telesa vždy odráža. Skúsenosti ukázali, že čierne teleso možno realizovať dutinou so začiernenými vnútornými stenami a malým otvorom, ktorým žiarenie vystupuje. Pri mnohonásobných dopadoch a odrazoch na stenách dutiny sa toto žiarenie pohlcuje a opäť je dutinou vyžarované (obr. 4-10). Tak vzniká tepelná rovnováha medzi dopadajúcim žiarením a žiarením vyžarovaným stenami nádoby. Otvorom vychádza len malá časť žiarenia, takže tepelná rovnováha sa podstatne nenaruší.



Obr. 4-10
K definícii čierneho telesa

Pri pokusoch sa používa dutina v tvare dlhej úzkej trubice z ťažko taviteľného materiálu. Trubica sa vkladá do elektrickej piecky, kde sa jej steny zohrievajú na požadovanú teplotu T. Žiarenie vychádzajúce z otvoru trubice má potom rovnaké vlastnosti ako žiarenie ideálneho čierneho telesa.

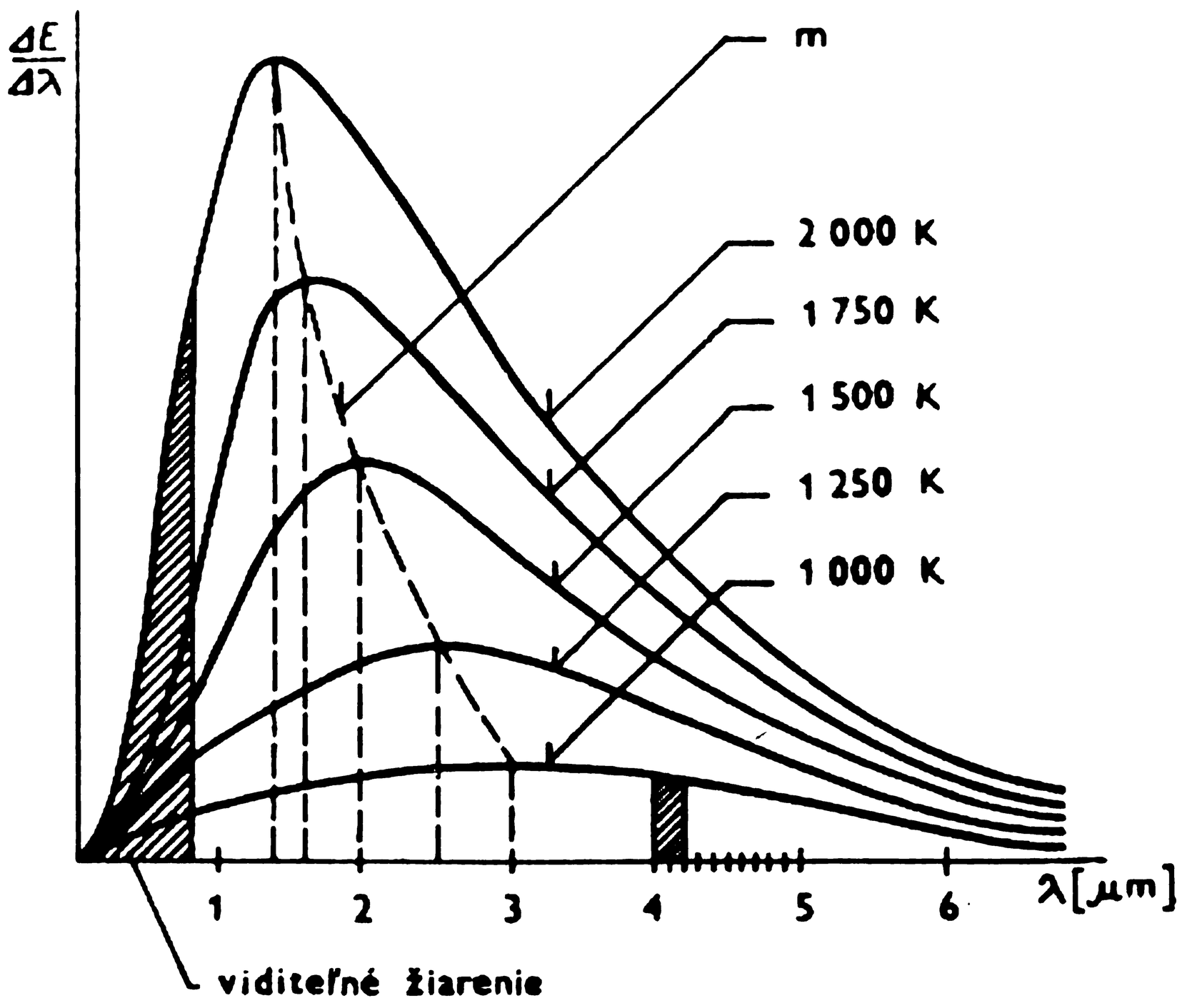
Vyžarovanie energie v závislosti od vlnových dĺžok bolo v spektre žiarenia čierneho telesa preskúmané už koncom minulého storočia. Pri experimentoch merali veličinu

$$H^* = \frac{\Delta E}{\Delta \lambda} = \frac{\Delta M_e}{\Delta \lambda}$$

---

* Pri presnejšom vyjadrení by sme H nazvali spektrálnou hustotou intenzity vyžarovania. Je to totiž podiel intenzity vyžarovania ΔM_e pripadajúcej na interval $(\lambda; \lambda + \Delta\lambda)$ vlnových dĺžok žiarenia a veľkosti $\Delta\lambda$ tohto intervalu.

V tomto vzťahu ΔE je energia žiarenia vychádzajúca z otvoru trubice na jednotku plochy a jednotku času a pripadajúca na malý interval vlnových dĺžok $\Delta\lambda$. Závislosť veličiny H od vlnovej dĺžky λ pri rôznych teplotách trubice je znázornená na obr. 4-11. Význam kriviek objasňuje vyšrafovaný obdĺžnik so základňou v intervale vlnových dĺžok (4 μm; 4,2 μm). Dĺžka tohto intervalu je $\Delta\lambda = 0{,}2$ μm. Plocha vyšrafovaného obdĺžnika je úmerná energii vyžiarenej v tomto intervale vlnových dĺžok jednotkou plochy čierneho telesa za 1 s. Intenzita vyžarovania M_e (celková energia vyžiarená jednotkou plochy čierneho telesa) pri teplote $T = 1\,000$ K je úmerná obsahu obrazca vymedzeného krivkou tejto teploty a osou súradníc vlnových dĺžok (obr. 4-11).



Obr. 4-11
Rozdelenie energie v spektre čierneho telesa

Každá krivka na tomto obrázku má výrazné maximum pri istej vlnovej dĺžke λ_{max}. So zvyšujúcou sa teplotou T toto maximum sa posúva ku kratším vlnovým dĺžkam. Tieto maximá spája čiarkovaná krivka m. Podrobnejším štúdiom tejto krivky by sme prišli k záveru, že platí

$$\lambda_{max} T = b$$

kde $b = 2{,}9 \,.\, 10^{-3}$ m . K. Tento vzťah sa nazýva **Wienov** posunovací zákon**. Z neho vyplýva, že vlnová dĺžka λ_{max}, na ktorú pripadá maximum vyžarovania čierneho telesa, je nepriamo úmerná termodynamickej teplote T.

Ako sme už uviedli, celková energia vyžiarená pri danej teplote T povrchom čierneho telesa za 1 s je úmerná plošnému obsahu obrazca vymedzeného krivkou danej teploty a osou λ. Keby sme merali plošné obsahy uvedených obrazcov pre krivky s rozličnou teplotou, dostali by sme Stefanov-Boltzmannov zákon

$$M_c = \sigma T^4$$

kde konštanta $\sigma = 5{,}67 \,.\, 10^{-8}$ W . m^{-2} . K^{-4}. Zo zákona vyplýva, že intenzita vyžarovania čierneho telesa sa zväčšuje so štvrtou mocninou termodynamickej teploty čierneho telesa.

Napriek veľkému úsiliu fyzikov sa do konca minulého storočia nepodarilo vysvetliť tvar kriviek na obr. 4-11. Vysvetlenie našiel v roku 1900 nemecký fyzik MAX PLANCK (1858—1947); Nobelova cena v roku 1918). Planck musel vysloviť predpoklad — celkom cudzí duchu klasickej fyziky — že energia žiarenia je stenami dutiny pohlcovaná a vyžarovaná nespojite, po určitých kvantách energie. Význam tejto hypotézy bol zo začiatku nejasný. Neskôr sa však Planckova hypotéza stala východiskom na ceste ku kvantovej teórii.

Úlohy

1. Prečo sa v osvetľovacej technike robia vlákna žiaroviek z kovov s vysokou teplotou topenia?
2. V skleníku je teplota vyššia ako v jeho okolí. Vysvetlite tento fakt (tzv. skleníkový efekt). Porozmýšľajte, či atmosféra Zeme nesúvisí nejako so sklom v skleníku.
3. Na aké vlnové dĺžky pripadá maximum intenzity vyžarovania čierneho telesa pri teplotách 1 000 K; 5 000 K; 7 200 K; 8 000 K? [infračervená oblasť; 580 nm; 400 nm; ultrafialová oblasť]
4. V slnečnom spektre pozorujeme maximum intenzity vyžarovania pri vlnovej dĺžke 480 nm. Aká je povrchová teplota Slnka, ak predpokladáme, že Slnko žiari ako čierne teleso? [Asi 6 000 K, čo približne súhlasí so skutočnosťou.]

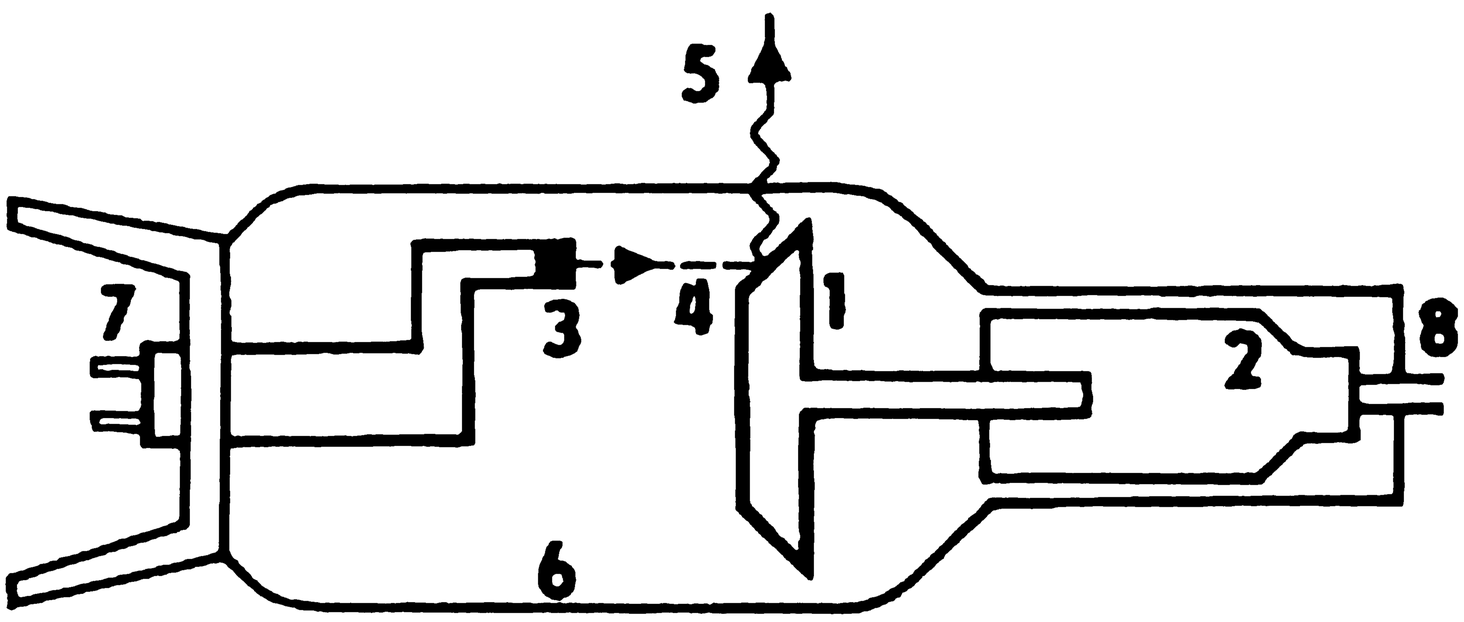
** WILHELM WIEN (vín, 1864—1928), Nobelova cena v roku 1919.

5. Povrchová teplota Slnka je 5 770 K, polomer Slnka je $6{,}96 \cdot 10^8$ m. Vypočítajte žiarivý tok L vysielaný Slnkom za predpokladu, že povrch Slnka vyžaruje ako povrch čierneho telesa. Tento predpoklad sa približuje ku skutočnosti. [$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 = 3{,}83 \cdot 10^{26}$ W]

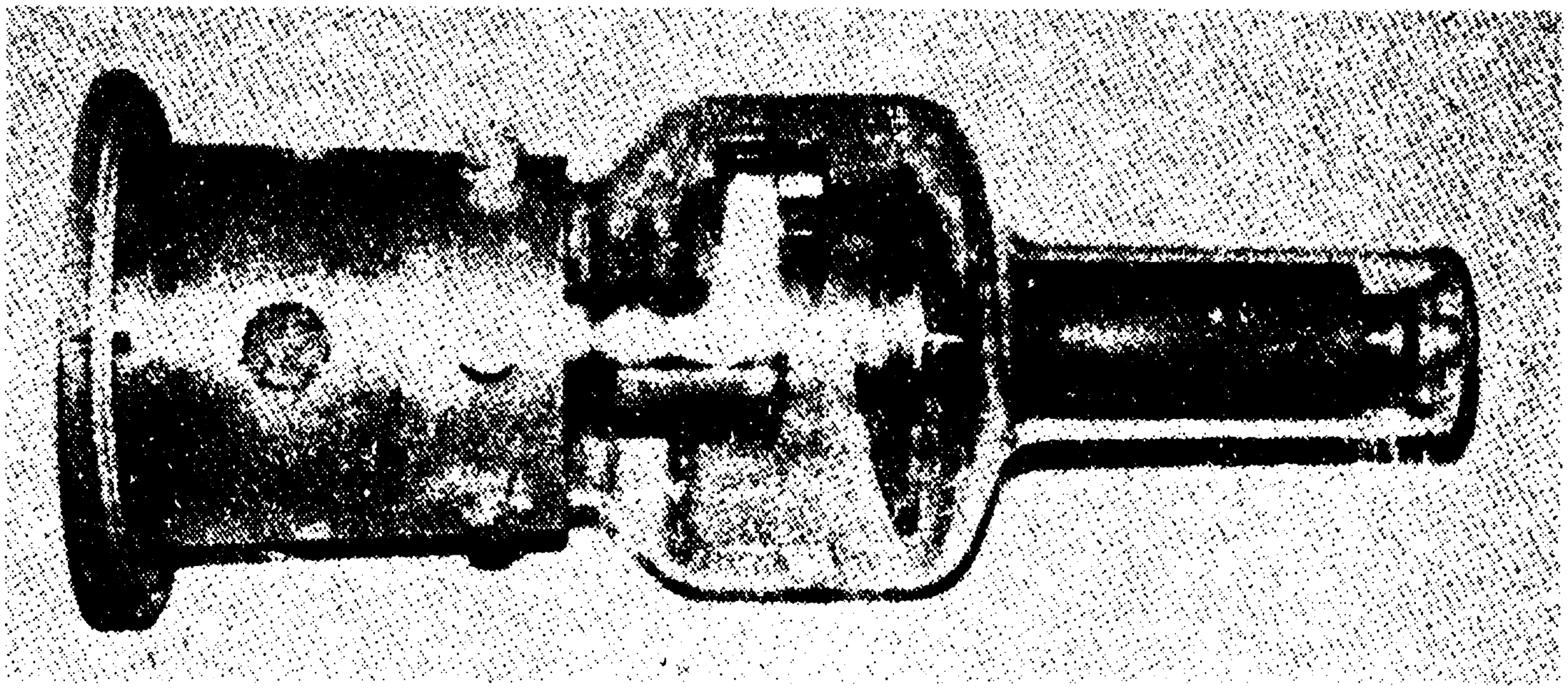
4.6 Röntgenové žiarenie

Koncom minulého storočia fyzici intenzívne študovali výboje v zriedených plynoch. Niektorí zistili, že fotografický materiál uložený v blízkosti výbojových trubíc sa znehodnotil, hoci bol správne zabalený. Nevenovali tomu však väčšiu pozornosť. Až nemecký fyzik WILHELM CONRAD RÖNTGEN (1845—1923), známy ako mimoriadne starostlivý experimentátor, sa spomínaným javom začal zaoberať bližšie. V roku 1895 prišiel k záveru, že znehodnocovanie fotografického materiálu spôsobuje žiarenie vychádzajúce z anódy. Toto žiarenie ľahko prechádza čiernym papierom, ktorý sa používa ako obal fotografického materiálu. Podrobne preskúmal pohlcovanie neznámeho žiarenia v rôznych látkach. Všimol si tiež, že toto žiarenie ľahko preniká mäkkými časťami ľudského tela, ale je pohlcované kosťami. Na prvej röntgenovej snímke ľudského tela bola zachytená ruka Röntgenovej manželky. Röntgen dostal v roku 1901 Nobelovu cenu. Bola to prvá Nobelova cena za fyziku vôbec.

Už sme spomínali, že náboj, ktorý sa pohybuje s nenulovým zrýchlením, vyžaruje elektromagnetické vlnenie. Tento mechanizmus je tiež



Obr. 4-12a
Schéma röntgenky: **1** rotujúca anóda,
2 elektromotor roztáčajúci anódu, **3** žeravená
katóda, **4** elektróny vyletujúce z katódy,
5 röntgenové lúče, **6** sklená nádoba, **7, 8** prívody



Obr. 4-12b
Röntgenka

jednou z príčin vzniku röntgenového žiarenia. Toto žiarenie vzniká pri zabrzdení* rýchlych elektrónov na anóde röntgenky (obr. 4-12a, b). Je to v podstate trubica s vysokým vákuom a so žeravenou katódou zhotovenou z volfrámového drôtu. Pri dopade elektrónov na anódu vzniká röntgenové žiarenie. Elektrické pole medzi anódou a katódou je vyvolané napätím 10 kV až 400 kV. Toto pole odvádza všetky elektróny k anóde; prúd v röntgenke je nasýtený. Regulácia prúdu v röntgenke, a tým aj regulácia röntgenového žiarenia, uskutočňuje sa zmenou žeravenia. Pri starších röntgenkách sa anóda chladila vodou, pri rýchlo rotujúcej anóde to už nie je potrebné**.

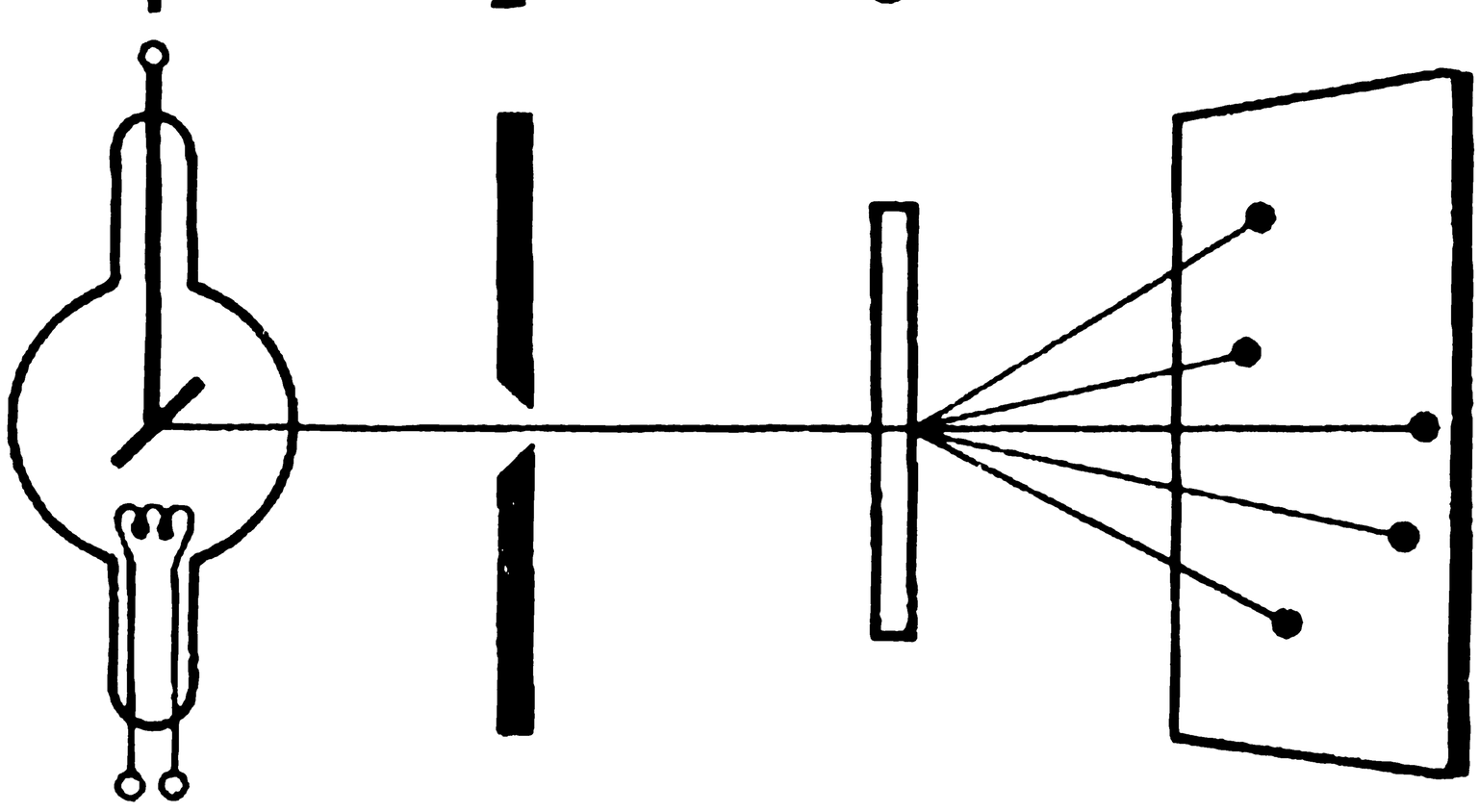
Povaha röntgenového žiarenia ostávala dlho nejasnou, hoci veľa jeho vlastností bolo známych z Röntgenových prác. Väčšina fyzikov sa prikláňala k názoru, že žiarenie *X* (tak sa totiž žiarenie zo začiatku označovalo) je prúdom neutrálnych častíc. Tento názor bol podporovaný aj niektorými experimentálnymi výsledkami, v ktorých sa röntgenové žiarenie správalo skutočne ako prúd častíc. Až v roku 1912 sa ukázalo, že žiarenie objavené Röntgenom má schopnosť interferovať,

---

* Röntgenové žiarenie, ktoré vzniká pri brzdení nabitých častíc, má spojité spektrum. Röntgenové žiarenie vzniká aj pri niektorých zmenách pohybového stavu elektrónov v atóme. Potom má čiarové spektrum.

** Hluk, ktorý počuť napr. pri zubnom röntgene, spôsobuje elektromotor roztáčajúci anódu.

čo je typické pre vlnové procesy. Vyriešil to MAX VON LAUE (1879 až 1960; Nobelova cena v roku 1914), ktorý navrhol využiť mriežku kryštálu na štúdium ohybu röntgenového žiarenia. Interferencia sa, ako už vieme, najvýraznejšie prejavuje, keď vzdialenosť uzlov mriežky je približne porovnateľná s vlnovou dĺžkou žiarenia. Laue urobil so spolupracovníkmi pokus, ktorého usporiadanie je znázornené na obr. 4-13.



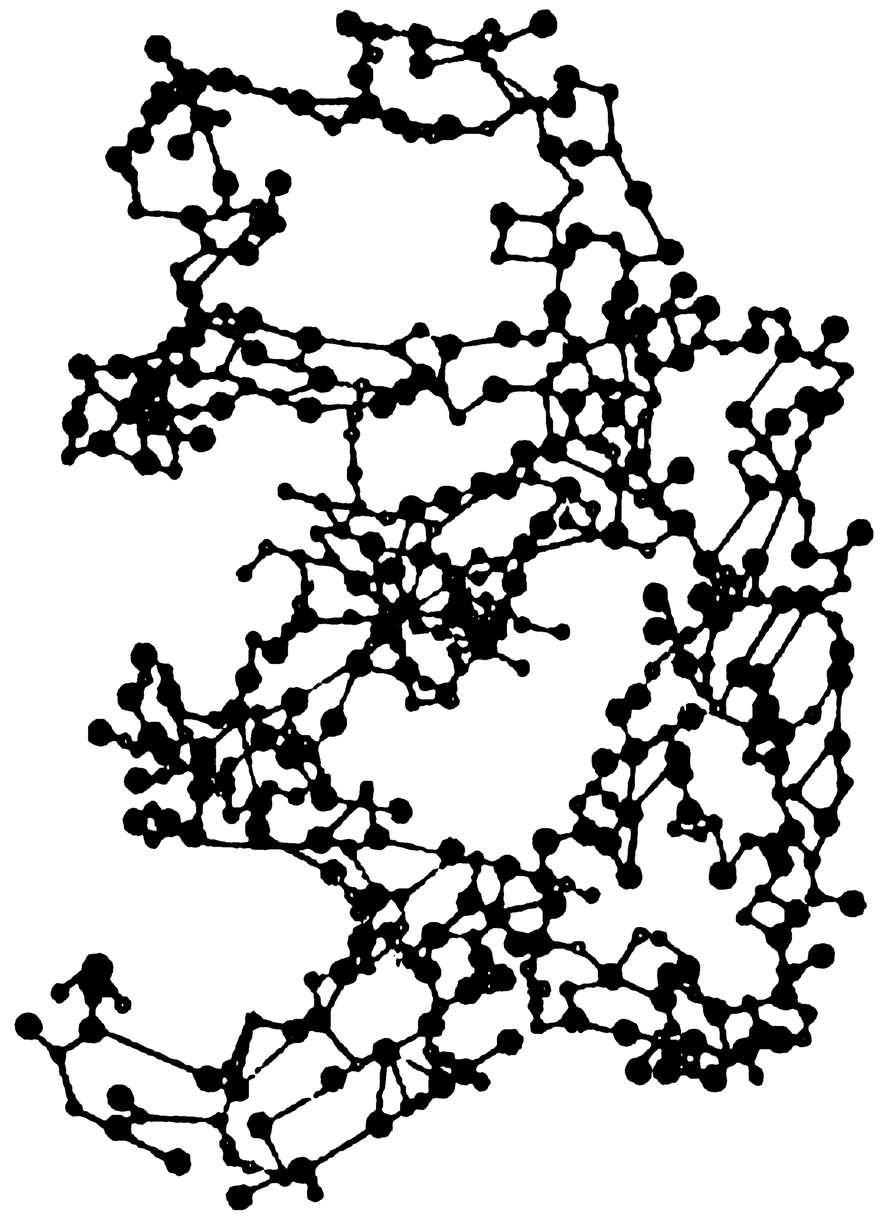
Obr. 4-13
Schéma experimentu podľa Maxa von Laue — ohyb röntgenových lúčov na mriežke kryštálu

Röntgenové žiarenie z röntgenky 1 prechádzalo štrbinou 2 a dopadalo na monokryštál 3, kde nastal ohyb žiarenia na jednotlivých atómoch mriežky. Toto žiarenie sa interferenciou zosilňuje len v niektorých smeroch, preto sa na fotografickej platni objaví bodové sčernenie zodpovedajúce týmto smerom.

Tento experiment bol mimoriadne významný, lebo:

a) dokázal vlnový charakter röntgenového žiarenia;
b) dokázal existenciu kryštálovej mriežky, čo bol základný poznatok o štruktúre pevných látok;
c) stal sa základom nového vedného odboru röntgenovo-štruktúrnej analýzy. Ak dopadá na kryštál röntgenové žiarenie známej vlnovej dĺžky, možno z interferenčného obrazu získať informáciu o štruktúre kryštálovej mriežky. Takto bola napr. zistená nielen štruktúra veľmi zložitej molekuly hemoglobínu (obr. 4-14), ale aj podstatná časť informácie o významnej „dvojitej špirále" molekuly DNK. Táto molekula, ako ste sa učili v biológii, je nositeľom dedičnosti.

Obr. 4-14
Štruktúra molekuly hemoglobinu, centrálna časť molekuly prenáša kyslík



Röntgenové žiarenie má viac pozoruhodných vlastností:

a) Ionizuje vzduch, vyvoláva sčernenie fotografickej platne a pri dopade na vhodnú látku spôsobuje fluorescenciu. Napríklad predmet s vrstvičkou platinokyanidu bárnatého jasne žltozelene fluoreskuje, čím umožňuje pozorovať röntgenové žiarenie, ktoré je inak pre nás neviditeľné.
b) Rôzne látky pohlcujú röntgenové žiarenie v rozličnej miere. Pohlcovanie závisí od protónového čísla prvkov. Napríklad mäkké časti tela obsahujúce vodík a uhlík pohlcujú röntgenové žiarenie menej ako kosti, ktoré obsahujú vápnik.
c) Čím hrubšou vrstvou daného materiálu röntgenové žiarenie prechádza, tým viac sa pohltí. Toto sa v praxi využíva napríklad pri hľadaní skrytých chýb v kovových odliatkoch (röntgenová defektoskopia).

Veľmi dôležité je využitie röntgenového žiarenia v medicíne.

Úlohy

1. Ako sú konštruované dvere miestnosti, v ktorej je röntgen? Vysvetlite.
2. Prečo musí pacient pri vyšetrovaní žalúdka röntgenom vypiť najprv barytovú kašu ($BaSO_4$)?
3. Pri štúdiu interferencie viditeľného svetla používame časti optickej mriežky.

Prečo sa pri štúdiu interferenčných vlastností röntgenového žiarenia používa ohyb na kryštáli?

4. Odôvodnite, prečo sa zakázali robiť v škole pokusy s röntgenovým žiarením.

ZHRNUTIE — ELEKTROMAGNETICKÉ ŽIARENIE A JEHO ENERGIA

Elektromagnetické žiarenie má veľký rozsah vlnových dĺžok, podľa ktorých rozlišujeme rôzne druhy EM žiarenia (elektromagnetické spektrum). Prehľad oblastí spektra elektromagnetického žiarenia je v nasledujúcej tabuľke.

Ľudské oko je citlivé iba na malú časť spektra elektromagnetického žiarenia, ktorú nazývame svetlo (λ = 380 nm až 780 nm vo vákuu). Dlhšie vlnové dĺžky má infračervené žiarenie, kratšie vlnové dĺžky má ultrafialové žiarenie. Týmito oblasťami EM žiarenia sa zaoberá optika.

Zdrojom EM žiarenia je zrýchlený pohyb častíc s elektrickým nábojom (napr. pri tepelnom pohybe elektrónov v rozžeravenom kove) alebo zmena energetického stavu atómu (napr. pri výboji v plyne). Podľa toho svetelné zdroje vysielajú žiarenie so spojitým alebo čiarovým spektrom. Tieto spektrá môžeme pozorovať spektroskopom ako emisné alebo ako absorpčné spektrá.

Charakteristické vlastnosti spektier sa využívajú pri spektrálnej analýze v oblasti infračerveného, viditeľného aj ultrafialového žiarenia. Pomocou analýzy sa zisťuje prítomnosť stopových látok. Spektrálna analýza je veľmi dôležitá pri poznávaní štruktúry atómov aj chemického zloženia vesmírnych objektov.

Röntgenovo-štruktúrna analýza umožňuje štúdium stavby pevných látok a zložitých molekúl.

Pri štúdiu tepelného žiarenia čierneho telesa boli objavené tieto zákony:

1. **Wienov posunovací zákon**: $\lambda_{max} T = b$, kde konštanta $b = 2{,}9 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m \cdot K}$. Vlnová dĺžka λ_{max}, na ktorú pripadá maximum vyžarovania čierneho telesa, je nepriamo úmerná termodynamickej teplote T. So zvyšujúcou teplotou sa maximá posúvajú k menším vlnovým dĺžkam.

2. **Stefanov-Boltzmannov zákon**: $M_e = \sigma T^4$, kde $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{N \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}}$. Energia vyžarovaná čiernym telesom za 1 s sa zväčšuje so štvrtou mocninou termodynamickej teploty T.

Na základe štúdia žiarenia čierneho telesa sformuloval Max Planck hypotézu o kvantových vlastnostiach žiarenia. Táto hypotéza sa stala východiskom **kvantovej teórie**.

Základnou vlastnosťou spoločnou všetkým druhom elektromagnetického žiarenia je prenos energie. Na posudzovanie energetických účinkov EM žiarenia sa používajú rádiometrické veličiny a pojmy. Pri posudzovaní účinkov EM žiarenia na ľudské oko sa používajú fotometrické pojmy a veličiny.

Oblasť	Vlnová dĺžka λ [m]	Kmitočet ν [Hz]	Energia 1 kvanta [eV]
dlhé vlny	10^{4}	10^{4}	10^{-10}
stredné vlny	10^{3}	10^{5}	10^{-9}
krátke vlny	10^{2}	10^{6}	10^{-8}
veľmi krátke vlny	10	10^{7}	10^{-7}
ultrakrátke vlny	1	10^{8}	10^{-6}
radarové vlny	$0,1$	10^{9}	10^{-5}
milimetrové vlny	10^{-2}	10^{10}	10^{-4}
ďaleká infračervená	10^{-3}	10^{11}	10^{-3}
blízka infračervená	10^{-4}	10^{12}	10^{-2}
viditeľné svetlo	10^{-5}	10^{13}	$0,1$
ultrafialová	10^{-6}	10^{14}	1
mäkké žiarenie X	10^{-7}	10^{15}	10
tvrdé žiarenie X	10^{-8}	10^{16}	10^{2}
žiarenie γ	10^{-9}	10^{17}	10^{3}
	10^{-10}	10^{18}	10^{4}

Jednotky rádiometrických veličín súvisia jednoducho s jednotkou výkonu

$$[\Phi_e] = \mathrm{W}, \quad [J_e] = \mathrm{W.m^{-2}}, \quad [I_e] = \mathrm{W.sr^{-1}}$$

Z historických a praktických dôvodov bola zavedená ako základná fotometrická veličina **svietivosť** zdroja I. Jej jednotka **kandela** (cd) je šiestou základnou

jednotkou SI. Fotometrické veličiny (svietivosť, svetelný tok atď.) musíme chápať ako analógie rádiometrických veličín (žiarivosť, žiarivý tok atď.) posudzované podľa účinku na oko človeka.

Jednotky rádiometrických veličín sú

$$[\Phi] = \mathrm{lm}, \quad [I] = \mathrm{lm\,.\,sr}$$

ZÁKLADY ŠPECIÁLNEJ TEÓRIE RELATIVITY

5. Základy špeciálnej teórie relativity

Špeciálna teória relativity (ďalej len ŠTR) vznikla na začiatku 20. storočia. Je spojená najmä s menom ALBERTA EINSTEINA. Táto teória upresnila význam základných fyzikálnych pojmov, veličín, vzťahov a zákonov pre prípad veľkých rýchlostí, porovnateľných s rýchlosťou svetla vo vákuu.

Do osnov stredoškolskej fyziky sa ŠTR zaradila až v súčasnosti, asi tri štvrtiny storočia po jej vzniku. Je to azda tým, že jej tvrdenia sa nám zdajú zo začiatku prekvapujúce, ba aj proti „zdravému rozumu". No keď pochopíme jej základné princípy, uznáme jej veľkosť a krásu. Podľa tejto teórie tikajú hodiny, ktoré sa pohybujú, pomalšie ako rovnaké hodiny, ktoré sú v pokoji, dĺžka tyče sa skracuje v závislosti od jej zväčšujúcej sa rýchlosti a pod. ŠTR podstatne zmenila naše predstavy o priestore a čase.

V súčasnosti je ŠTR neodmysliteľnou súčasťou fyziky aj techniky. Uplatňuje sa pri konštrukcii urýchľovačov, vo fyzike elementárnych častíc, vysvetľuje závislosť medzi zmenou hmotnosti a energiou uvoľnenou pri jadrových reakciách. Má zásadný význam vo filozofii a pri utváraní svetonázoru moderného človeka. Je to však náročná teória, preto sa v tejto kapitole môžeme zaoberať len s jej základnými myšlienkami.

5.1 Priestor a čas v klasickej mechanike a niektoré jej základné myšlienky

Klasická mechanika vznikla v 17. storočí najmä zásluhou Galileiho a Newtona. Newton zhrnul všetky vtedy známe poznatky o pohybe telies do troch

zákonov, ktoré mali veľký význam. Boli základom presných výpočtov pohybu planét aj návrhov rôznych mechanizmov používaných v praxi. Zdalo sa, že princípy, podľa ktorých sa svet riadi, boli objavené raz navždy a že na predstavách o priestore a čase použitých pri ich formulácii nebude už treba nič meniť.

Pripomeňme si teraz niektoré poznatky klasickej mechaniky, najmä poznatky o priestore a čase. Polohu telesa v priestore opisujeme vždy vzhľadom na ostatné telesá, t. j. vzhľadom na istú vzťažnú sústavu. V tejto sústave si volíme istú súradnicovú sústavu zvyčajne s tromi navzájom kolmými osami. Polohu bodu v priestore určujeme potom pomocou troch súradníc x, y, z. To, čo nastane v určitom mieste priestoru v istom okamihu, nazveme **udalosťou**. Môže to byť napríklad rozsvietenie alebo zhasnutie baterky, dopad častice do istého miesta na stene. Každú udalosť charakterizujeme štvoricou veličín x, y, z, t, pričom prvé tri určujú miesto a t určuje čas, v ktorom sa udalosť stala. Keď v danej súradnicovej sústave nastanú dve udalosti v rovnakom mieste, nazývajú sa súmiestne. Keď v danej sústave nastanú dve udalosti v rovnakom čase, hovoríme o súčasných udalostiach. Súčasnosť a súmiestnosť je viazaná na určitú súradnicovú sústavu.

Opis pohybu telies je najjednoduchší v inerciálnych vzťažných sústavách, v ktorých platí prvý Newtonov pohybový zákon: Telesá, na ktoré nepôsobia vonkajšie sily, zostávajú v pokoji, alebo sa pohybujú rovnomerne priamočiaro. Takéto súradnicové sústavy sa nazývajú **inerciálne**. Ak je S inerciálna sústava, tak každá sústava S', pohybujúca sa vzhľadom na S rovnomerne a priamočiaro, je tiež inerciálnou sústavou.

V klasickej mechanike predpokladáme, že čas je absolútny, to znamená, že plynie rovnako rýchlo vo všetkých vzťažných sústavách. To zodpovedá aj našej skúsenosti. Keď cestujeme vlakom, prechádzame najskôr zo sústavy spojenej so Zemou do sústavy spojenej s vlakom a späť do sústavy spojenej so Zemou. Po vystúpení z vlaku si nemusíme posúvať ručičky hodiniek — vo vlaku plynul čas rovnako rýchlo ako na Zemi. Nezávislosť plynutia času od vzťažnej sústavy vedie tiež k **absolútnosti súčasnosti**. Keď sú dve udalosti, ktoré sa stali v rôznych miestach, súčasné v jednej sústave, budú súčasné aj vo všetkých ostatných vzťažných sústavách. **Rovnako absolútne sú aj vzdialenosti**. Ak je v jednej vzťažnej sústave v určitom čase vzdialenosť dvoch telies napr. 10 m, potom táto vzdialenosť bude 10 m aj v každej inej vzťažnej sústave.

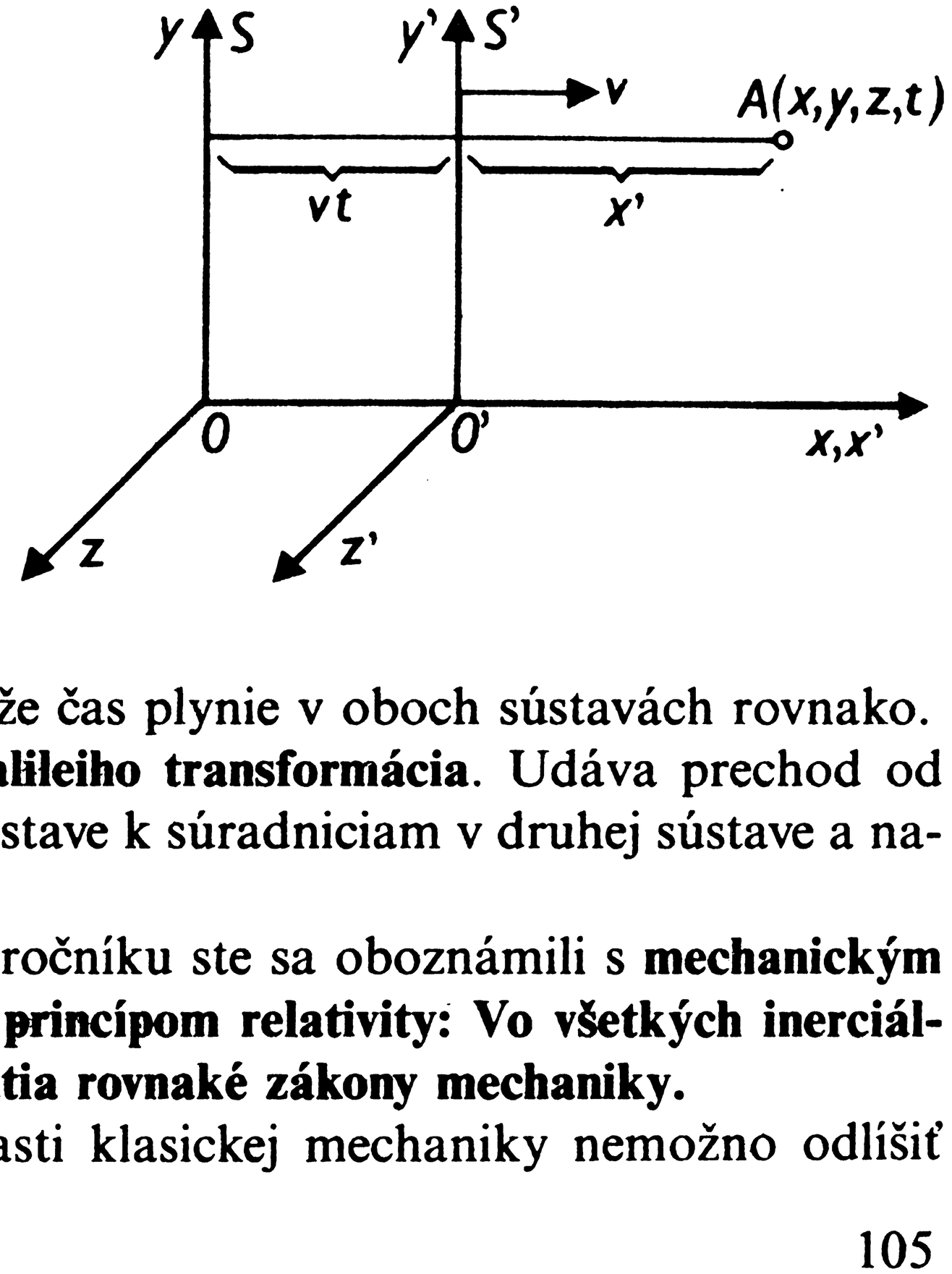
V klasickej fyzike hmotnosť telesa nezávisí od veľkosti rýchlosti, ktorou sa teleso pohybuje. Preto veľkosť rýchlosti telesa môže byť principiálne ľubovoľne veľká. Vyplýva to z druhého pohybového zákona $\boldsymbol{F} = m\,\boldsymbol{a}$. Keď pôsobí stála sila $\boldsymbol{F}$ dostatočne dlho, zväčšuje sa veľkosť rýchlosti telesa neobmedzene.

Princíp skladania rýchlostí je v klasickej fyzike jednoduchý. Ak sa napr. pohybuje vlak vzhľadom na stanicu rýchlosťou veľkosti v a vo vlaku sa v smere jeho pohybu pohybuje človek rýchlosťou veľkosti u' (vzhľadom na vlak), potom rýchlosť tohto človeka vzhľadom na stanicu má veľkosť

$$u = v + u' \tag{5.1}$$

Uvažujme o dvoch inerciálnych vzťažných sústavách S a S' (obr. 5-1), ktoré sa navzájom pohybujú rovnomerne priamočiaro. V čase $t = t' = 0$ s osi oboch sústav splývajú. Sústava S' sa vzhľadom na S pohybuje stálou rýchlosťou v v kladnom smere osi x. Sústava S sa vzhľadom na S' pohybuje opačným smerom rýchlosťou — v v smere osi x. Keď v sústave S' nastane nejaká udalosť so súradnicami x', y', z', t', potom pozorovateľ v sústave S priradí tejto udalosti súradnice x, y, z, t, pričom platí

$$x = x' + vt, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t' \tag{5.2}$$



Obr. 5-1
Znázornenie dvoch inerciálnych sústav súradníc

Zo vzťahov (5.2) vidíme, že čas plynie v oboch sústavách rovnako.

Vzťah (5.2) sa nazýva **Galileiho transformácia**. Udáva prechod od súradníc udalostí v jednej sústave k súradniciam v druhej sústave a naopak (obr. 5-1).

Vo vyučovaní fyziky v 1. ročníku ste sa oboznámili s **mechanickým (Galileiho** alebo **klasickým) princípom relativity: Vo všetkých inerciálnych vzťažných sústavách platia rovnaké zákony mechaniky.**

Pomocou pokusov z oblasti klasickej mechaniky nemožno odlíšiť

jednu inerciálnu sústavu od druhej. Z hľadiska zákonov mechaniky sú všetky inerciálne sústavy úplne rovnocenné.

Všetky poznatky klasickej mechaniky sú časťami jedného celku. Ak sa ukáže, že jedno jediné z týchto tvrdení treba zmeniť, potom treba zmeniť aj ostatné. A presne toto sa stalo po vzniku teórie relativity.

Úlohy

1. Líška naháňa zajaca. Vzdialenosť medzi nimi je L. Líška beží rýchlosťou V, zajac rýchlosťou v (nekľučkuje, ale beží rovno). a) Za aký čas dobehne líška zajaca; b) za aký čas by sa stretli, keby bežali proti sebe? Pri riešení vychádzajte z rovníc: a) $Vt = L + vt$; b) $L = Vt + vt$, ale najprv podrobne vysvetlite ich zmysel. Neuvádzajte pojem relatívnej rýchlosti.
$\left[\text{a) } \frac{L}{V-v}\text{; b) } \frac{L}{V+v}\right]$

2. Rýchlosť kajakára vzhľadom na stojatú vodu je $V = 2\ \mathrm{m.s^{-1}}$. Za aký čas prevesluje kajakár z jedného brehu rieky na druhý a späť, ak je šírka rieky $L = 40$ m, rýchlosť vody v rieke $v = 1\ \mathrm{m.s^{-2}}$ a kajakár vesluje tak, aby sa pohyboval stále kolmo na smer toku rieky? $\left[t = \frac{2L}{\sqrt{V^2 - v^2}}\right]$

3. Motorový čln sa pohybuje vzhľadom na rieku rýchlosťou $V = 10\ \mathrm{km.h^{-1}}$. Vzdialenosť medzi dvoma bójami umiestenými pozdĺž toku rieky je $L = 10$ km. Za aký čas prejde čln od jednej bóje k druhej a späť?
$\left[t = \frac{2LV}{V^2 - v^2} = 0{,}34\ \mathrm{h}\right]$

4. Sústavy S a S' sú inerciálne. Teleso sa pohybuje vzhľadom na sústavu S' rovnomerne a priamočiaro. Ukážte, že toto teleso sa pohybuje rovnomerne a priamočiaro aj vzhľadom na sústavu S. [Najjednoduchšia situácia: v sústave S' platí $x' = Vt'$, $y' = 0$ m, $z' = 0$ m. Po dosadení do (5.2) dostaneme $x = (v + V)t$, $y = 0$ m, $z = 0$ m.]

5. Ukážte, že zrýchlenie hmotného bodu sa pri prechode z jednej inerciálnej sústavy do druhej nemení. Návod: Nech sa sústava S' pohybuje vzhľadom na S rýchlosťou v v smere osi x. Vzhľadom na S' sa pohybuje teleso v čase t_1 rýchlosťou u'_1. Vzhľadom na S sa v tomto čase pohybuje rýchlosťou $u_1 = v + u'_1$. V čase $t_2 = t_1 + \Delta t$ v podobnom označení platí $u_2 = v + u'_2$. Odčítaním oboch rovníc a využitím vzťahov $a'\,\Delta t = u'_2 - u'_1$, $a\,\Delta t = u_2 - u_1$ dostaneme výsledok.

6. Uveďte niekoľko konkrétnych situácií, v ktorých sa prejavuje mechanický princíp relativity (napr. konkrétne mechanické pokusy vo vlaku pohybujúcom sa po dokonale hladkých koľajniciach).

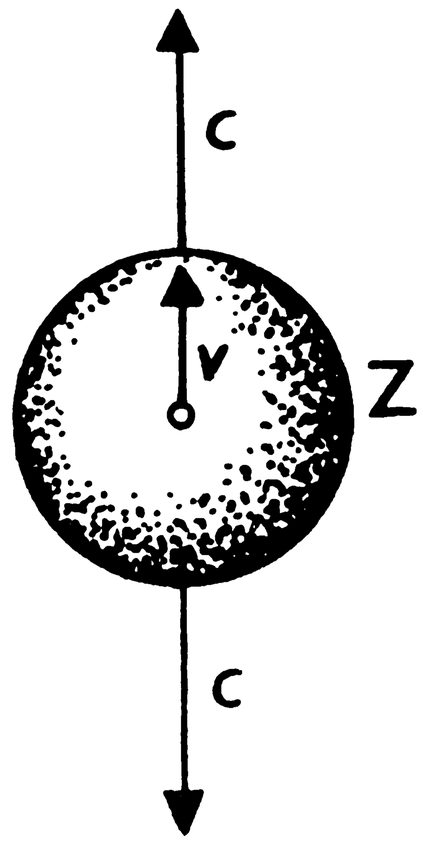
7. Ukážte, že zo vzťahov (5.2) vyplýva vzťah (5.1) pre skladanie rýchlostí. [Návod: predpokladajte, že v sústave S' je pohyb telesa opísaný vzťahom $x' = u' t$.]

5.2 Vznik špeciálnej teórie relativity

V druhej polovici 19. storočia vypracoval JAMES CLARK MAXWELL (džejms klark meksvel, 1831—1879) ucelenú teóriu elektromagnetických javov. Táto teória neobsahovala mechanické veličiny. Pripomeňme si napríklad zákon elektromagnetickej indukcie $U_e = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$. Vidíme, že sa v ňom neuvažuje o žiadnych časticiach alebo silách, ktoré medzi nimi pôsobia. Z Maxwellovej teórie tiež vyplynulo, že svetlo je elektromagnetickým vlnením. Všetky vtedy známe vlnové deje boli vlnením určitého prostredia (vlny na vodnej hladine, zvukové vlny a pod.). Preto sa fyzici domnievali, že aj svetlo musí byť vlnením nejakého prostredia, ktoré nazvali éter. Tento éter by musel mať pozoruhodné vlastnosti. Musel by byť v celom vesmíre (inak by k nám nepreniklo svetlo zo vzdialených hviezd). Musel by byť ľahko priestupný (inak by brzdil pohyb Zeme okolo Slnka) a svetlo by sa v ňom muselo šíriť rýchlosťou c. Viacerí fyzici, vrátane Maxwella, sa usilovali vymyslieť mechanické modely éteru, ale nepodarilo sa im to a časom sa ustálilo presvedčenie, že elektromagnetické javy nemožno vysvetliť pomocou mechaniky.

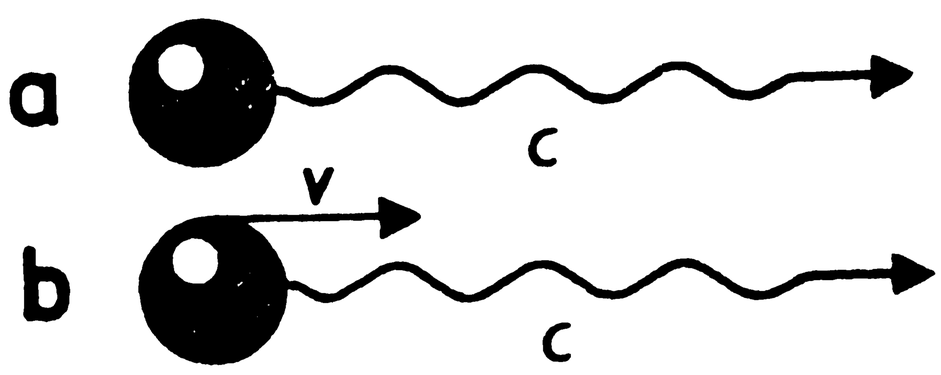
Inerciálna sústava spojená s éterom by sa odlišovala od všetkých ostatných inerciálnych sústav. Pomocou experimentov so šírením svetla by potom bolo možné zistiť rýchlosť každej inerciálnej sústavy vzhľadom na éter. Pre šírenie svetla by neplatil mechanický princíp relativity. Skutočne, keď sa Zem pohybuje v istom smere vzhľadom na éter rýchlosťou v a zo Zeme vyšleme svetelný signál v tom istom smere, bude rýchlosť signálu vzhľadom na éter c a vzhľadom na Zem $c - v$. Signál vyslaný v opačnom smere by sa vzhľadom na Zem pohyboval rýchlosťou $c + v$ (obr. 5-2). Keďže Zem sa pohybuje okolo Slnka rýchlosťou

30 km . s^{-1} približne po kruhovej trajektórii, fyzici očakávali, že Zem sa pohybuje približne takouto rýchlosťou aj vzhľadom na éter.



Obr. 5-2
Zem Z letí éterom rýchlosťou *v* a svetlo sa pohybuje vzhľadom na éter rýchlosťou *c*

Koncom minulého storočia uskutočnili viac pokusov, v ktorých sa snažili odmerať zmeny rýchlosti svetla **vzhľadom na Zem** spôsobené pohybom Zeme vzhľadom na éter. Všetky výsledky však boli negatívne, svetlo sa vo všetkých smeroch šírilo vzhľadom na Zem rovnakou rýchlosťou *c*. Dnes je tento fakt o konštantnej rýchlosti svetla potvrdený aj prácou medzinárodného časového systému atómových hodín aj pokusmi vo fyzike elementárnych častíc a v jadrovej fyzike (obr. 5-3a, b).



Obr. 5-3
a) Rádioaktívne jadro, ktoré je v pokoji vzhľadom na laboratórium, vysiela žiarenie pohybujúce sa rýchlosťou *c* vzhľadom na laboratórium, **b)** žiarenie vysielané pohybujúcim sa jadrom má vzhľadom na laboratórium zasa rýchlosť *c*

Konštantná rýchlosť svetla ukazuje, že ani pomocou experimentov so šírením svetla nemožno odlíšiť jednu inerciálnu sústavu od druhej.

Na vysvetlenie experimentálnych výsledkov, ktoré poukazovali na konštantnú rýchlosť šírenia svetla, vyslovilo sa koncom minulého storočia viac hypotéz, z ktorých žiadna nepomohla hlbšie pochopiť tento fakt. Najvhodnejším sa napokon ukázal nasledujúci prístup: fyzikálny fakt o rovnakej rýchlosti svetla vo všetkých inerciálnych sústavách bol prijatý ako základný postulát, z čoho vyplýva, že pomocou svetelných dejov nemožno odlíšiť jednu inerciálnu sústavu od druhej.

Logickým výsledkom tejto analýzy bolo rozšírenie princípu relativity z mechanických na všetky fyzikálne deje a vylúčenie pojmu éter z fyziky (éter by bol totiž v pokoji voči jednej inerciálnej sústave, ktorá by sa tým odlišovala od všetkých ostatných).

Teória vybudovaná na týchto princípoch sa nazýva **špeciálna teória relativity** (ŠTR). Špeciálnou sa nazýva preto, že platí iba v inerciálnych sústavách. Jej konečný tvar a fyzikálna analýza jej princípov sú spojené s menom ALBERTA EINSTEINA (ajnštajn, 1879—1955). Teória je založená na dvoch postulátoch:

1. **Princíp relativity: Vo všetkých inerciálnych sústavách platia rovnaké fyzikálne zákony.**

Všetky inerciálne vzťažné sústavy sú fyzikálne úplne rovnocenné. Neexistuje žiadna význačná „absolútna" sústava, preto nemožno žiadnymi fyzikálnymi pokusmi (mechanickými, optickými, ani inými), uskutočňovanými vnútri sústavy, zistiť, či je táto sústava vzhľadom na inú sústavu v pokoji, alebo sa vzhľadom na ňu pohybuje rovnomerne priamočiaro. Princíp relativity platný v mechanike je tu rozšírený na všetky fyzikálne deje.

2. **Princíp konštantnej rýchlosti svetla: Vo všetkých inerciálnych sústavách má rýchlosť svetla vo vákuu rovnakú veľkosť, nezávislú od rýchlosti zdroja svetla.**

Táto hodnota nezávisí od smeru šírenia svetla a od vzájomného pohybu svetelného zdroja a pozorovateľa.

Úlohy

1. Niektoré kvazary sa vzďaľujú od Zeme rýchlosťou až 260 000 km . s^{-1}. Akou rýchlosťou dopadá svetlo vyžiarené kvazarmi na povrch Zeme?
2. Predstavte si, že kozmická loď odštartovala zo Zeme a získala, hoci to v skutočnosti nie je možné, rýchlosť veľkosti $v = 0{,}9c$. Kapitán potom vypol motory a loď letela takouto rýchlosťou ďalej. Ohrozí táto obrovská rýchlosť pri ďalšom lete biologické funkcie členov posádky?
3. Vlak sa pohybuje po priamych koľajniciach rýchlosťou veľkosti v. Vpredu pred vlakom je tesne vedľa koľajníc svetelný zdroj (reflektor), ktorý vyšle svetelný signál smerom k vlaku. Akú veľkosť rýchlosti tohto signálu nameria pozorovateľ vo vlaku? Porovnajte s výsledkom, ktorý by ste očakávali podľa zákona o skladaní rýchlostí (5.1) klasickej mechaniky. [Pozorovateľ nameria hodnotu c, kým vzťah (5.1) vedie k rýchlosti s veľkosťou $(c + v)$]

4. Kozmická loď sa vzďaľuje od Zeme obrovskou rýchlosťou veľkosti $v < c$. V smere letu sedí kozmonaut a pozerá sa do zrkadla. Uvidí svoj obraz?

* * *

Fyzikálne princípy ŠTR sformuloval A. Einstein (obr. 5-4) v roku 1905 vo svojej práci „*K elektrodynamike pohybujúcich sa telies.*“ Vtedy bol 26-ročným neznámym úradníkom patentového úradu v Berne.

Obr. 5-4
Albert Einstein

V rokoch 1911 až 1913 Einstein pôsobil ako profesor teoretickej fyziky v Prahe. Odtiaľ odišiel do Zürichu, neskôr sa stal členom Pruskej akadémie vied a bol riaditeľom fyzikálneho ústavu v Berlíne. Tam pracoval takmer 20 rokov. Po nástupe nacistov k moci sa demonštratívne vzdal členstva v Pruskej akadémii vied a odcestoval do USA. Žil a pracoval až do konca svojho života v Princetone.

Einstein je autorom teórie Brownovho pohybu (1905), zaviedol pojem kvanta žiarenia — fotónu (1905), sformuloval zákon fotoelektrického javu, za ktorý dostal Nobelovu cenu. Po desiatich rokoch namáhavej práce vytvoril (1916) asi najkrajšiu zo všetkých fyzikálnych teórií — *všeobecnú teóriu relativity.*

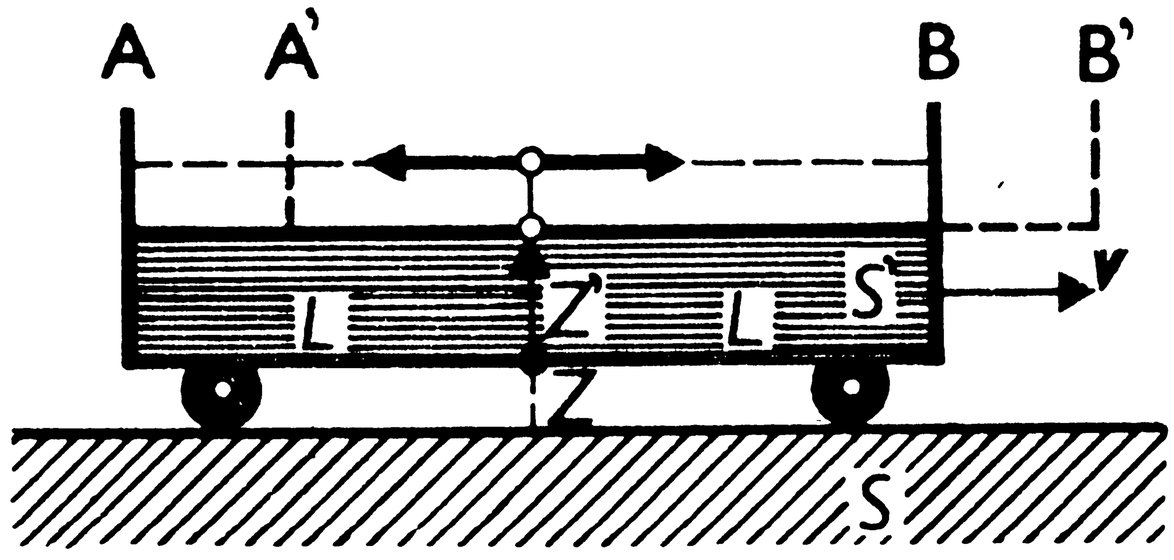
Celý život bol humanistom a bojovníkom za mier. Je symbolické, že v poslednom liste, ktorý napísal, oznamuje B. RUSSELLOVI, že podpíše manifest vyzývajúci všetky národy, aby sa vzdali jadrových zbraní. Einstein bol jedným z najvýznamnejších fyzikov všetkých čias.

5.3 Relatívnosť súčasnosti

Postulát o konštantnej rýchlosti svetla vo vákuu je kľúčom ku všetkým zdanlivo „podivným“ výsledkom teórie relativity, aj k zmenám v našom

chápaní priestoru a času. Treba zdôrazniť, že tento postulát je potvrdený všetkými doterajšími experimentálnymi údajmi. Ak vedie k „podivným" výsledkom, je to spôsobené tým, že tento postulát a fakty, ktoré ho potvrdzujú, nesúhlasia s tým, čo by sme očakávali podľa našej skúsenosti. Naša každodenná skúsenosť však vychádza zo znalosti pohybov s rýchlosťami oveľa menšími, ako je rýchlosť svetla *c*. Preto neprekvapuje, že pri rýchlostiach, ktorých veľkosť sa približuje k veľkosti rýchlosti svetla, objavuje sa niečo celkom nové.

Teraz objasníme, že princíp konštantnej rýchlosti svetla vedie k tomu, že súčasnosť dvoch udalostí je relatívna. To znamená, že dve udalosti súčasné v jednej vzťažnej sústave už nebudú súčasné v druhej sústave. Nech je vzťažnou sústavou *S* priama trať (obr. 5-5). Sústavou *S′* je dlhý vagón, ktorý ide priamočiaro a rovnomerne po trati rýchlosťou ***v***. Uprostred vagóna je signálna lampa Z a na oboch koncoch vagóna sú rovinné zrkadlá A, B. V istom okamihu signálna lampa „blikne". Pozorovateľ vo vzťažnej sústave *S′* (vagón) zistí, že svetelný signál dopadne na obidve zrkadlá súčasne, lebo svetlo prebehlo v oboch prípadoch rovnaké vzdialenosti rýchlosťou *c*. Dve nesúmiestne udalosti sú z jeho hľadiska súčasné.



Obr. 5-5
Vzťažná sústava *S′* je spojená s pohybujúcim sa vagónom, sústava *S* je v pokoji vzhľadom na nástupište

V sústave *S* (trať) však pozorovateľ na trati zistí, že signály nedopadnú na obe zrkadlá súčasne. Svetlo sa v jeho sústave šíri v oboch smeroch tiež rýchlosťou *c*. No zrkadlo A sa posunulo počas šírenia svetelného signálu z miesta A do miesta A′ (bližšie k zdroju), kým zrkadlo B sa vzdialilo od miesta B′ (ďalej od zdroja). Z toho je zrejmé, že pre pozorovateľa na trati dôjde svetlo k zrkadlu A skôr ako k zrkadlu B. Pre tohto pozorovateľa sú obe udalosti nesúmiestne a tiež nesúčasné.

Analyzujme teraz podrobnejšie, čo vidí pozorovateľ v sústave *S* spojenej s traťou. Dĺžku vagóna označí $2L$. Čas t_1, za ktorý svetlo dôjde

k prednej stene vagóna, bude daný rovnicou

$$c\,t_1 = L + v\,t_1$$

kde $c\,t_1$ je dráha, ktorú prejde svetlo za čas t_1, L je vzdialenosť prednej steny od zdroja v čase, keď bol signál vyslaný a $v\,t_1$ je vzdialenosť, ktorú prejde predná stena za čas medzi vyslaním signálu a jeho dopadom na prednú stenu.

Z rovnice dostaneme

$$t_1 = \frac{L}{c - v}$$

Podobne pre čas, za ktorý dopadne signál na zadnú stenu, dostaneme rovnicu $c\,t_2 = L - v\,t_2$, z ktorej

$$t_2 = \frac{L}{c + v}$$

Zrejme $t_2 < t_1$ a dopad signálu na prednú a zadnú stenu vagóna nebude v sústave S súčasný.

Súčasnosť dvoch udalostí je relatívna. O súčasnosti dvoch udalostí možno hovoriť iba vtedy, keď je daná vzťažná sústava. **Ako súčasné sa teda môžu v oboch sústavách javiť iba udalosti, ktoré sú v oboch sústavách tiež súmiestne**.

Tento zdanlivo paradoxný výsledok je spôsobený tým, že veľkosť rýchlosti svetla je v oboch sústavách rovnaká.

Úlohy

1. Rozhodnite, ktoré z nasledujúcich tvrdení sú správne:
   a) Súčasnosť udalostí je podľa klasickej mechaniky relatívna.
   b) Súčasnosť nesúmiestnych udalostí je podľa klasickej fyziky absolútna.
   c) Súčasnosť nesúmiestnych udalostí je podľa ŠTR absolútna.
   Zmysel každého tvrdenia vysvetlite jednoducho pomocou pohybujúcich sa vlakov, blikajúcich bateriek a pod. Odpovede odôvodnite.
2. Okolo nástupišťa prechádza jeden vlak sprava, druhý zľava. Pozdĺž nástupišťa sú v istej vzdialenosti umiestené dve lampy, ktoré vzhľadom na nástupište „bliknú“ súčasne. V akom poradí „bliknú“ lampy vzhľadom na sústavy spojené s každým z vlakov? [V každom vlaku „blikne“ najprv lampa, ktorá je vpredu vzhľadom na smer jazdy vlaku. Pri riešení si stačí predstaviť, že

lampy sa zapínajú svetelným signálom zo zdroja, ktorý je uprostred nich a vzhľadom na nástupište je v pokoji. Tým sa problém redukuje na situáciu, o ktorej sa diskutovalo v texte.]

3. Uvážte nasledujúcu situáciu: Železničný vagón (sústava S') sa pohybuje vzhľadom na stanicu (sústava S) rýchlosťou veľkosti v v smere osi x. V strede stien vagóna rovnobežných s osou x sú detektory žiarenia. V strede vagóna je zdroj svetla, ktorý vyšle signál smerom k obidvom detektorom. Vzhľadom na sústavu S' dopadne signál súčasne do oboch detektorov. Ukážte, že aj v sústave S bude, podľa nerelativistického zákona skladania rýchlostí (5.1), dopad signálu do oboch detektorov súčasný.

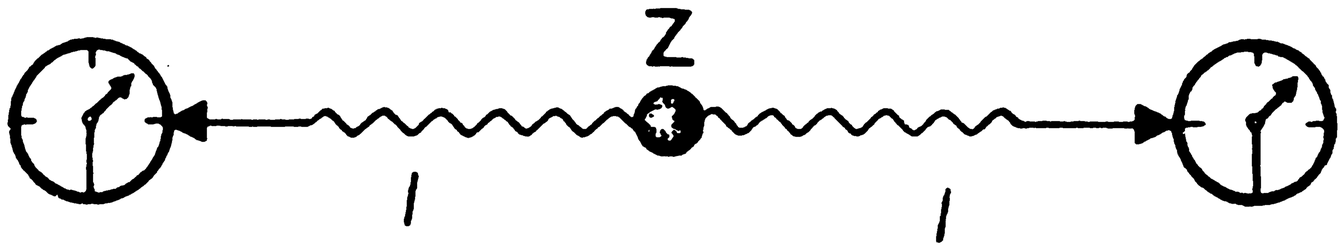
* * *

O sebe a o teórii relativity Einstein raz povedal: „Niekedy sa ma pýtajú, ako som vytvoril teóriu relativity. Myslím, že dôvod je v nasledujúcom: Normálny dospelý človek nikdy nepremýšľa o problémoch priestoru a času. O takých veciach sa premýšľa len v detstve. Môj duševný vývoj bol zrejme spomalený, a tak som začal uvažovať o priestore a čase až v dospelom veku. Prirodzene sa mi podarilo preniknúť do problému hlbšie ako dieťaťu s normálnymi schopnosťami...“.

5.4 Synchronizácia hodín a dilatácia času

Relatívnosť súčasnosti znamená, že dve nesúmiestne udalosti, ktoré sú súčasné v jednej vzťažnej sústave, nebudú súčasné v inej vzťažnej sústave. Každá vzťažná sústava má „svoje“ chápanie súčasnosti a „svoje“ chápanie synchronizácie hodín umiestených v rozličných miestach.

Synchronizáciu hodín si môžeme najjednoduchšie predstaviť takto: Na každé miesto v danej vzťažnej sústave umiestime hodiny rovnakej konštrukcie. Jedny hodiny, napríklad tie, ktoré sú v začiatku vzťažnej sústavy, zvolíme za „referenčné“ a ostatné budeme s nimi synchronizovať. Ľubovoľné hodiny synchronizujeme s referenčnými takto: Do stredu vzdialenosti oboch hodín umiestime svetelný zdroj (obr. 5-6)

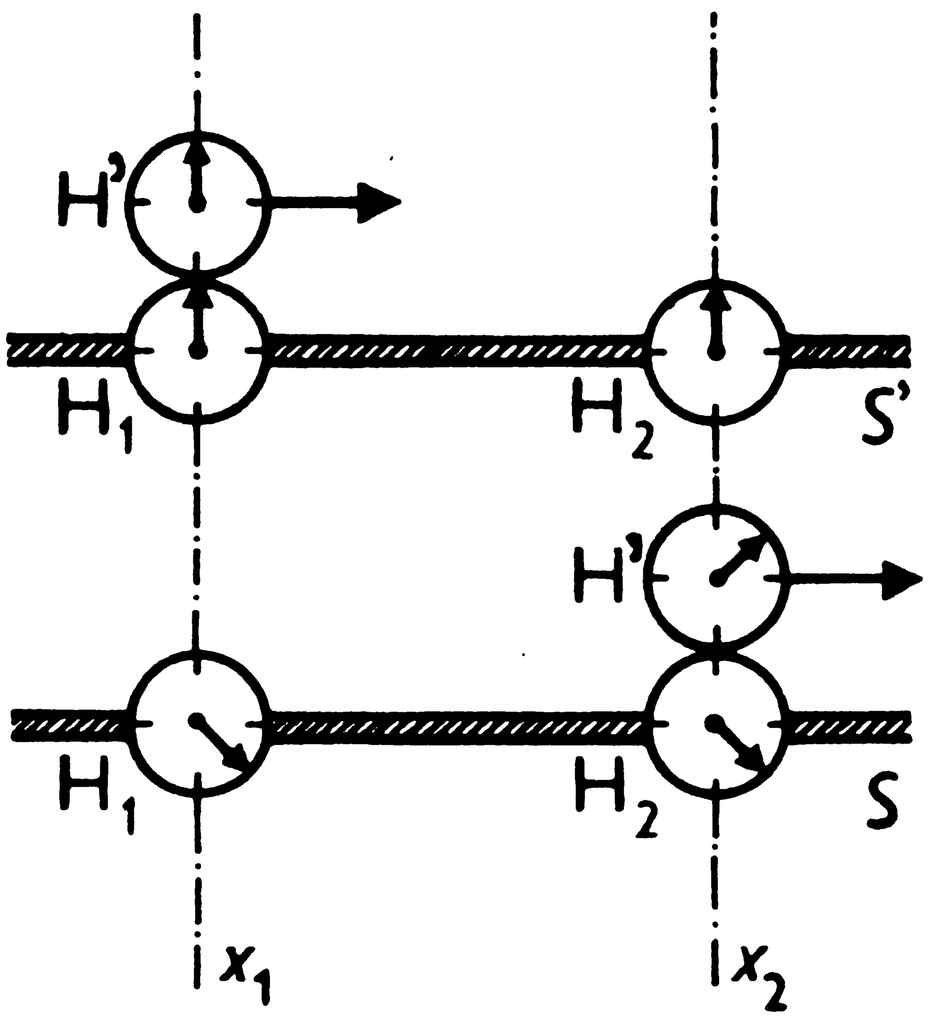


Obr. 5-6
Dvoje hodiny sú synchronizované, keď ukazujú rovnaký čas v okamihu, keď ich dostihne žiarenie vyslané z miesta presne uprostred medzi hodinami

a vyšleme súčasne svetelný signál k obom hodinám. Hodiny posunieme tak, aby pri príchode svetelného signálu ukazovali rovnaký čas. Možno ukázať, že keď takto synchronizujeme všetky hodiny s referenčnými, bude synchronizovaná aj každá dvojica navzájom.

Ako hodiny si môžeme zvoliť ľubovoľný periodický proces. Zo skúsenosti vieme, že všetky (dobré) hodiny idú rovnakým rytmom. Napríklad na jeden obeh Zeme okolo Slnka pripadne vždy rovnaký počet „tikov" určitých kyvadlových hodín a iný, ale zasa vždy rovnaký počet „tikov" náramkových hodiniek. Práve preto, že všetky hodiny majú rovnaký rytmus, môžeme hovoriť o určitom plynutí času*. Odtiaľ vyplýva, že ak nejaké tvrdenie dokážeme pre jeden typ hodín, potom toto tvrdenie bude platiť pre všetky typy hodín.

Jedným z „podivných" výsledkov teórie relativity je **dilatácia času**. Prejavuje sa tak, že hodiny, ktoré sa pohybujú vzhľadom na istú vzťažnú sústavu *S*, spomaľujú sa vzhľadom na hodiny synchronizované v tejto vzťažnej sústave (obr. 5-7).



Obr. 5-7
Dilatácia času. Hodiny H′ pohybujúce sa vzhľadom na sústavu *S* sa oneskorujú vzhľadom na hodiny synchronizované v sústave *S*

V hornej časti obr. 5-7 vidíme hodiny H′ pohybujúce sa vzhľadom na sústavu *S*, **z hľadiska ktorej proces opisujeme**. Hodiny H′ ukazujú rovnaký čas, ako hodiny H_1. Hodiny H_2 sú v sústave *S* synchronizované s hodinami H_1. Po uplynutí doby Δt (v sústave *S*) preletia hodiny H′ do

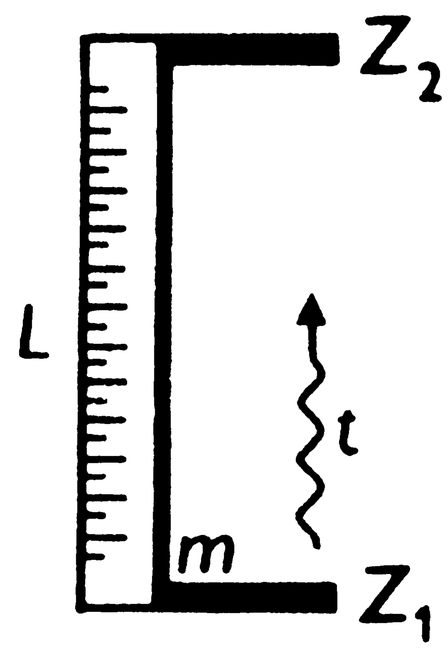
---

* Keby mali rôzne hodiny rôzny rytmus, museli by sme hovoriť o „kyvadlovom čase", o „obežnom čase" atď., nie o jednom čase.

miesta, kde sú hodiny H_2. Hodiny H_2 budú vtedy ukazovať dobu Δt, kým letiace hodiny H′ budú ukazovať dobu $\Delta t_0 < \Delta t$. Skutočnosť, že $\Delta t_0 < \Delta t$, je tzv. dilatácia času. Tento jav najjednoduchšie vidieť z myšlienkového pokusu s tzv. Einsteinovými **svetelnými hodinami****.

Einsteinove hodiny sa skladajú z tyče s dĺžkou L a zo zrkadiel Z_1, Z_2 upevnených na koncoch tejto tyče (obr. 5-8). Na zrkadle Z_1 je citlivá vrstva m, ktorá dáva pri dopade svetelného impulzu elektrický signál („tik"). Svetlo sa po dopade na zrkadlo Z_1 odrazí k zrkadlu Z_2, na ňom sa odrazí späť k zrkadlu Z_1, čím vznikne druhý elektrický signál („tik"). Časový interval medzi dvoma signálmi („tikmi") je

$$\Delta t_0 = \frac{2L}{c} \tag{5.3}$$



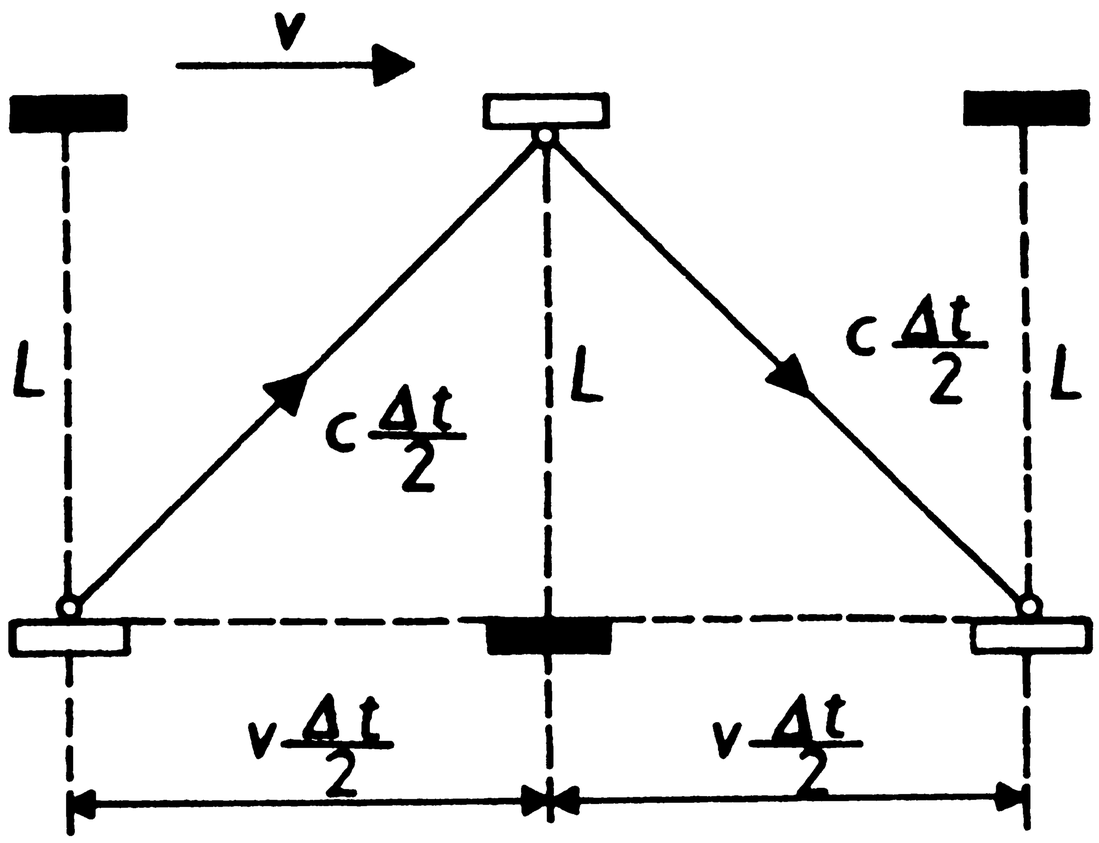
Obr. 5-8
Svetelné hodiny

Predpokladajme, že jedny svetelné hodiny sú umiestené na kozmickej lodi (inerciálna sústava S'), ktorá sa vzďaľuje od Zeme (inerciálna sústava S) veľkou rýchlosťou v tak, že tyč svetelných hodín je kolmá na smer pohybu lode. Predpokladajme tiež, že dĺžka tyče sa pritom nemení. Teraz vypočítame dobu Δt jedného „tiku" hodín pre pozorovateľa na Zemi. Trajektória svetelného impulzu v hodinách na lodi má pre pozorovateľa na Zemi tvar znázornený na obr. 5-9. Z obrázka vyplýva

$$\left(\frac{1}{2} c \Delta t\right)^2 = L^2 + \left(\frac{1}{2} v \Delta t\right)^2 \tag{5.4}$$

pričom Δt je doba, za ktorú svetlo prejde od zrkadla Z_1 k zrkadlu Z_2

** Keď dilatáciu času dokážeme pre jeden typ hodín, potom bude platiť pre hodiny hocijakej inej konštrukcie.



Obr. 5-9
K myšlienkovému pokusu na objasnenie dilatácie času

a späť. Z (5.4) po úprave dostaneme

$$\Delta t = \frac{2L}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{5.5}$$

pričom Δt je doba jedného „tiku" pohybujúcich sa hodín, ktorú meria pozorovateľ na Zemi.

Po dosadení z (5.3) dostaneme

$$\boxed{\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}} \tag{5.6}$$

čo je vzťah pre dilatáciu času.

Keďže menovateľ vo vzťahu (5.6) je menší ako 1, bude $\Delta t > \Delta t_0$.

Dilatácia času je dobre známa vo fyzike elementárnych častíc. Doba života nestabilných častíc závisí od toho, ako rýchlo sa tieto častice pohybujú. Napríklad mezón μ, ak sa nepohybuje vzhľadom na pozorovateľa, má dobu života $\Delta t_0 = 2{,}2 \,.\, 10^{-6}$ s. Ak sa pohybuje rýchlosťou veľkosti v, jeho doba života je daná vzťahom (5.6). Táto skutočnosť je potvrdená mnohými experimentmi.

Hoci sme vzťah (5.6) odvodili iba pre jeden výnimočne jednoduchý typ hodín, platí aj pre hodiny ľubovoľnej inej konštrukcie, aj pre ďalšie, napr. biologické a chemické procesy. Každý pozorovateľ, vzhľadom na

ktorého sa hodiny pohybujú, zistí, že tieto hodiny idú pomalšie ako rovnaké hodiny, ktoré sú vzhľadom na neho v pokoji.

Z tohto vyplýva, že čas nie je absolútnou veličinou, ako sa domnieval Newton. Doba trvania určitého deja závisí od veľkosti rýchlosti, ktorou sa pohybuje pozorovateľ vzhľadom na miesto, v ktorom sa dej uskutočňuje. **Čas je teda relatívna veličina.**

Úlohy

1. Ako môžeme synchronizovať hodiny, ktoré sú na rôznych miestach priestoru?
2. Raketa sa vzďaľuje od slnečnej sústavy rýchlosťou 0,98 c. Pozorovateľ sleduje z rakety Zem obiehajúcu okolo Slnka. Ako dlho trvá pre pozorovateľa jeden obeh Zeme okolo Slnka? [5 rokov]
3. Relatívna presnosť atómových hodín je približne 10^{-13}. To znamená, že chyba pri meraní časového intervalu Δt je chyba nanajvýš $10^{-13}\,\Delta t$. Predstavte si, že nastavíte dvojicu atómových hodín na rovnaký čas, jedny hodiny necháte na Zemi, a s druhými obletíte Zem na najmodernejšom reaktívnom lietadle. Dala by sa takto dokázať dilatácia času? [Áno, takýto experiment bol úspešne uskutočnený. Pri riešení možno využiť približný vzťah $\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} \doteq 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{v}{c}\right)^2$ a ukázať, že relatívne predĺženie času je $\frac{\Delta t - \Delta t_0}{\Delta t_0} \doteq \frac{v^2}{2c^2}$. Ak je tento výraz väčší ako relatívna presnosť hodín, môže byť experiment úspešný.]

5.5 Kontrakcia dĺžok. Relativistické skladanie rýchlostí

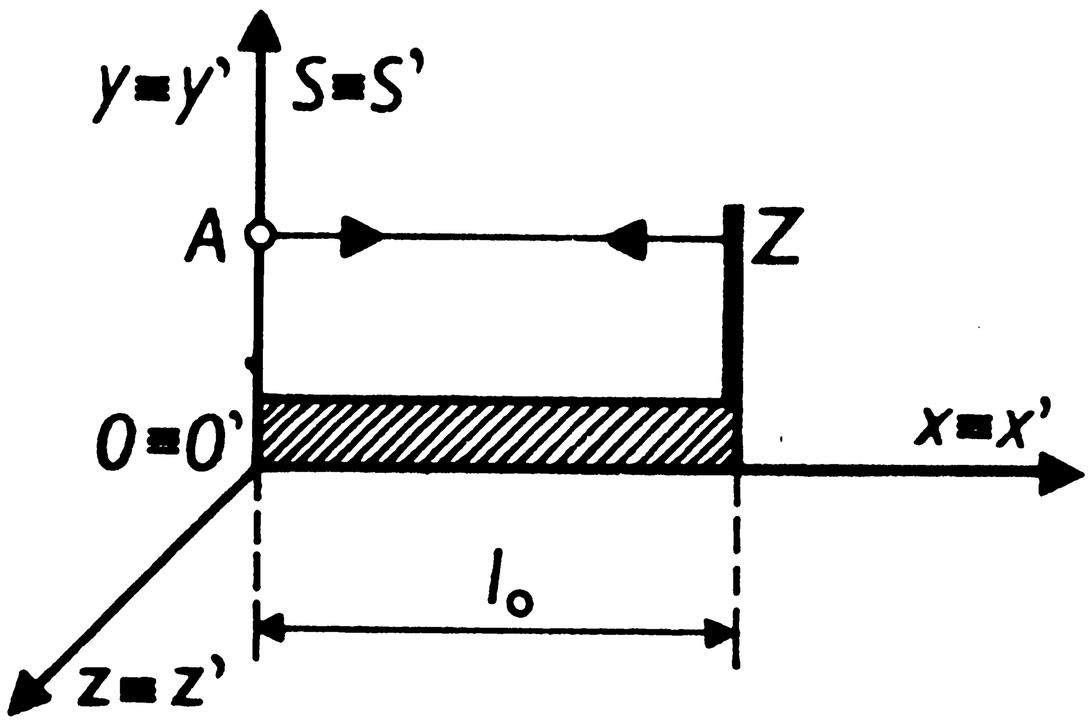
Uvažujme o dvoch sústavách súradníc S a S'. Osi oboch sústav sú navzájom rovnobežné, sústava S' sa pohybuje vzhľadom na S rýchlosťou veľkosti v v smere osi x. V sústave S' leží v smere osi x tyč s dĺžkou l_0. Vzhľadom na sústavu S' sa tyč nepohybuje a pozorovateľ v tejto sústave ľahko odmeria jej dĺžku tým, že odmeria súradnice jej koncových bodov x'_1, x'_2. Potom dĺžka tyče $l_0 = x'_2 - x'_1$.

Pre pozorovateľa v sústave S je určenie dĺžky tyče zložitejšie. Najprv treba definovať, čo rozumieme dĺžkou pohybujúcej sa tyče. V ďalšom

budeme používať túto definíciu: Dĺžka tyče je vzdialenosť jej koncových bodov, pričom polohu oboch bodov musíme určiť **súčasne** vzhľadom na sústavu, v ktorej dĺžku tyče meriame.

Na meranie dĺžky tyče l v sústave S použijeme myšlienkový pokus. Nech v čase $t = t' = 0$ s začiatky oboch sústav splývajú a jeden koniec tyče, označený A, leží v začiatku sústavy (obr. 5-10). V tomto okamihu vyšleme zo spoločného začiatku svetelný signál, ktorý dopadne na zrkadlo Z na druhom konci tyče a po odraze sa vracia späť do bodu A. Keď v sústave S' trvá tento dej dobu Δt_0 a v sústave S dobu Δt, tieto doby musia spĺňať vzťah (5.6). V sústave S' uvažujeme totiž o deji, ktorý sa začína a končí na tom istom mieste a pre takýto proces môžeme vzťah (5.6) použiť. V sústave S' je doba Δt_0 viazaná s dĺžkou tyče l_0 vzťahom

$$\Delta t_0 = \frac{2l_0}{c} \tag{5.7}$$



Obr. 5-10
K objasneniu kontrakcie dĺžok

V sústave S je dĺžka tyče l. Svetlo z bodu A dopadne na zrkadlo za čas t_1; pritom jeho dráha je daná vzťahom

$$c\,t_1 = l + v\,t_1$$

Pri ceste späť prejde svetlo vzhľadom na sústavu S dráhu

$$c\,t_2 = l - v\,t_2$$

Pre dobu $\Delta t = t_1 + t_2$ dostaneme

$$\Delta t = \frac{l}{c - v} + \frac{l}{c + v} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \tag{5.8}$$

Po dosadení vzťahov pre Δt a Δt_0 do (5.6) dostaneme

$$\frac{2l}{c}\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}} = \frac{2l_0}{c}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Odtiaľ vychádza

$$\boxed{l = l_0\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \qquad (5.9)$$

Pre pozorovateľa v sústave S, vzhľadom na ktorého sa tyč pohybuje, je dĺžka tyče kratšia ako pre pozorovateľa, voči ktorému je tyč v pokoji. Tento jav sa nazýva **kontrakcia dĺžky**.

Keby tyč ležala kolmo na smer pohybu (rýchlosti), bola by jej dĺžka v sústave S rovnaká ako v sústave S'. Je to spôsobené tým, že v tomto prípade súčasné odmeranie polohy oboch koncov tyče v jednej sústave je súčasným tiež v druhej sústave.

Relatívnosť dĺžky je podmienená relatívnosťou súčasnosti udalostí. Pri rýchlosti $v \ll c$ sa relatívnosť súčasnosti neprejavuje, preto možno pri týchto rýchlostiach dĺžku považovať za absolútnu (rovnakú vo všetkých sústavách).

V dilatácii času a v kontrakcii dĺžok sa prejavujú veľké zmeny, ktoré ŠTR vniesla do chápania pojmov priestoru a času.

Pomocou týchto javov možno ukázať, že v teórii relativity už klasický vzťah (5.1) pre skladanie rýchlosti neplatí. Namiesto neho platí iný vzťah, ktorý uvedieme, ale nebudeme ho odvodzovať.

Keď sa teleso pohybuje rýchlosťou u' v kladnom smere osi x vzhľadom na sústavu S' a súčasne sa sústava S' pohybuje v rovnakom smere rýchlosťou veľkosti v vzhľadom na sústavu S, potom sa toto teleso pohybuje vzhľadom na sústavu S rýchlosťou u, ktorá je vyjadrená vzťahom

$$\boxed{u = \frac{u' + v}{1 + \frac{v\,u'}{c^2}}}$$

Z tohto vzťahu je zrejmé, že veľkosť výslednej rýchlosti u je menšia ako súčet veľkostí oboch rýchlostí u' a v. Možno tiež ukázať, že pri $u' \leqq c, v \leqq c$ bude vždy $u \leqq c$. Skladaním dvoch rýchlostí u', v, ktoré sú menšie alebo sa rovnajú c, nemožno získať rýchlosť u väčšiu ako c. **Rýchlosť svetla c vo vákuu je hraničnou rýchlosťou, ktorú žiadne teleso nemôže dosiahnuť.**

Úlohy

1. Sú relativistické javy dilatácia času a kontrakcia dĺžky fyzikálne zmeny, ktoré nastávajú v pohybujúcich sa objektoch? Objasnite to.
2. Dĺžku tyče, ktorá je vzhľadom na nás v pokoji, môžeme skrátiť tým, že ju silne stlačíme. V tyči vznikne napätie. Po stlačení za istú hranicu sa tyč deformuje. Bude sa tyč deformovať aj pri veľkej relativistickej kontrakcii dĺžky spôsobenej pohybom vzhľadom na pozorovateľa?
3. V továrni boli zhotovené dve celkom rovnaké kozmické lode. Neskôr sa tieto lode stretli pri lete vesmírom. Pri stretnutí preleteli vedľa seba tak, že ich rýchlosti (vzhľadom na Zem) mali rovnakú veľkosť, ale opačný smer. Pilot prvej lode hlásil centrále, že druhá loď je o niečo kratšia, kým pilot druhej lode ohlásil, že prvá loď je kratšia. Boli tieto hlásenia v rozpore?

5.6 Základné pojmy relativistickej dynamiky

Pri rýchlostiach oveľa menších, ako je rýchlosť svetla c vo vákuu ($v \ll c$), je Newtonova mechanika veľmi presným priblížením ku skutočnosti. V relativistickej mechanike, pri rýchlosti menšej, ale porovnateľnej s c, sú zákony a vzťahy vyjadrené zložitejšie ako v Newtonovej mechanike. Ďalej uvedieme bez hlbšieho odôvodnenia dynamické zákony teórie relativity a všimneme si najmä nový pohľad na hmotnosť a energiu.

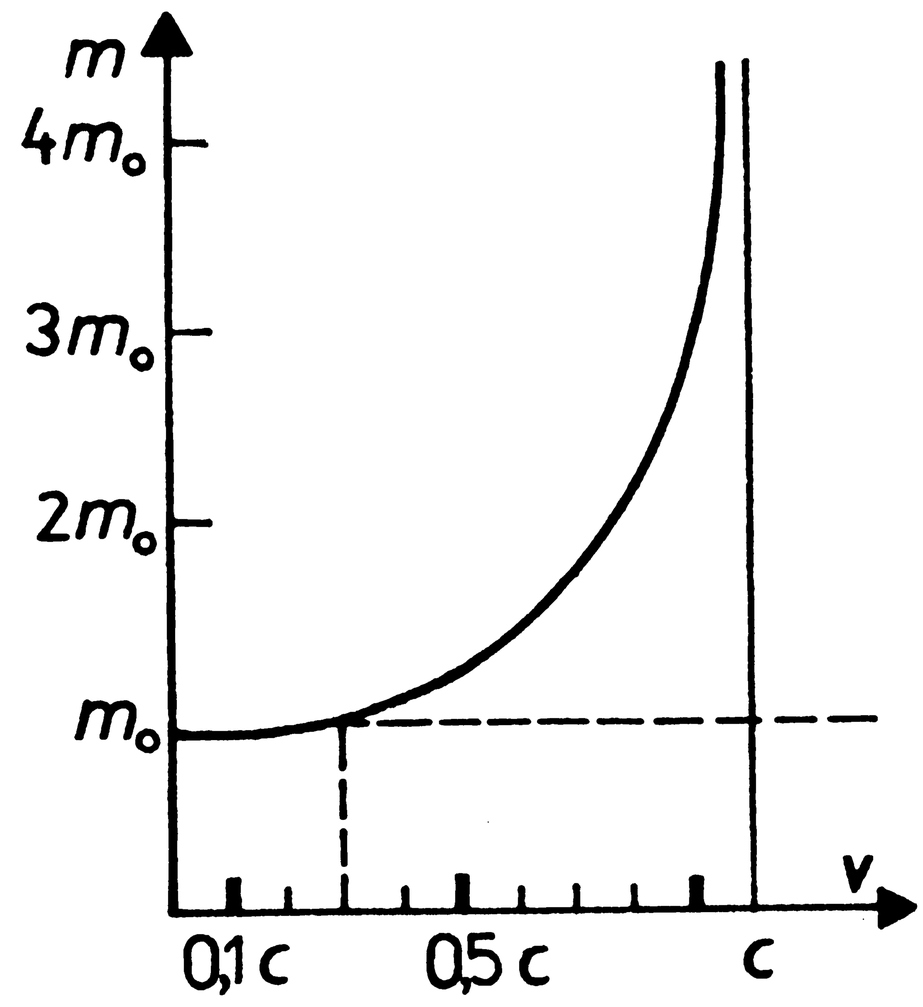
Relativistická hmotnosť

V klasickej fyzike platí $F = ma$. Pri konštantnej hmotnosti telesa a konštantnej sile F môže rýchlosť telesa dosiahnuť ľubovoľne veľkú hodnotu. V teórii relativity hmotnosť telesa závisí od veľkosti jeho rýchlosti podľa vzťahu

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (5.10)$$

kde m_0 je **pokojová hmotnosť telesa** (hmotnosť telesa, vzhľadom na vzťažnú sústavu, v ktorej je teleso v pokoji). Ako sa veľkosť rýchlosti v telesa bude zväčšovať a približovať k rýchlosti svetla vo vákuu, bude sa zväčšovať aj hmotnosť telesa nad všetky hranice a pôsobiaca konštantná sila bude telesu udeľovať stále menšie zrýchlenie, takže teleso nemôže skutočne dosiahnuť rýchlosť svetla vo vákuu.

Vzťah (5.10) bol mnohokrát experimentálne overený, najmä na urýchľovačoch elementárnych častíc, kde sa dosahované rýchlosti častíc odlišovali od hodnoty c až na šiestom desatinnom mieste (napr. 0,999 995 c). Závislosť relativistickej hmotnosti m od rýchlosti je znázornená na obr. 5-11. Všimnite si, že pre rýchlosti $v \ll c$ závisí hmotnosť iba veľmi málo od v, kým pri $v \to c$, sa hmotnosť prudko zväčšuje.



Obr. 5-11
Závislosť relativistickej hmotnosti od rýchlosti

Pre relativistickú hmotnosť platí zákon zachovania: **Celková relativistická hmotnosť izolovanej sústavy telies zostáva pri všetkých dejoch prebiehajúcich vnútri tejto sústavy konštantná.**

Relativistická hybnosť

V klasickej mechanike je hybnosť $\boldsymbol{p}$ telesa s hmotnosťou m_0, pohybu-

júceho sa rýchlosťou $\boldsymbol{v}$, definovaná vzťahom

$$\boldsymbol{p} = m_0 \boldsymbol{v} \tag{5.11}$$

Newtonov pohybový zákon môžeme pri malom časovom intervale Δt zapísať v tvare

$$\boldsymbol{F} = \frac{\Delta \boldsymbol{p}}{\Delta t} \tag{5.12}$$

V relativistickej mechanike je hybnosť vyjadrená podobne ako v (5.11), ale namiesto m_0 je v tomto vzťahu relativistická hmotnosť m. Platí teda vzťah $\boldsymbol{p} = m \boldsymbol{v}$, z ktorého vyplýva

$$\boldsymbol{p} = \frac{m_0 \boldsymbol{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{5.13}$$

S touto zmenou platí aj v relativistickej mechanike pohybový zákon (5.12).

Zákon zachovania hybnosti platí aj v relativistickej mechanike: **Celková relativistická hybnosť izolovanej sústavy telies (hmotných bodov) sa pri procesoch prebiehajúcich vnútri sústavy nemení.**

Tento zákon bol overený pri mnohých pokusoch, najmä pri zrážkach elementárnych častíc pohybujúcich sa rýchlosťami porovnateľnými s rýchlosťou svetla vo vákuu.

Úlohy

1. Akú rýchlosť musí mať elektrón, aby sa jeho relativistická hmotnosť zväčšila na hodnotu pokojovej hmotnosti protónu? [0,999 999 85 c, pri výpočte použite vzťahy z úvodu k cvičeniu 6]
2. Dopravné lietadlo letí rýchlosťou 1 000 $\mathrm{km \,.\, h^{-1}}$ vzhľadom na Zem. Jeho pokojová hmotnosť je 20 t. a) Určte prírastok jeho hmotnosti; b) vyjadrite tento prírastok pomocou jednotky hmotnosti, ktorá sa približne rovná hmotnosti atómu vodíka; c) rozhodnite, či pribudli nejaké atómy.
   [a) $9 \,.\, 10^{-8}$ kg; b) $5 \,.\, 10^{19} m_{\mathrm{H}}$; c) žiadne atómy nepribudli, ale sa zväčšila relativistická hmotnosť každého atómu.]
3. Určte rýchlosť, pri ktorej je relativistická hybnosť častice dvakrát väčšia ako hybnosť vypočítaná podľa klasickej mechaniky. [asi 2,6 . 10^8 $\mathrm{m \,.\, s^{-1}}$]
4. Prediskutujte fyzikálny význam vzťahu (5.10) a grafu na obr. 5-11.

5.7 Súvislosť energie a hmotnosti

Keď v klasickej mechanike zväčšíme rýchlosť telesa, zväčší sa jeho energia, ale jeho hmotnosť sa nezmení. Podobne môžeme zväčšiť hmotnosť telesa (napr. tak, že k nemu pridáme iné teleso), a nezmeniť jeho energiu (napr. vtedy, keď je teleso stále v pokoji). Medzi energiou a hmotnosťou telesa nie je v klasickej mechanike hlbší vzťah. Zákon zachovania energie a zákon zachovania hmotnosti sú dva nezávislé zákony.

V teórii relativity je situácia podstatne iná. Už z (5.10) vidieť, že hmotnosť závisí od jeho rýchlosti a takto bude súvisieť aj s energiou. Všimnime si najjednoduchšiu situáciu.

Teleso s pokojovou hmotnosťou m_0 urýchlime zo stavu s nulovou rýchlosťou tak, aby sa veľkosť jeho rýchlosti rovnala v, pričom $v \ll c$. Preto prírastok jeho kinetickej energie môžeme určiť zo vzťahu známeho z klasickej mechaniky

$$\Delta E = \frac{1}{2} m_0 v^2 \tag{5.14}$$

Podľa (5.10) sa súčasne zmení aj hmotnosť telesa. Prírastok hmotnosti je

$$\Delta m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0$$

Pre malé hodnoty pomeru $\frac{v}{c}$ platí približný vzťah

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \doteq 1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} \tag{5.15}$$

Keď (5.15) dosadíme do predchádzajúceho vzťahu, dostaneme

$$\Delta m = \frac{1}{2}\frac{m_0 v^2}{c^2} \tag{5.16}$$

Porovnaním (5.14) a (5.16) dostaneme

$$\boxed{\Delta E = \Delta m\, c^2} \tag{5.17}$$

V teórii relativity sa ukazuje, že vzťah (5.17) platí celkom všeobecne a že platí aj pre celkovú energiu a celkovú hmotnosť sústavy

$$\boxed{E = m\, c^2} \tag{5.18]}$$

Celkovú energiu častice s pokojovou hmotnosťou m_0 pohybujúcej sa rýchlosťou v možno teda vyjadriť vzťahom

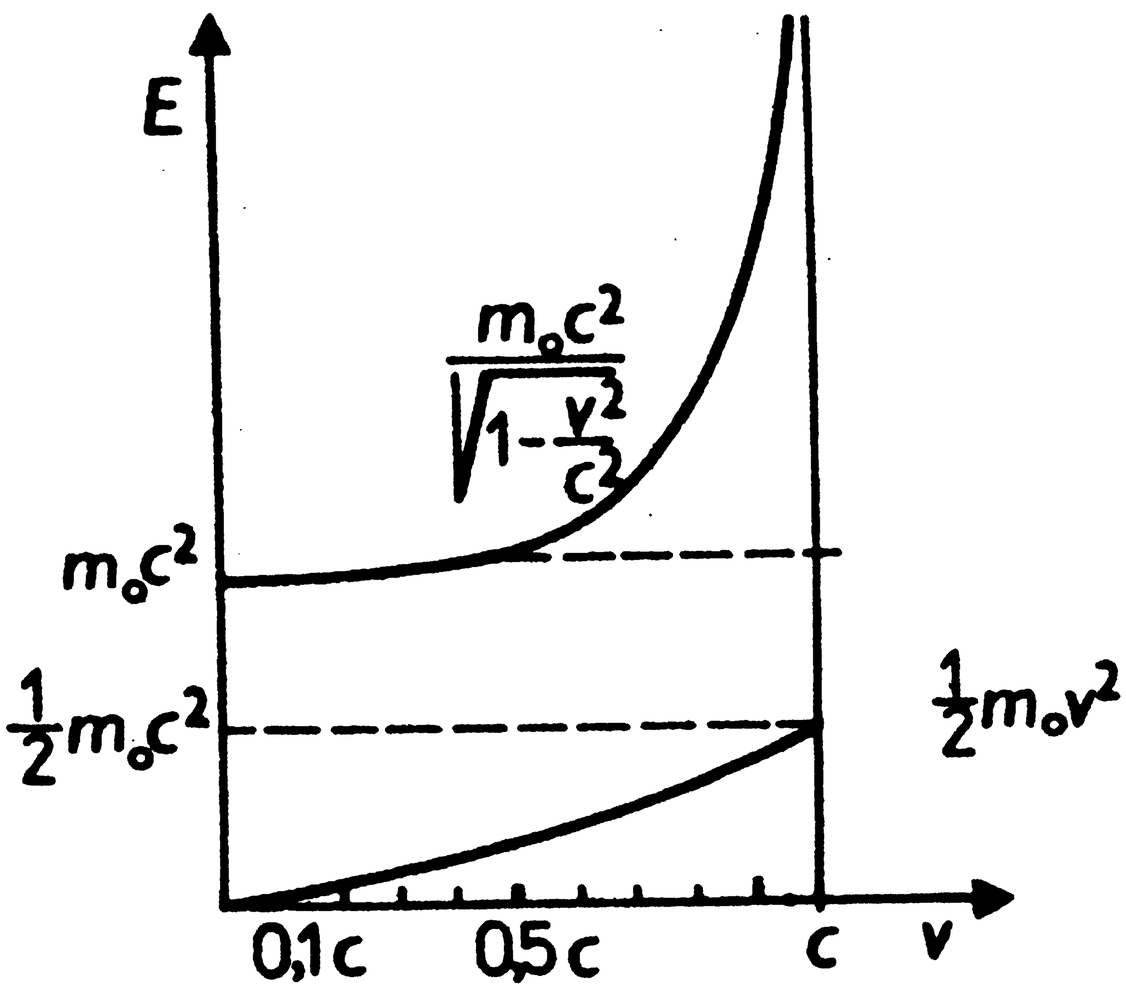
$$\boxed{E = m\, c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}} \tag{5.19}$$

Pre energiu telesa (hmotného bodu), ktoré je v pokoji ($v = 0\ \mathrm{m\,.\,s^{-1}}$), platí

$$E_0 = m_0 c^2$$

Túto energiu nazývame **pokojová energia telesa**. Kinetickú energiu telesa môžeme teda vyjadriť vzťahom

$$E_k = E - E_0 = m\, c^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \tag{5.20}$$



Obr. 5-12
Závislosť relativistickej (horná krivka) a nerelativistickej energie telesa od jeho rýchlosti

Na obr. 5-12 je grafické znázornenie závislosti relativistickej a nerelativistickej energie telesa od jeho rýchlosti. Z obrázka je zrejmé, že pre $v \to c$ sa energia telesa podľa teórie relativity zväčšuje nad všetky hranice. Na urýchlenie telesa na rýchlosť svetla by bola potrebná nekonečne veľká energia. Preto žiadne teleso s nenulovou pokojovou hmotnosťou nemôže dosiahnuť rýchlosť svetla.

V nasledujúcej kapitole sa dozviete, že svetlo a všetko elektromagnetické žiarenie má v istom zmysle časticovú štruktúru. Časticu alebo kvantum svetla nazývame **fotón**. Vo vákuu sa fotón pohybuje rýchlosťou svetla c.

Z predchádzajúceho vyplýva, že fotón musí mať nulovú pokojovú hmotnosť. Má však energiu a hybnosť. Fotón existuje teda iba za pohybu a pohybuje sa vždy rýchlosťou svetla.

Platnosť Einsteinovho vzťahu $E = m c^2$ je ustavične overovaná pri jadrových reakciách a pri reakciách vo fyzike elementárnych častíc.

Pre celkovú energiu sústavy platí aj v teórii relativity zákon zachovania: **Celková energia izolovanej sústavy telies ostáva pri všetkých dejoch prebiehajúcich vnútri izolovanej sústavy konštantná.**

Úlohy

1. Pomocou obr. 5-12 porovnajte energie, ktoré musíme podľa klasickej a relativistickej mechaniky dodať protónu, ak chceme, aby z pokoja dosiahol rýchlosť 0,95 c.
2. Určte pokojovú energiu telesa s hmotnosťou 1 kg. [25 miliárd kW . h]
3. Aká zmena hmotnosti zodpovedá energii potrebnej na zohriatie 1 litra vody z 0 °C na 100 °C? [$4{,}7 \,.\, 10^{-12}$ kg]
4. Najväčší urýchľovač protónov v Európe je vo výskumnom stredisku fyziky elementárnych častíc CERN v Ženeve. Predstavme si protón urýchlený na energiu 200 GeV. (1 eV $\doteq 1{,}6 \,.\, 10^{-19}$ J; elektrónvolt je energia, ktorú získa častica s elementárnym nábojom $e \doteq 1{,}6 \,.\, 10^{-19}$ C po urýchlení napätím 1 V). Vypočítajte a) koľkokrát sa zväčší hmotnosť protónu; b) aká je rýchlosť protónu. [a) 81-krát; b) 0,999 c]
5. Jadro ťažkého vodíka, deuterón, skladá sa z neutrónu a protónu. Pokojové hmotnosti neutrónu, protónu a deuterónu sú: $m_n = 1{,}674\,8 \,.\, 10^{-27}$ kg, $m_p = 1{,}672\,5 \,.\, 10^{-27}$ kg, $m_d = 3{,}343\,3 \,.\, 10^{-27}$ kg. Deuterón možno rozštiepiť

na neutrón a protón dodaním istej energie, napríklad vo forme žiarenia. Akú energiu musíme dodať deuterónu, aby sa rozštiepil? [asi $3{,}6 \cdot 10^{-13}$ J]

* * *

„Aká pozoruhodná je situácia nás, detí Zeme! Každý sme tu iba na krátkej návšteve. Nevieme prečo, hoci si niekedy myslíme, že to cítime. Z hľadiska každodenného života aj bez hlbšieho uvažovania však vieme: sme tu pre ostatných ľudí, najmä pre tých, od úsmevu a blaha ktorých závisí naše vlastné šťastie, ale aj pre tých mnohých a nepoznaných, s osudom ktorých nás viaže puto spoločného cítenia. Každý deň mnohokrát myslím na to, že môj vnútorný aj vonkajší život sa zakladá na práci živých aj mŕtvych ľudí, že sa musím pričiniť o to, aby som rovnakou mierou dával, ako som prijímal a ešte prijímam. Túžim po sebestačnosti a často si s úzkosťou uvedomujem, že žiadam z práce svojich blížnych viac, ako je potrebné. Cítim, že sociálne triedne rozdiely sú neoprávnené a zakladajú sa koniec-koncov na násilí...“ (A. Einstein: Jak vidím svět. Praha, Čs. spisovatel 1961.)

Einstein zasvätil desať rokov svojho života problému gravitácie, v čase, keď tento problém nikoho nezaujímal. Rozmýšľať desať rokov o probléme bez povzbudenia zvonka, vyžaduje výnimočne silný charakter. Táto sila, azda ešte viac ako veľká intuícia a predstavivosť viedli k tomu, čo Einstein vo vede dosiahol (L. Infeld).

ZHRNUTIE — ZÁKLADY ŠPECIÁLNEJ TEÓRIE RELATIVITY

Teória relativity vychádza z dvoch **princípov**, ktoré sú zovšeobecnením mnohých experimentálnych poznatkov aj predchádzajúceho vývoja fyzikálneho poznávania prírody. Tieto princípy sú:

1. **Princíp relativity**: Vo všetkých inerciálnych sústavách platia rovnaké fyzikálne zákony. Všetky inerciálne sústavy sú fyzikálne úplne rovnocenné. Neexistuje žiadna význačná inerciálna sústava.
2. **Princíp konštantnej rýchlosti svetla.** Vo všetkých inerciálnych sústavách má rýchlosť svetla vo vákuu rovnakú veľkosť, ktorá nezávisí od rýchlosti zdroja svetla. Zo základných princípov ŠTR vyplynulo niekoľko závažných dôsledkov:

1. **Relatívnosť súčasnosti:** Súčasnosť dvoch udalostí je relatívny pojem. Udalosti, ktoré sú súčasné vzhľadom na jednu inerciálnu sústavu, nie sú súčasné vzhľadom na inú inerciálnu sústavu. Každá vzťažná sústava má „svoju“

synchronizáciu hodín, svoje chápanie súčasnosti, ktorá sa odlišuje od synchronizácie v iných sústavách.

2. **Dilatácia času:** Trvanie určitého deja závisí od vzťažnej sústavy, v ktorej tento dej pozorujeme. Toto trvanie bude tým dlhšie, čím väčšou rýchlosťou vzhľadom na pozorovateľa sa pohybuje vzťažná sústava, v ktorej sa daný dej odohráva na jednom mieste. Čas je relatívna veličina. Pre dilatáciu času platí

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

3. **Kontrakcia dĺžok:** Vzdialenosť dvoch bodov (dĺžka tyče) už nie je absolútna ako v klasickej mechanike, ale závisí od vzťažnej sústavy, v ktorej túto vzdialenosť meriame. Pri určovaní dĺžky tyče je podstatné to, že polohu oboch koncov tyče určujeme súčasne vzhľadom na sústavu, v ktorej dĺžku tyče meriame. Čím rýchlejšie sa vzhľadom na istú vzťažnú sústavu tyč pohybuje, tým menšiu nameriame dĺžku tyče v tejto sústave ako v sústave, vzhľadom na ktorú je tyč v pokoji.
Pre **kontrakciu dĺžky** platí

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

4. **Relativistické skladanie rovnobežných rýchlostí**

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u' v}{c^2}}$$

kde u je rýchlosť častice vzhľadom na sústavu S, u' je rýchlosť častice vzhľadom na sústavu S', v je rýchlosť sústavy S' vzhľadom na sústavu S.

5. **Hmotnosť telesa závisí od jeho rýchlosti.** Čím je rýchlosť telesa v danej sústave väčšia, tým väčšiu hmotnosť telesa v tejto sústave nameriame.
Pre **relativistickú hmotnosť** platí

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

6. **Súvislosť energie a hmotnosti telesa**

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

7. Kinetická energia

$$E_k = E - E_0 = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

Prírastok energie a prírastok hmotnosti sústavy sú viazané všeobecným vzťahom

$$\Delta E = \Delta m\, c^2$$

8. Relativistická hybnosť

$$\boldsymbol{p} = m\boldsymbol{v} = \frac{m_0 \boldsymbol{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ÚVOD DO KVANTOVEJ, ATÓMOVEJ A JADROVEJ FYZIKY

Kvantová fyzika je „dieťaťom“ nášho storočia. Až v tomto storočí fyzici spoznali a pochopili kvantové vlastnosti žiarenia, vlnové vlastnosti častíc, aj zákony, podľa ktorých sa riadi štruktúra atómov, molekúl, atómových jadier a pevných látok. Tieto poznatky sú využité v polovodičoch, tranzistoroch, v prvkoch počítačov, v laseroch, v jadrovej energetike atď. Zákony kvantovej fyziky sú základom na vysvetlenie chemickej väzby, štruktúry jednoduchých a zložitých molekúl a vlastností tuhých látok.

Tak ako v špeciálnej teórii relativity, aj v kvantovej fyzike sa ukázalo, že veľa pojmov a predstáv klasickej fyziky stráca zmysel — alebo nadobúda nový — ak sa vzďaľujeme od oblasti javov našej každodennej skúsenosti. O elektróne v atóme už nemôžeme uvažovať ako o častici klasickej fyziky, napr. nemôžeme hovoriť o jeho trajektórii. Pri interakcii žiarenia s atómami nemôžeme už žiarenie považovať za vlnenie s energiou spojite rozloženou v priestore, pretože sa tu prejavujú kvantové vlastnosti svetla.

S týmito otázkami sa budeme zaoberať v nasledujúcich dvoch kapitolách.

6. Základné pojmy kvantovej fyziky

Cesta k poznaniu zákonov mikrosveta nebola jednoduchá. Ukázalo sa totiž, že v mikrosvete — „vnútri" atómov a molekúl — neplatia zákony klasickej fyziky, ba aj základné pojmy klasickej fyziky, ako častica, vlna, trajektória, hybnosť atď., možno tu používať iba veľmi obmedzene.

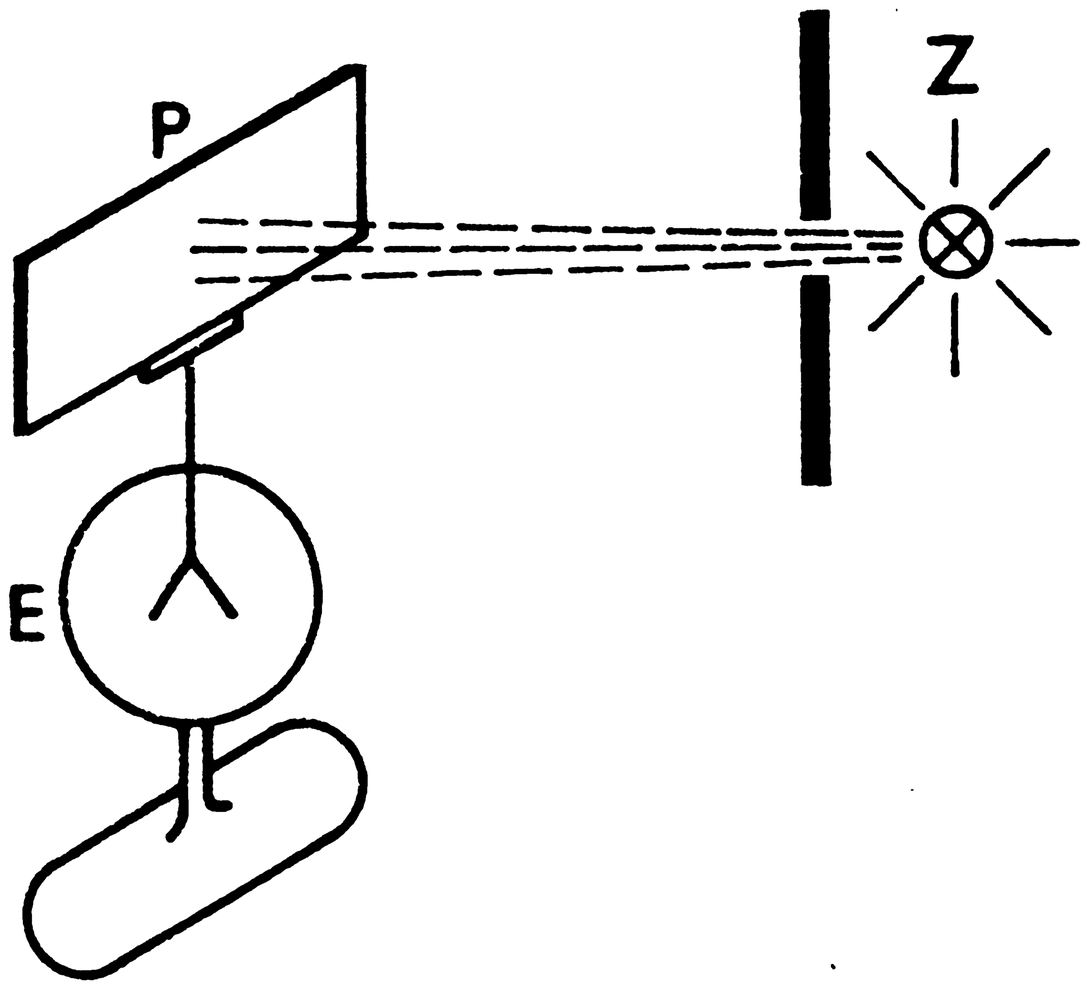
Prvým poznatkom, ktorý koncom minulého storočia naznačil, že v mikrosvete sa z hľadiska klasickej fyziky dejú veľmi pozoruhodné veci, bol neúspech pri hľadaní vysvetlenia experimentálnych údajov o spektre žiarenia čierneho telesa. Vysvetlenie našiel v roku 1900 nemecký fyzik MAX PLANCK. Musel však urobiť predpoklad — celkom cudzí klasickej fyzike — že steny čierneho telesa môžu prijímať a vysielať žiarenie s frekvenciou f iba po istých „kvantách energie". Veľkosť kvanta energie $E = hf$, pričom h bolo zavedené ako nová prírodná konštanta.

Na Planckove výsledky nadviazal Albert Einstein, keď pomocou hypotézy o kvantách energie vysvetlil v roku 1905 zákonitosti fotoelektrického javu. Planckovými a Einsteinovými prácami sa začala dlhá a namáhavá cesta, zakončená o dvadsať rokov neskôr vybudovaním kvantovej teórie.

6.1 Fotoelektrický jav

Fotoelektrický jav fyzici objavili a experimentálne skúmali už v minulom storočí. Jav môžeme pozorovať pri takomto jednoduchom pokuse: Na elektroskop E (obr. 6-1) pripevníme zinkovú platničku očistenú brúsnym papierom a nabijeme ju záporným nábojom. Lístky elektroskopu sa rozostúpia. Ak platničku osvetlíme elektrickým oblúkom alebo „horským slnkom", lístky rýchlo poklesnú. Keď pokus zopakujeme tak, že zinkovú platničku nabijeme kladným nábojom, lístky nebu-

dú klesať. Pokus možno vysvetliť tak, že dopadajúce žiarenie uvoľňuje z kovu elektróny, ale nie častice s kladným nábojom.



Obr. 6-1
E elektroskop, **P** zinková platnička, **Z** zdroj žiarenia. Zinková platnička nemusí stáť na elektroskope, stačí, keď je s ním spojená vodičom

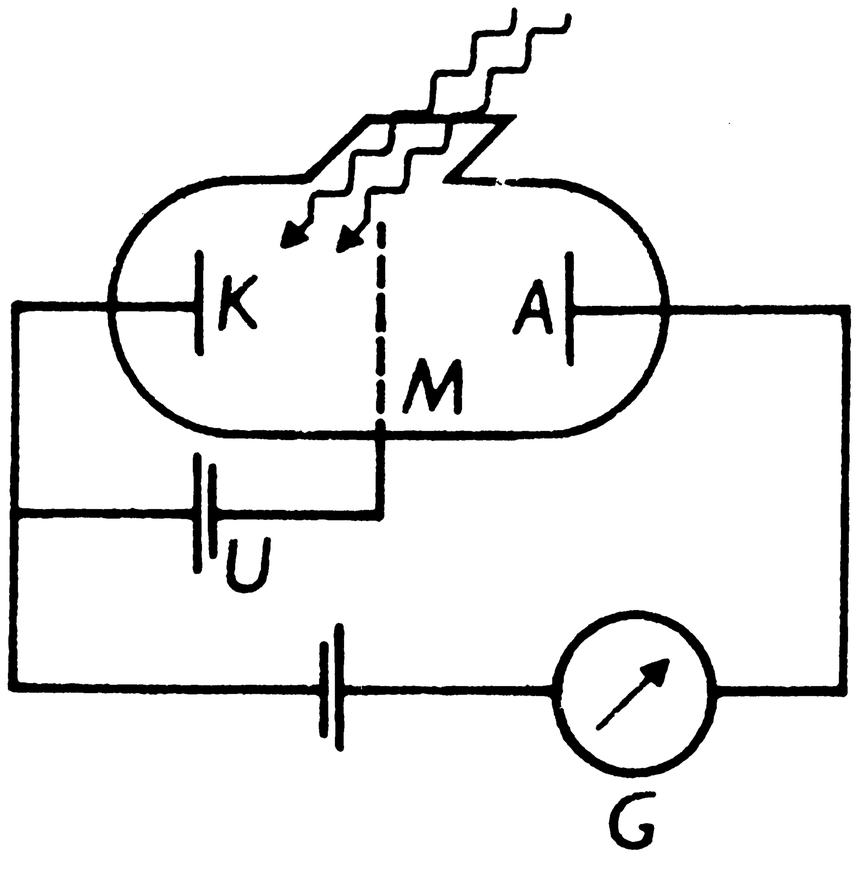
Uvoľňovanie elektrónov dopadajúcim žiarením fyzikov neprekvapovalo. Nepochopiteľná bola závislosť uvoľňovania elektrónov od frekvencie dopadajúceho žiarenia. Ukážeme to opäť v jednoduchom pokuse: Zinkovú platničku nabijeme záporným nábojom, osvetlíme „horským slnkom“, ale medzi zdroj žiarenia a platničku postavíme sklenú platňu pohlcujúcu ultrafialové žiarenie. Rozostup lístkov sa nemení*. Vidíme, že ultrafialové žiarenie má schopnosť uvoľniť zo zinku elektróny, kým žiarenie z viditeľnej oblasti túto schopnosť nemá. Vzhľadom na to, že ultrafialové žiarenie má vyššie frekvencie ako viditeľné žiarenie, prichádzame k záveru, že žiarenie s vyššími frekvenciami uvoľňuje elektróny, kým žiarenie s nižšími ich neuvoľňuje. Podrobnejšie štúdium fotoelektrického javu viedlo k tomu, že pre každý kov existuje istá **hraničná frekvencia** f_0. Žiarenie s frekvenciou $f > f_0$ uvoľňuje elektróny z kovu, žiarenie s frekvenciou $f < f_0$ ich neuvoľňuje. Pre niektoré kovy, napríklad pre cézium, leží f_0 vo viditeľnej oblasti, pre iné, napr. pre zinok, leží f_0 v ultrafialovej oblasti.

Fotoelektrický jav sa podrobnejšie študoval pri usporiadaní pokusu podľa obr. 6-2. Na katódu K dopadá cez okienko žiarenie, ktoré z katódy uvoľňuje elektróny (okienko je z materiálu, ktorý prepúšťa aj

---

* Prípadný pomalý pokles je spôsobený prítomnosťou ionizovaných molekúl vzduchu.

ultrafialové žiarenie). Galvanometrom G sa meria prúd v elektrickom obvode. Mriežka M má nižší potenciál ako katóda a brzdí vyletujúce elektróny. Ak postupne zväčšujeme na mriežke brzdný potenciál, nakoniec mriežka neprepustí žiadny z elektrónov uvoľnených z katódy a prúd okruhom prestane prechádzať. V usporiadaní podľa pokusu 6-2 môžeme odmerať maximálnu kinetickú energiu elektrónov uvoľnených z katódy žiarením s frekvenciou f.



Obr. 6-2
Schéma experimentu na štúdium fotoelektrického javu; **K** katóda, **A** anóda, **M** mriežka

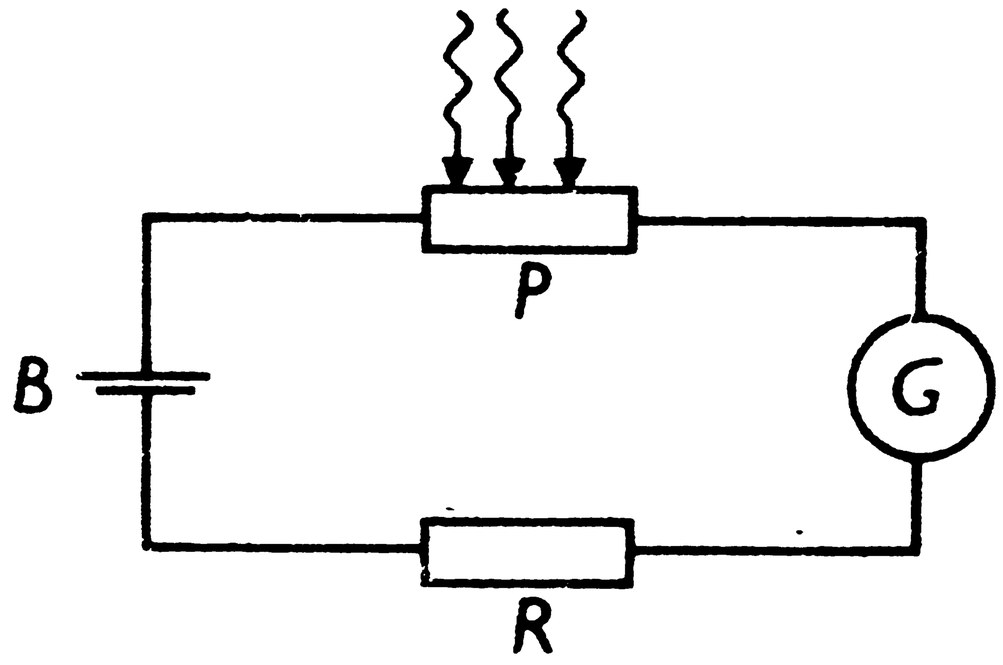
Výsledky pokusov môžeme zhrnúť takto:

1. Pre každý kov existuje istá hraničná frekvencia f_0. Ak je frekvencia f dopadajúceho žiarenia menšia ako f_0, žiarenie nie je schopné uvoľniť elektróny z katódy. Žiarenie s frekvenciou f väčšou ako f_0 elektróny uvoľňuje.
2. Pri $f > f_0$ je veľkosť prúdu úmerná intenzite dopadajúceho žiarenia.
3. Energia elektrónov uvoľnených z katódy sa zväčšuje so zväčšovaním frekvencie dopadajúceho žiarenia. Energia uvoľnených elektrónov nezávisí od intenzity dopadajúceho žiarenia.

Z hľadiska klasickej fyziky je prekvapujúci obsah bodu 1. Očakávali by sme totiž, že dopadajúce žiarenie elektróny v kove rozkmitáva. Pri väčšej intenzite žiarenia by sa elektróny mali rozkmitať viac a pri zvyšovaní intenzity žiarenia by mali byť schopné opustiť kov. Pri dostatočne veľkej intenzite by sa to malo podariť pri ľubovoľnej frekvencii žiarenia. Podľa bodu 1. však žiarenie s $f < f_0$ nemôže uvoľniť elektróny pri žiadnej intenzite.

Dosiaľ sme hovorili len o vonkajšom fotoelektrickom jave (elektróny sú uvoľňované „von" z kovu). Väčšie praktické využitie má vnútorný

fotoelektrický jav. V niektorých polovodičoch sú pri izbovej teplote všetky elektróny viazané v jednotlivých atómoch. Ak konce polovodiča priložíme k batérii, obvodom nebude prechádzať takmer žiadny prúd. Žiarenie dopadajúce na polovodič uvoľní niektoré elektróny z atómov a obvodom bude prechádzať prúd. Na obr. 6-3 je schéma citlivého expozimetra pracujúceho na princípe vnútorného fotoelektrického javu. Polovodičom je tu kryštál chemickej zlúčeniny CdS (sulfid kademnatý).



Obr. 6-3
Schéma expozimetra: **P** polovodič, **B** zdroj napätia, **R** odpor, **G** galvanometer

Vnútorný fotoelektrický jav sa využíva v zariadeniach, ktoré zapnú alebo zastavia pri prerušení svetelného lúča určité zariadenia (dvere na výťahu, automatické zastavenie lisu po vložení ruky a pod.). Procesy blízke tomuto javu sú na začiatku dlhej a zložitej reťaze biochemických reakcií súhrnne nazvaných fotosyntéza. O nej ste sa učili v biológii v 2. ročníku. Napokon procesy tohto typu vznikajúce pri dopade žiarenia na rozhranie polovodičov typu N a typu P sú základom práce slnečných batérií, ktoré sa používajú napr. na družiciach. Vnútorný fotoelektrický jav sa využíva v niektorých televíznych kamerách aj v prístrojoch na xeroxovanie.

Úlohy

1. Pokúste sa nájsť jednoduchú mechanickú analógiu postupu, ktorým možno merať kinetickú energiu elektrónu v usporiadaní na obr. 6-2. (Napríklad kinetickú energiu guľôčky kotúľajúcej sa po vodorovnej rovine môžeme určiť z výšky, do ktorej guľôčka vystúpi na naklonenej rovine postavenej do jej dráhy.)
2. Poznáte nejaký jav, ktorý môže byť spôsobený žiarením s vyššou frekvenciou a nemôže byť spôsobený žiarením s nižšou frekvenciou? (Využite napr. skúsenosť, že za oknom sa neopálite.)
3. Pokúste sa navrhnuť zariadenie, ktoré zazvoní, ak niekto vstúpi do triedy.

6.2 Einsteinova teória fotoelektrického javu

Einsteinova teória z roku 1905 vysvetlila zákonitosti nájdené pri experimentálnych štúdiách fotoelektrického javu. Táto teória vychádza z predstavy, že energia žiarenia „...nie je rozložená v priestore spojite, ale sa skladá z konečného počtu v priestore lokalizovaných kvánt..., ktoré môžu byť pohltené a vyžiarené len ako celky". Podľa Einsteinovej teórie sa pri pohlcovaní a vyžarovaní správa rovinná elektromagnetická vlna s frekvenciou f ako súbor svetelných kvánt, z ktorých každé má energiu E a hybnosť $\boldsymbol{p}$. Energia E a veľkosť hybnosti p sú dané vzťahmi

$$E = hf \tag{6.1}$$

$$p = \frac{E}{c} = \frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda} \tag{6.2}$$

kde h je Planckova konštanta

$$h \doteq 6{,}63 \,.\, 10^{-34}\ \mathrm{J}\,.\,\mathrm{s} \tag{6.3}$$

Smer hybnosti svetelného kvanta je rovnaký ako smer, v ktorom sa šíri vlna.

Ďalej budeme svetelné kvantá nazývať **fotóny***. Pri fotoelektrickom jave každý fotón odovzdá celú svoju energiu jedinému elektrónu z povrchu kovu. Časť tejto energie sa spotrebuje na uvoľnenie elektrónu z kovu — to je tzv. výstupná práca W_v, zvyšok ostane elektrónu ako kinetická energia. Zákon zachovania energie vedie k Einsteinovej rovnici

$$hf = W_v + \frac{1}{2} m v^2 \tag{6.4}$$

Pri frekvenciách spĺňajúcich podmienku $hf < W_v$ je energia fotónu príliš malá na to, aby uvoľnila elektrón z katódy.

---

* Názov fotón poznáte už z 1. ročníka z chémie a z 2. ročníka z biológie. Tento názov sa začal používať až v roku 1926; zaviedol ho americký fyzik LEWIS (ljúis). Einstein používal vo svojich prácach termín svetelné kvantum, ktorý má rovnaký fyzikálny význam ako fotón.

Hraničná frekvencia je daná vzťahom

$$hf_0 = W_v \tag{6.5}$$

Keď dopadajúce žiarenie má frekvenciu f_0, jeho vlnová dĺžka λ_0 je tzv. **medzná vlnová dĺžka**

$$\lambda_0 = \frac{c}{f_c} \tag{6.6}$$

kde c je rýchlosť svetla vo vákuu.

Einsteinova rovnica (6.4) vysvetľuje základnú vlastnosť fotoelektrického javu: žiarenie s frekvenciou $f < f_0$ nemôže uvoľniť elektrón z kovu. To, či žiarenie je, alebo nie je schopné uvoľniť elektróny z kovu, závisí iba od frekvencie žiarenia, nie od jeho intenzity. Einsteinova teória vysvetľuje aj závislosť intenzity elektrického prúdu (pozri obr. 6-2) od intenzity dopadajúceho žiarenia. Ak je intenzita žiarenia väčšia, dopadá na katódu viac fotónov, ktoré uvoľňujú viac elektrónov a veľkosť prúdu v obvode bude väčšia. V atómovej fyzike udávame často energiu v jednotkách eV (elektrónvolt). Jeden eV je energia, ktorú získa častica s elementárnym nábojom $e \doteq 1{,}602 \,.\, 10^{-19}$ C pri prechode medzi miestami s potenciálovým rozdielom 1 V

$$1 \text{ eV} \doteq 1{,}602 \,.\, 10^{-19} \text{ C} \,.\, \text{V} \doteq 1{,}602 \,.\, 10^{-19} \text{ J}$$

Úlohy

1. Výstupná práca pre sodík je 2,1 eV. S akou energiou budú vyletovať elektróny z povrchu sodíkovej katódy, ak na ňu dopadá ultrafialové žiarenie s vlnovou dĺžkou 300 nm? [2 eV]
2. Presné merania Planckovej konštanty robil v roku 1916 americký fyzik ROBERT MILLIKAN (miliken, 1868—1953; Nobelova cena za fyziku v roku 1923). V jednom z jeho experimentov dopadalo na sodíkovú katódu žiarenie rôznych vlnových dĺžok. Meraním brzdného potenciálu na mriežke (obr. 6-2) bola určená kinetická energia elektrónov uvoľnených z katódy. V nasledujúcej tabuľke sú uvedené vlnové dĺžky použitého žiarenia a príslušné kinetické energie elektrónov.

$\frac{\lambda}{\text{nm}}$	312,5	365	404,7	433,9	546,1
$\frac{E_k}{\text{eV}}$	2,128	1,595	1,215	1,025	0,467

Zostrojte graficky závislosť E_k od frekvencie f a nájdite z grafu hodnotu Planckovej konštanty.

3. Ultrafialové žiarenie nevidíme. Pokúste sa navrhnúť prístroj, ktorým by sa dala zistiť prítomnosť ultrafialového žiarenia.
4. Vzťahy (6.1) a (6.2) nie sú nezávislé. Zopakujte si odvodenie vzťahu (6.2) z cvičení k teórii relativity. Všimnite si, že vzťah (6.2) možno získať aj z vyjadrenia veľkosti hybnosti $p = m v$, ak za v dosadíme rýchlosť fotónu, t. j. rýchlosť svetla a za relativistickú hmotnosť m výraz $\frac{E}{c^2}$, kde $E = hf$.

* * *

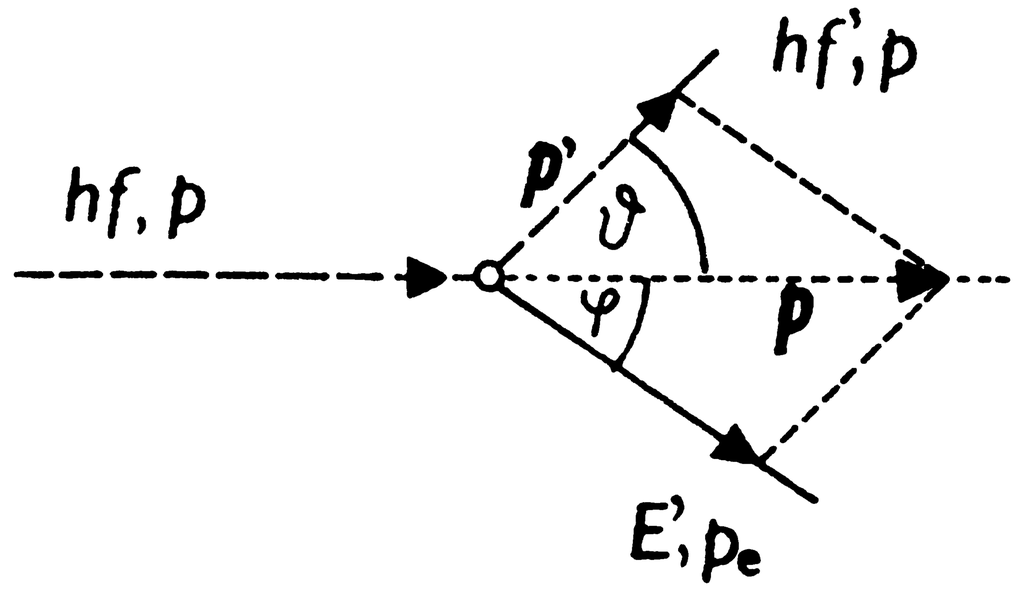
Einsteinova hypotéza o existencii svetelných kvánt — fotónov bola zo začiatku prijímaná s nedôverou. Napríklad v roku 1913 zostavil Planck spolu s NERNSTOM návrh na prijatie Einsteina za člena Pruskej akadémie vied. V návrhu sa píše: „To, že Einstein vo svojich úvahách niekedy aj prestrelil, ako napríklad pri hypotéze svetelných kvánt, nemožno mu príliš zazlievať. Bez podstúpenia určitého rizika nemožno totiž ani v tej najexaktnejšej vede nájsť niečo skutočne nové.“ Planck sám vtedy považoval svoju hypotézu o kvantovaní energie žiarenia len za matematický trik. Plancka a s ním viacerých ďalších fyzikov o existencii fotónov presvedčili až výsledky Comptonových pokusov, s ktorými sa budeme zaoberať v nasledujúcej stati.

6.3 Comptonov jav

Presvedčivý dôkaz Einsteinovej hypotézy o existencii fotónov priniesli experimenty amerického fyzika ARTHURA COMPTONA (kompton, 1892 až 1962; Nobelova cena v roku 1927). Compton v roku 1923 uverejnil výsledky o rozptyle röntgenového žiarenia na elektrónoch. V týchto experimentoch dopadalo röntgenové žiarenie s vlnovou dĺžkou $\lambda = 0{,}07$ nm na uhlíkový terčík*. V žiarení rozptýlenom v smere danom uhlom ϑ (obr. 6-4) našiel Compton nielen žiarenie s pôvodnou vlnovou dĺžkou λ, ale aj žiarenie s väčšou vlnovou dĺžkou λ'. Z hľadiska klasickej fyziky bolo prirodzené predpokladať, že pri rozptyle sa vlnová dĺžka žiarenia nemení. Skutočne, dopadajúce žiarenie s určitou frekvenciou f by malo rozkmitať elektróny v atómoch. Elektróny by mali kmitať

* V röntgenke pri dostatočne vysokej energii dopadajúcich elektrónov vzniká aj žiarenie s určitými vlnovými dĺžkami charakteristickými pre materiál anódy. Compton vo svojich experimentoch použil takéto žiarenie.

s frekvenciou f a vysielať žiarenie s tou istou frekvenciou f. Pri rozptyle by sa teda nemala meniť frekvencia, ani vlnová dĺžka žiarenia.



Obr. 6-4
Zrážka fotónu s elektrónom pri Comptonovom jave

Zväčšenie vlnovej dĺžky jednoducho vysvetlila fotónová hypotéza. Keď sa na fotón pozeráme ako na časticu, potom rozptyl fotónu na elektróne môžeme chápať ako zrážku fotónu s elektrónom v atóme uhlíka. Pri zrážke odovzdá fotón časť svojej energie elektrónu. Energia fotónu pred zrážkou je hf, energia fotónu po zrážke bude hf'. Energiu, ktorú získa elektrón, označíme E'. Zo zákona zachovania energie vyplýva $hf = hf' + E'$. Odtiaľ dostaneme

$$hf > hf' \tag{6.7}$$

Vlnová dĺžka fotónu pred zrážkou je λ, po zrážke λ'. Keďže platí

$$\lambda = \frac{c}{f} \qquad \lambda' = \frac{c}{f'} \tag{6.8}$$

dostaneme zo (6.7)

$$\lambda' > \lambda \tag{6.9}$$

Rozdiel vlnových dĺžok $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ rozptýleného a dopadajúceho fotónu závisí od uhla rozptylu (obr. 6-4). Ukázalo sa, že závislosť $\Delta\lambda$ od uhla ϑ vyplýva jednoznačne zo zákonov zachovania energie a hybnosti pre zrážku fotónu s elektrónom*. Comptonove experimentálne výsledky presne súhlasili s týmito predpoveďami.

---

* Energia fotónu röntgenového žiarenia je taká veľká, že väzba elektrónu v atóme uhlíka je zanedbateľná a zrážku môžeme opísať ako zrážku fotónu s voľným elektrónom.

Úlohy

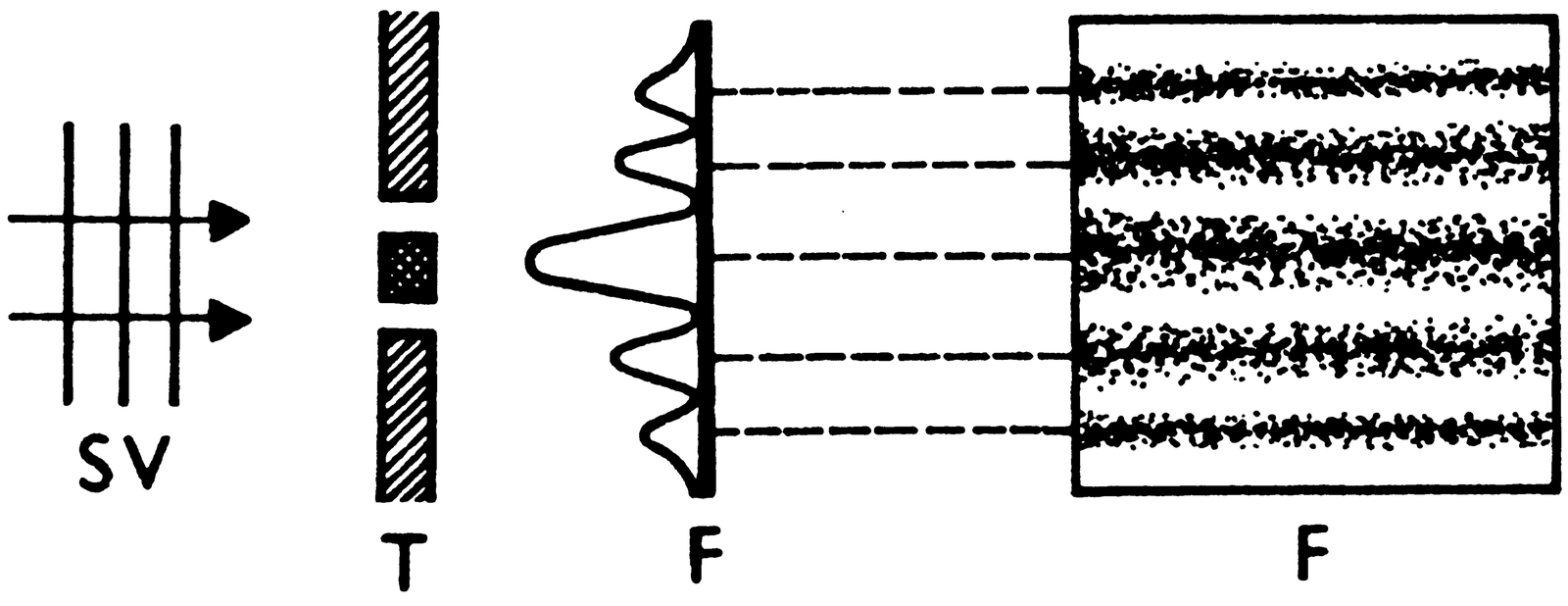
1. Určte energiu fotónu s vlnovou dĺžkou 0,07 nm. [17,8 keV]
2. Compton našiel rozptýlené röntgenové žiarenie so zväčšenou i s pôvodnou vlnovou dĺžkou. Pokúste sa vysvetliť, odkiaľ pochádza žiarenie s pôvodnou vlnovou dĺžkou. [Ak sa nemení vlnová dĺžka fotónu, nemení sa ani jeho energia. Žiarenie s pôvodnou vlnovou dĺžkou vzniká pri procesoch, pri ktorých fotón neodovzdá žiadnu energiu atómom uhlíka.]

6.4 Svetelné kvantá alebo svetelné vlny?

Pri fotoelektrickom jave sa svetlo správa ako súbor svetelných kvánt-fotónov. Pre rovinnú vlnu s frekvenciou f a vlnovou dĺžkou λ majú fotóny energiu hf, veľkosť hybnosti $p = \frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda}$ a pohybujú sa v smere šírenia vlny.

Pri Comptonovom jave je to zložitejšie. Röntgenové žiarenie s vlnovou dĺžkou λ sa najprv rozptyľuje na elektrónoch uhlíka a potom sa meria jeho vlnová dĺžka λ'. Pri meraní vlnovej dĺžky rozptýleného žiarenia sa využíva interferencia žiarenia, teda vlnová vlastnosť, kým rozptyl žiarenia na elektróne opisujeme „časticovo" — ako zrážku fotónu s elektrónom, pri ktorej platia zákony zachovania energie a hybnosti. V experimente sa takto prejavujú vlnové aj časticové vlastnosti žiarenia.

Prirodzene vzniká otázka: Ak je žiarenie prúdom fotónov, ako po-



Obr. 6-5
a) Interferencia svetla prechádzajúceho dvoma štrbinami, **b)** Pohľad na fotografickú platňu mikroskopom

tom možno vysvetliť interferenčné javy, ktoré sú experimentálnym dôkazom vlnových vlastností žiarenia?

Pripomeňme si najjednoduchší interferenčný pokus — interferenciu monofrekvenčného svetla na dvojštrbine (obr. 6-5a). Na fotografickej platni vidíme typický interferenčný obraz, ktorý sa skladá z tmavších a svetlejších pásikov. V skutočnosti sa sčernenie skladá z malých čiernych bodiek (obr. 6-5b). Podrobnejšími experimentmi by sme sa mohli presvedčiť, že každé bodové sčernenie vyvolal jeden fotón, ktorý v tomto mieste spôsobil chemickú reakciu na citlivej vrstve fotografickej platne. Odtiaľ prichádzame k záveru: **Počet fotónov, ktoré dopadnú na určité miesto platne, je priamo úmerný intenzite vlny v tomto mieste.** Svetlo sa teda v istom zmysle správa ako vlna — má schopnosť interferencie — a v istom zmysle ako častica*; každý fotón vyvolá bodové sčernenie. Fyzikov zaujímalo, či túto „dvojakosť" má iba svetelná vlna obsahujúca mnoho fotónov, alebo ju má každý jednotlivý fotón. Preto skúmali interferenčné javy pri takom slabom žiarení, že medzi zdrojom a platňou mohol vždy byť iba jeden fotón. Ukázalo sa, že vzniká úplne rovnaký interferenčný obraz ako predtým. (Doba osvetlenia platne musí byť, prirodzene, väčšia.) Odtiaľ vyplýva, že **každý fotón má aj časticové, aj vlnové vlastnosti.** Časticové sa prejavujú v tom, že každý fotón vyvoláva bodové sčernenie**, vlnové v tom, že dopad mnohých fotónov tvorí interferenčný obraz.

Tu sa vynára otázka: Je fotón časticou alebo vlnou? Na takto postavenú otázku nie je odpoveď. Keby bol fotón časticou, nemal by schopnosť interferovať, keby bol vlnou, nemohol by sa prejaviť ako častica vo fotoelektrickom a v Comptonovom jave a nemohol by vyvolať bodové sčernenie na fotografickej platni. Otázka je totiž zle formulovaná. Z každodennej skúsenosti aj z klasickej fyziky poznáme vlny a častice a keď sa vyskytne nový jav, usilujeme sa ho opísať pomocou pojmov, ktoré sú nám už známe. No objekty mikrosveta sú mnohokrát menšie ako predmety z našej každodennej skúsenosti a **nie sú** dôvody na

---

* Pod pojmom vlna a častica tu aj v ďalšom rozumieme vlny a častice v zmysle, ako ich poznáme zo štúdia klasickej (t. j. nekvantovej) fyziky.

** Dopad fotónu do určitej oblasti platne je náhodný jav. Jeho pravdepodobnosť je však taká, že mnoho fotónov utvára sčernenie typické pre interferenciu svetla pri prechode dvoma štrbinami.

to, aby sme ich mohli opísať jednoducho pomocou pojmov klasickej fyziky. Musíme sa uspokojiť s konštatovaním, že **fotón je objekt mikrosveta, ktorý má aj časticové, aj vlnové vlastnosti, ale nie je ani vlnou, ani časticou.** Pri používaní pojmov klasickej fyziky v mikrosvete musíme byť opatrní. Z fotoelektrického a Comptonovho javu vieme, že fotón má isté časticové vlastnosti. To však neznamená, že by sme mu mohli pripísať **všetky** vlastnosti, ktoré majú častice. Nemôžeme napríklad hovoriť o trajektórii fotónu. Keby sme to urobili, museli by sme pri interferencii žiarenia prechádzajúceho dvoma štrbinami pripustiť, že fotón prešiel buď jednou, buď druhou štrbinou (nie obidvoma súčasne). Potom by sme však nevedeli vysvetliť vznik interferenčného obrazu, ktorý vzniká, len ak vlna prechádza súčasne obidvoma štrbinami.

Úlohy

1. Na plochu na povrchu Zeme postavenú kolmo na smer slnečných lúčov dopadá slnečný žiarivý tok asi 1 370 W. Maximum vyžarovania pripadá na vlnovú dĺžku 480 nm. Koľko fotónov dopadne za 1 s a) na plochu s obsahom 1 m^2; b) na plochu s obsahom zodpovedajúcim prierezu jedného atómu? [a) asi $2{,}7 \cdot 10^{21}$; b) asi 100, ak obsah plochy zodpovedajúcej prierezu atómu odhadneme na $2 \cdot 10^{-20}$ m^2]
2. Pri štúdiu základov kvantovej fyziky azda najviac ťažkostí vzniká z toho, že javy v oblasti mikrosveta chceme úplne opísať pomocou pojmov klasickej fyziky. Pokúste sa vymyslieť nejaké príklady na situácie, keď pojmami z jednej oblasti nemôžeme opísať javy z inej oblasti. Namiesto návodu spomenieme dva príklady: a) Príslušník kmeňa žijúceho na úrovni prvotnopospolnej spoločnosti sa dostane na jeden deň do moderného veľkomesta, potom sa vráti a opisuje priateľovi električku. b) Lovec kožušín žije už dlhé roky sám. Jedného dňa mu z lietadla zhodia dotazník s otázkou o medziľudských vzťahoch v pracovnom kolektíve.

6.5 Základné poznatky o atómoch

V prírode sa vyskytuje takmer neobmedzená mnohorakosť rozmanitých látok a neuveriteľný počet rozličných rastlín aj živočíchov. Objavenie toho, že všetko sa skladá z niekoľkých desiatok rôznych typov atómov, je jedným z najdôležitejších poznatkov, čo ľudstvo dosiahlo.

V tejto stati si pripomenieme niektoré poznatky o atómoch a molekulách, ktoré už poznáte z fyziky a z chémie. Všimneme si tiež, že Avogadrova konštan-

ta je vlastne jednoduchým „slovníkom“, pomocou ktorého prekladáme údaje z našej každodennej skúsenosti do „jazyka“ atómov a molekúl a naopak.

Keďže látky sa skladajú z častíc (atómov alebo molekúl), definujeme látkové množstvo počtom častíc, ktoré látka obsahuje. Jednotkou látkového množstva je mol.

Vzorka skladajúca sa z rovnakých častíc má **látkové množstvo** jeden mol, ak obsahuje práve toľko častíc (napr. atómov alebo molekúl), koľko je atómov vo vzorke nuklidu ^{12}C s hmotnosťou 12 g. Počet častíc v látkovom množstve jeden mol je určený Avogadrovou konštantou

$$N_A \doteq 6{,}022 \,.\, 10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1} \tag{6.10}$$

Hmotnosť atómov a molekúl často vyjadrujeme pomocou atómovej hmotnostnej konštanty m_u: **Atómová hmotnostná konštanta m_u sa rovná $\frac{1}{12}$ hmotnosti atómu ^{12}C**

$$m_u = \frac{m(^{12}\mathrm{C})}{12} = \frac{1}{12}\,\frac{M_m}{N_A} \doteq \frac{1}{12}\,\frac{12\ \mathrm{g\,.\,mol}^{-1}}{6{,}022 \,.\, 10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}} \doteq 1{,}66 \,.\, 10^{-27}\ \mathrm{kg} \tag{6.11}$$

kde M_m je molová hmotnosť uhlíka. Pomocou Avogadrovej konštanty môžeme ľahko odhadnúť veľkosť atómov a molekúl. Ako príklad odhadneme najprv objem molekuly vody. Molekula vody sa skladá z dvoch atómov vodíka ^{1}H a jedného atómu kyslíka ^{16}O. Preto molová hmotnosť vody je $M_m = 18 \,.\, 10^{-3}\ \mathrm{kg\,.\,mol}^{-1}$. Hustota vody $\varrho \doteq 10^3\ \mathrm{kg\,.\,m}^{-3}$ (vieme, že 1 l vody má hmotnosť asi 1 kg). Molový objem vody

$$V_m = \frac{M_m}{\varrho} \doteq \frac{18 \,.\, 10^{-3}\ \mathrm{kg\,.\,mol}^{-1}}{10^3\ \mathrm{kg\,.\,m}^{-3}} \doteq 18 \,.\, 10^{-6}\ \mathrm{m}^3\,.\,\mathrm{mol}^{-1}$$

Na jednu molekulu pripadá objem

$$V_0 = \frac{V_m}{N_A} \doteq \frac{18 \,.\, 10^{-6}\ \mathrm{m}^3\,.\,\mathrm{mol}^{-1}}{6 \,.\, 10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}} \doteq 3 \,.\, 10^{-29}\ \mathrm{m}^3$$

Vo vode sú molekuly H_2O tesne pri sebe a objem pripadajúci na jednu molekulu sa približne rovná skutočnému objemu molekuly. Ak si pre

jednoduchosť predstavíme molekulu ako kocku, potom hrana kocky a bude

$$a \doteq \sqrt[3]{30 \,.\, 10^{-30}}\ \mathrm{m}^3 \doteq 3{,}1 \,.\, 10^{-10}\ \mathrm{m}$$

Všimnite si, že Avogadrovu konštantu sme tu už použili ako „prekladový slovník“, pomocou ktorého sme z údajov o štruktúre molekuly vody a o hustote vody odhadli objem molekuly vody. Molekula vody je typickým prípadom menšej molekuly. **Rozmery atómov sú rádovo** 10^{-10} m. **Rozmery menších molekúl sú niekoľkokrát väčšie.**

Preložme ešte údaj o výhrevnosti uhlia do „jazyka procesov“ na úrovni atómov. Spálením 1 kg dobrého uhlia získame teplo asi $27 \,.\, 10^6$ J. V „jazyku atómov“ spaľovanie uhlia znamená zlučovanie uhlíka s kyslíkom na CO_2. Chceme odhadnúť, aká energia sa uvoľní pri procese

$$\mathrm{C} + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{CO_2}$$

Pri veľmi približnom odhade budeme predpokladať, že uhlie je čistý uhlík. Uhlík s látkovým množstvom 1 mol má hmotnosť 12 g. Preto sa pri vzniku jednej molekuly CO_2 uvoľní energia

$$E \doteq \frac{12\ \mathrm{g} \,.\, \mathrm{mol}^{-1} \,.\, 27 \,.\, 10^3\ \mathrm{J} \,.\, \mathrm{g}^{-1}}{6{,}022 \,.\, 10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}} \doteq 5{,}4 \,.\, 10^{-19}\ \mathrm{J} \doteq 3{,}4\ \mathrm{eV}$$

kde sme výsledok vyjadrili v elektrónvoltoch.

Úlohy

1. Priemer vlasu je asi 10^{-4} m. Odhadnite počet atómov na ploche, ktorá vznikne prestrihnutím vlasu. [rádovo 10^{12}]
2. Predstavte si, že $6{,}022 \,.\, 10^{23}$ zrniek hrubého piesku s priemerom zrnka 1 mm vysypeme na plochu s obsahom $0{,}3 \,.\, 10^5$ km^2 (porovnateľné s povrchom SR). Aká by bola vysoká táto vrstva piesku? [niekoľko km]
3. Pri elektrolýze potrebujeme na vylúčenie 1 molu sodíka (čo zodpovedá asi 23 g), náboj 96 480 C rovnajúci sa číselne Faradayovej konštante. Aký náboj prenesie na katódu jeden ión Na^+? [$1{,}6 \,.\, 10^{-19}$ C]

6.6 Objav atómového jadra

Koncom minulého storočia, pri štúdiu vedenia elektrického prúdu v plynoch, objavil anglický fyzik J. J. THOMSON (tomson, 1856—1940; Nobelova cena za fyziku v roku 1906) elektrón. Náboj elektrónu bol záporný a jeho veľkosť sa rovnala elementárnemu náboju e. Hmotnosť elektrónu m_e bola asi 1 840-krát menšia ako hmotnosť atómu vodíka

$$\begin{aligned} e &\doteq 1{,}602 \,.\, 10^{-19}\ \mathrm{C} \\ m_e &\doteq 9{,}1 \,.\, 10^{-31}\ \mathrm{kg} \end{aligned} \tag{6.12}$$

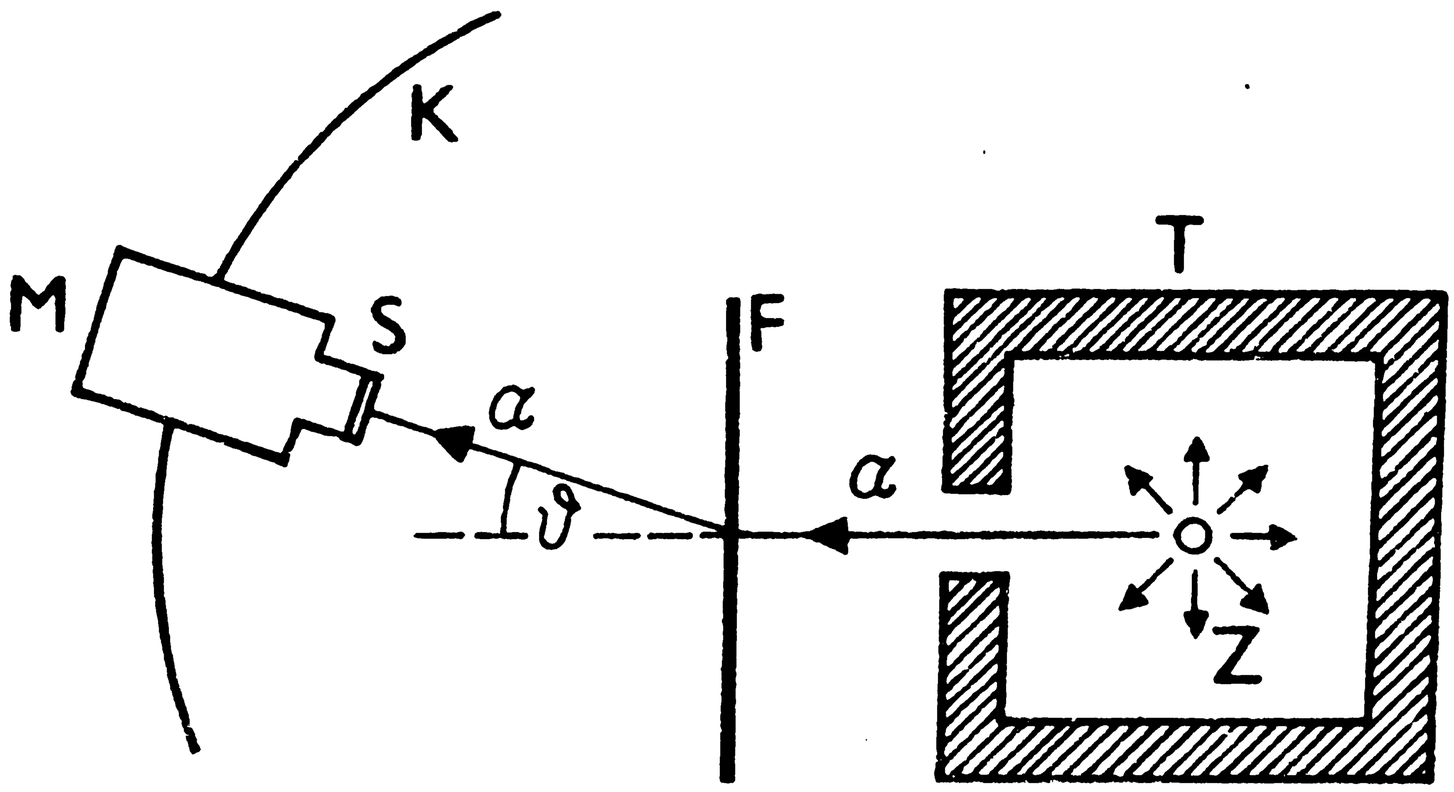
Thomson navrhol aj jednoduchý model atómu. Podľa neho atóm s protónovým číslom Z v periodickej tabuľke obsahuje Z elektrónov. Ich celkový náboj $-Ze$ je kompenzovaný kladným nábojom $+Ze$. Thomson predpokladal, že kladný náboj atómu a takmer celá hmotnosť atómu sú približne rovnomerne rozdelené v celom objeme atómu*.

K novej predstave o štruktúre atómu viedli experimenty ERNESTA RUTHERFORDA (razrford, 1871—1937; Nobelova cena v roku 1908) a jeho spolupracovníkov GEIGERA a MARSDENA v roku 1911. Rutherford si ako prvý uvedomil, že častice α, ktoré vznikajú pri rádioaktívnych premenách látok, možno použiť ako nástroj na skúmanie štruktúry atómu. V experimentoch sa častice α z rádioaktívneho zdroja rozptyľovali na atómoch zlata a z údajov o rozptyle Rutherford usúdil, že celý kladný náboj atómu a prakticky celá jeho hmotnosť sú sústredené v maličkom jadre s priemerom asi 100 000-krát menším, ako je priemer celého atómu.

Schéma jedného Rutherfordovho experimentu je na obr. 6-6. Povahu častíc α Rutherford dobre poznal a vedel, že sú to atómy He, zbavené elektrónov (dnes jadrá He). Častica α je asi 4-krát ťažšia ako atóm vodíka a teda asi $4 \,.\, 1\,840 = 7\,360$-krát ťažšia ako elektrón. Preto elektróny v atóme zlata nemohli ovplyvniť pohyb častíc α a bolo zrejmé, že častice α sa od pôvodného smeru odchyľujú vplyvom vzájomného pôsobenia častíc α a kladného náboja atómu zlata.

---

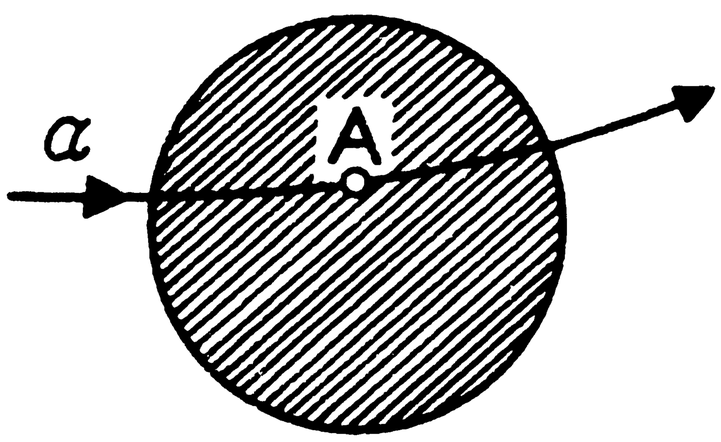
* Fyzici nazývali tento model aj „pudingovým modelom“, pričom mali na mysli puding s hrozienkami. Guľa pudingu predstavovala hmotnosť atómu a jeho kladný náboj, hrozienka predstavovali elektróny.



Obr. 6-6
Schéma Rutherfordových experimentov: **Z** zdroj častíc, **T** tienenie, **F** tenká fólia, **S** tienidlo, **M** mikroskop na pozorovanie záblesko v vznikajúcich na tienidle

Na základe Thomsonovho modelu atómu Rutherford očakával, že častica α sa pri prechode veľmi tenkou zlatou fóliou* iba málo — nanajvýš o niekoľko stupňov — odchýli od pôvodného smeru.

Dôvod pre očakávané malé odchýlky častíc α od priameho smeru bol v nasledujúcom: Keď sa elektróny môžu pohybovať vnútri atómu, môže sa tam pohybovať aj častica α. Pri spojite rozloženom kladnom náboji bude na časticu α v bode A na jej trajektórii (obr. 6-7) pôsobiť silou časť kladného náboja, ktorá je „pod" časticou α a sila má smer „nahor".



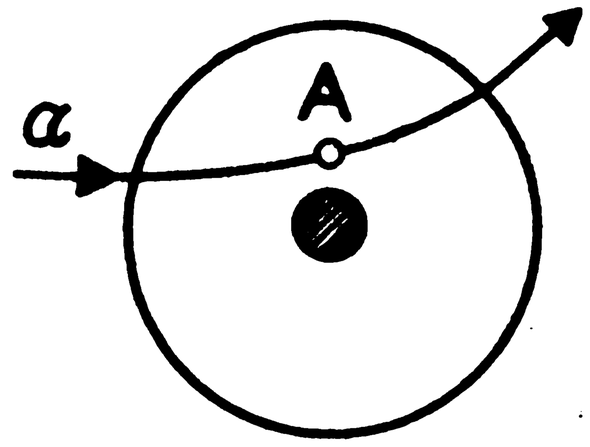
Obr. 6-7
Častica α prechádza atómom so spojite rozloženým kladným nábojom

Náboj, ktorý je „vpravo" od častice α, bude na ňu pôsobiť silou, ktorá smeruje „doľava" atď. Sily pôsobiace na časticu α z rôznych častí kladného náboja budú mať rozličné smery a ich výslednica bude malá. Napríklad pre časticu α, ktorá je blízko stredu atómu, bude sa veľkosť výslednice síl približovať nule. Malá výslednica síl pôsobiacich na časticu α spôsobuje pri prelete atómom jej malú výchylku. Výpočty ukázali, že pri spojite rozloženom kladnom náboji a hmotnosti atómu sú maximálne odchýlky častíc α od pôvodného smeru asi 1° až 2°. Experimenty však ukázali, že odchýlky sú veľké, niekedy aj viac ako 90° (rozptyl späť

---

* Zlato použili preto, lebo z neho možno vyhotoviť veľmi tenkú fóliu. V experimente sa častice α mali totiž rozptyľovať na čo najmenšom počte atómov.

do polroviny, kde je zdroj častíc α). Veľké odchýlky bolo možné vysvetliť iba tým, že **celý** kladný náboj atómu a prakticky **celá hmotnosť** sú sústredené v malom **jadre** v strede atómu. Ak častica α prechádza takýmto atómom (obr. 6-8), tak v bode A na jej trajektórii pôsobí veľká elektrostatická sila od náboja v strede atómu. Sila je veľká, lebo vzdialenosť medzi časticou α a kladným jadrom môže byť veľmi malá. Výpočty ukázali, že táto sila môže spôsobiť veľké odchýlky častíc od pôvodného smeru.



Obr. 6-8
Častica α sa rozptyľuje na bodovom jadre v strede atómu

Úlohy

1. Z podrobného štúdia rozptylu častíc α na jadrách atómov boli neskôr určené polomery jadier s nukleónovým číslom A. Toto číslo sa rovná súčtu počtu protónov a neutrónov, z ktorých sa jadro skladá. Ukázalo sa, že polomer jadra s daným A je približne vyjadrený vzťahom $R = 1{,}2 \,.\, 10^{-15} A^{1/3}$ m. Ukážte, že hustota všetkých jadier je približne rovnaká. Vypočítajte túto hustotu a porovnajte ju s hustotou vody. [$\varrho \doteq 10^{17}$ kg . m^{-3}, hustota vody je približne 10^3 kg . m^{-3}. Tento obrovský rozdiel v hustote jadra a bežne známych látok je spôsobený tým, že rozmery jadier sú iba niekoľkokrát väčšie ako 10^{-5}-násobok rozmeru atómov.]
2. Neutrónové hviezdy objavené modernou astrofyzikou sa skladajú z neutrónov a pripomínajú obrovské atómové jadrá. Ich hustota je iba o niečo menšia ako hustota jadier. Odhadnite polomer neutrónovej hviezdy s hmotnosťou 2-krát väčšou, ako je hmotnosť Slnka; $M_\odot = 1{,}99 \,.\, 10^{30}$ kg [20 km, čo je rádovo 10^4-krát menšie ako polomer Slnka, $R_\odot = 6{,}96 \,.\, 10^8$ m. Pri riešení využite výsledok úlohy 1.]

* * *

Rutherford po rokoch spomínal na objav jadra takto: „Raz ku mne prišiel veľmi vzrušený Geiger a vraví: Zdá sa, že sme videli niekoľko prípadov rozptylu častice α dozadu. Toto bola najnepravdepodobnejšia udalosť v celom mojom živote. Je to tak málo pravdepodobné, ako keby ste 15-palcovým delostrelec-

kým granátom strieľali do tenkého cigaretového papiera, náboj by sa odrazil od papiera a vletel rovno do vás. Keď sme to všetko analyzovali, pochopil som, ... že prevažná väčšina hmotnosti atómu je sústredená v maličkom jadre, ktoré zaberá iba omrvinku z celého objemu atómu."

6.7 Čiarový charakter atómových spektier a kvantovanie energie atómov

V kapitole 4 sme sa oboznámili s tým, že atómy v zohriatom plyne vysielajú iba žiarenie s istými vlnovými dĺžkami. Hovoríme o čiarovom spektre. Spektrum atómu vodíka si pozrite na obrázku 6 v prílohe.

Vysvetliť čiarové spektrum bolo v klasickej fyzike vážnym problémom. Po Rutherfordovom objave atómového jadra atómu vznikol celkom prirodzene planetárny model atómu. Ťažké jadro malo úlohu podobnú úlohe Slnka a ľahké elektróny úlohu planét. V takomto modeli atómu by elektróny strácali vyžarovaním energiu a padali by za zlomky sekundy do jadra — atóm by nebol stabilný. Navyše spektrum žiarenia vysielaného elektrónmi by nebolo čiarové, ale spojité.

Prvý krok k riešeniu problému čiarového spektra spravil dánsky fyzik NIELS BOHR (nils bór, 1885—1962; Nobelova cena za výskumy štruktúry atómu v roku 1922), ktorý v roku 1913 vypracoval prvý kvantový model atómu vodíka. Bohr (obr. 6-9) vychádzal z dvoch myšlienok, potvrdených neskôr rozvojom kvantovej teórie:

Obr. 6-9
Niels Bohr

1. **Atóm sa môže nachádzať len v istých „kvantových stavoch“. Každý z týchto stavov má presne určenú hodnotu energie.**
2. **Pri prechode atómu zo stavu s energiou E_n do stavu s nižšou energiou E_m vysiela atóm žiarenie s frekvenciou f_{nm} danou vzťahom**

$$E_n - E_m = hf_{nm} \tag{6.13}$$

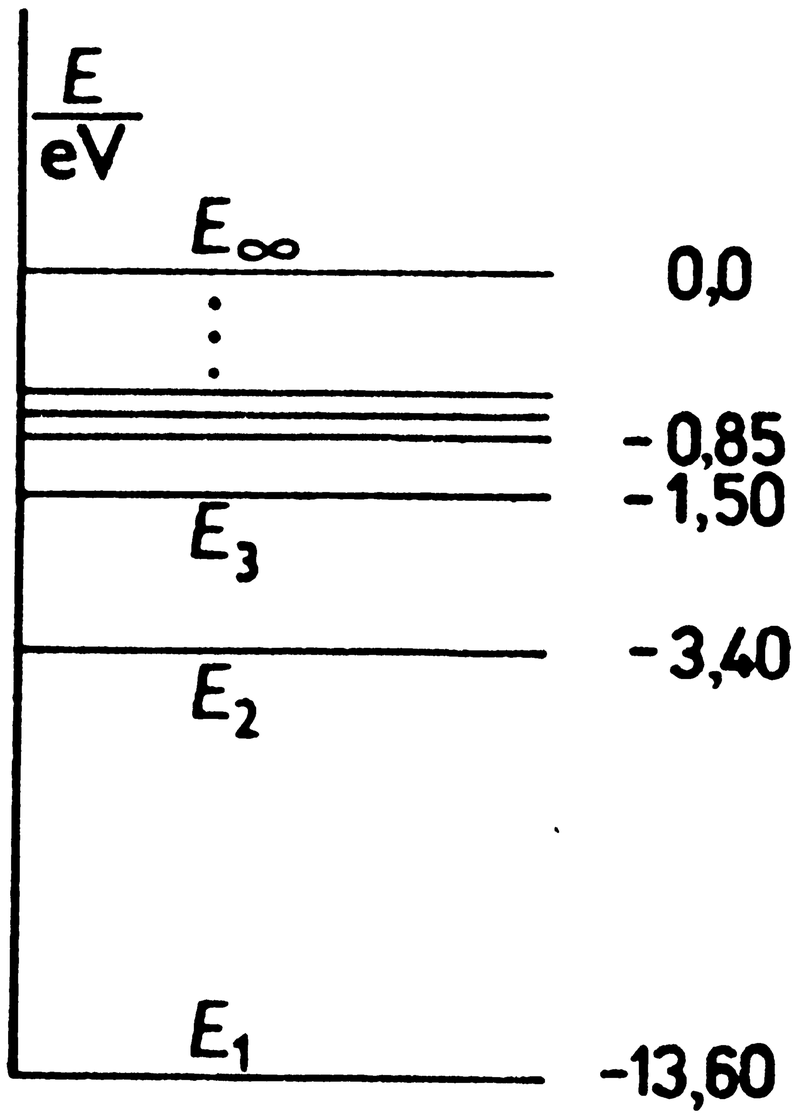
Vzťah (6.13) možno vysvetliť na základe predstavy o fotónoch. Energiu $E_n - E_m$ uvoľnenú pri prechode atómu z jedného stavu do druhého odnáša jediný fotón s energiou hf_{nm}. Vzťah (6.13) je z tohto hľadiska zákonom zachovania energie.

Istej frekvencii f_{nm} zodpovedá aj istá vlnová dĺžka λ_{nm}, pričom

$$\lambda_{nm} = \frac{c}{f_{nm}} \tag{6.14}$$

Toto vysvetľuje čiarový charakter spektra. Meraním vlnových dĺžok pre rôzne n, m môžeme určiť rozdiely energií $E_n - E_m$.

Na obr. 6-10 sú znázornené energetické hladiny atómu vodíka. Na prvý pohľad prekvapuje, že energie sú záporné. Je to tým, že za nulovú energiu sme zvolili energiu systému protón-elektrón, keď sú obidva v pokoji a veľmi ďaleko od seba. Stav atómu s najnižšou hodnotou energie nazývame **základný stav**, stavy s vyššími hodnotami energie nazývame **excitované stavy**. Energia $|E_1|$ je potom energia potrebná na to, aby sme ionizovali atóm vodíka v stave s najnižšou energiou.

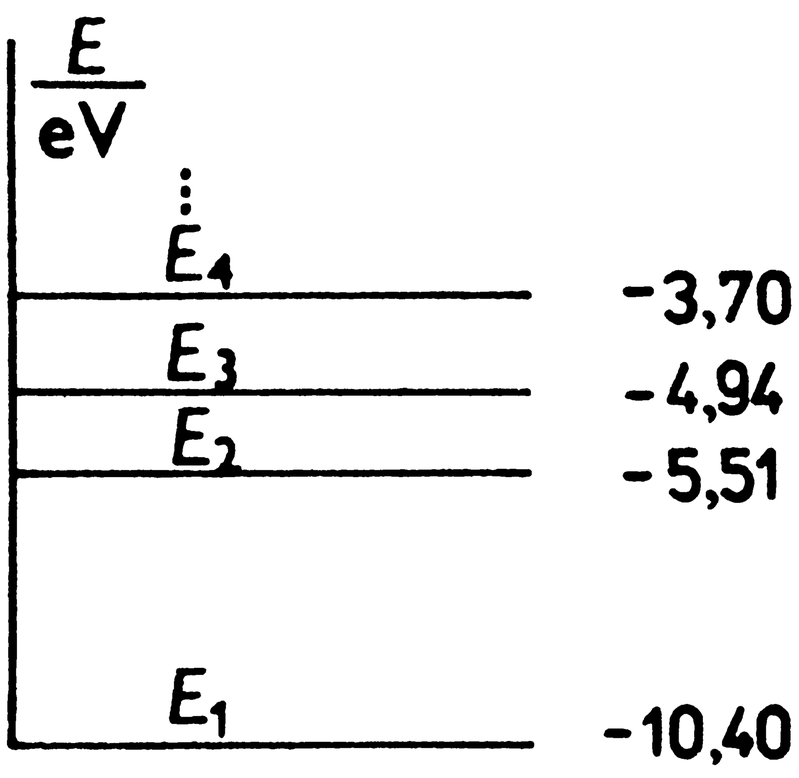


Obr. 6-10
Časť energetických hladín atómu vodíka

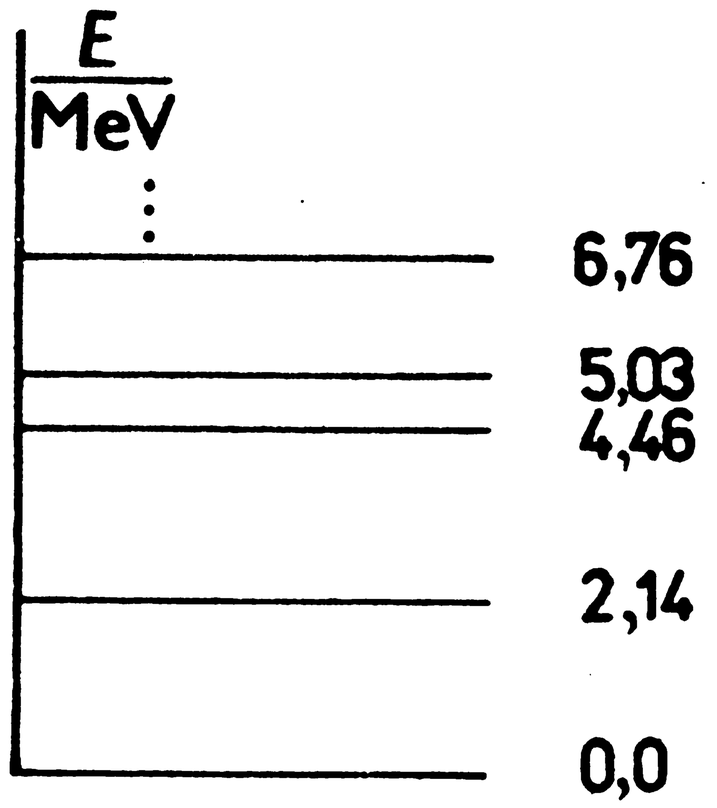
So zápornými energiami sa stretneme aj v klasickej fyzike. Potenciálna energia kameňa vo výške h nad povrchom zeme je mgh, kde m je hmotnosť kameňa a g veľkosť gravitačného zrýchlenia. Ak je kameň v studni, bude h záporné a potenciálna energia bude tiež záporná. Práca potrebná na vybratie kameňa zo studne bude $mg|h|$.

Kvantovanie energie je celkom cudzie klasickej fyzike. Preto teória, ktorá kvantovanie energie vysvetľuje, musí vychádzať z princípov podstatne odlišných od toho, čo poznáme z klasickej fyziky.

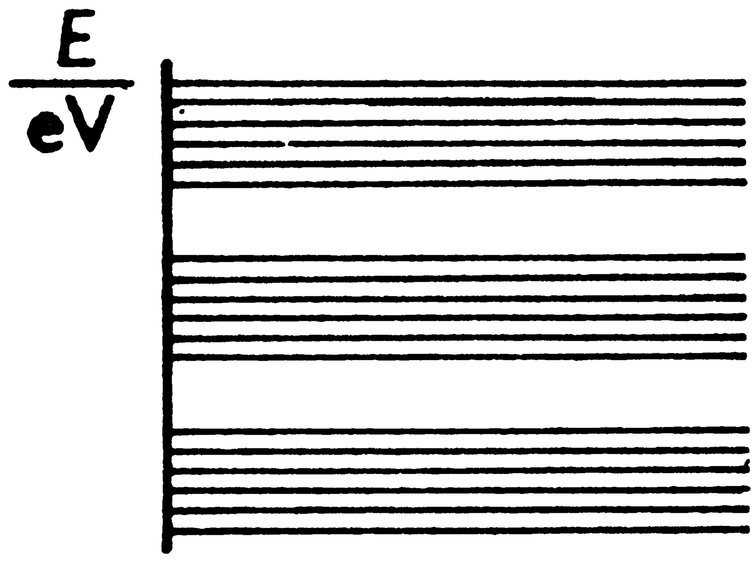
Kvantovanie energie je univerzálnou vlastnosťou objektov mikrosveta. Vyskytuje sa pri všetkých atómoch, molekulách, jadrách atómov, aj pri energiách elektrónov v pevných látkach. Na obr. 6-11 je znázornená časť energetických hladín atómu ortuti, na obr. 6-12 časť energetických hladín jadra bóru. Na obr. 6-13 sú zjednodušene znázornené energetické hladiny elektrónu v kove.



Obr. 6-11
Časť energetických hladín atómu ortuti



Obr. 6-12
Časť energetických hladín jadra bóru $^{11}_{5}B$ (energie sú dané v MeV = 10^6 eV)



Obr. 6-13
Náčrt energetických hladín elektrónu v kove

Úlohy

1. Z obrázka 6 v prílohe je zrejmé, že v spektre atómu vodíka sú čiary s vlnovými dĺžkami $\lambda = 656$ nm a $\lambda' = 486$ nm. Pri ktorých prechodoch vznikajú tieto čiary? [pri prechodoch $E_3 \rightarrow E_2$, $E_4 \rightarrow E_2$]
2. Vypočítajte vlnovú dĺžku žiarenia pri prechode $E_2 \rightarrow E_1$ v atóme vodíka. Leží toto žiarenie vo viditeľnej oblasti spektra? [121,6 nm, žiarenie leží v ultrafialovej oblasti, nie je viditeľné]
3. Na príkladoch jednoduchých situácií ukážte, že v klasickej fyzike sa energia vždy môže meniť spojite. Uvažujte o jednoduchých situáciách v klasickej fyzike, napr. o kinetickej energii guľôčky kotúľajúcej sa po stole, potenciálnej energii guľôčky v gravitačnom poli Zeme, o energii oscilátora.

* * *

Niels Bohr napísal základné práce o štruktúre atómu vodíka v roku 1913, zanedlho ako sa vrátil zo študijného pobytu u Rutherforda v Manchestri. V dvadsiatych rokoch založil v Kodani Ústav teoretickej fyziky, v ktorom pracovali viacerí vynikajúci mladí fyzici, napr. Heisenberg (obr. 6-14), Pauli, Dirac, Landau.

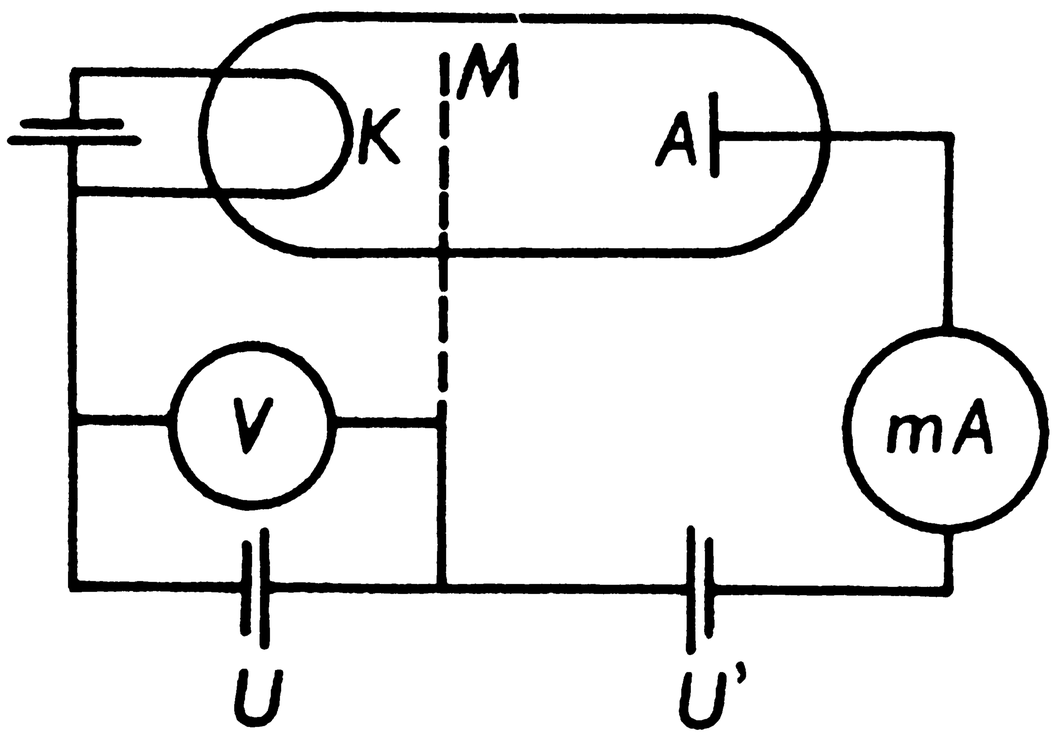
Obr. 6-14
Werner Karl Heisenberg

Bohr veľmi prispel k objasneniu základných otázok kvantovej fyziky, utvoril jeden z úspešných modelov ťažších jadier. Už v posledných rokoch druhej svetovej vojny sa usiloval utvoriť podmienky na spoluprácu veľmocí pri mierovom využití jadrovej energie.

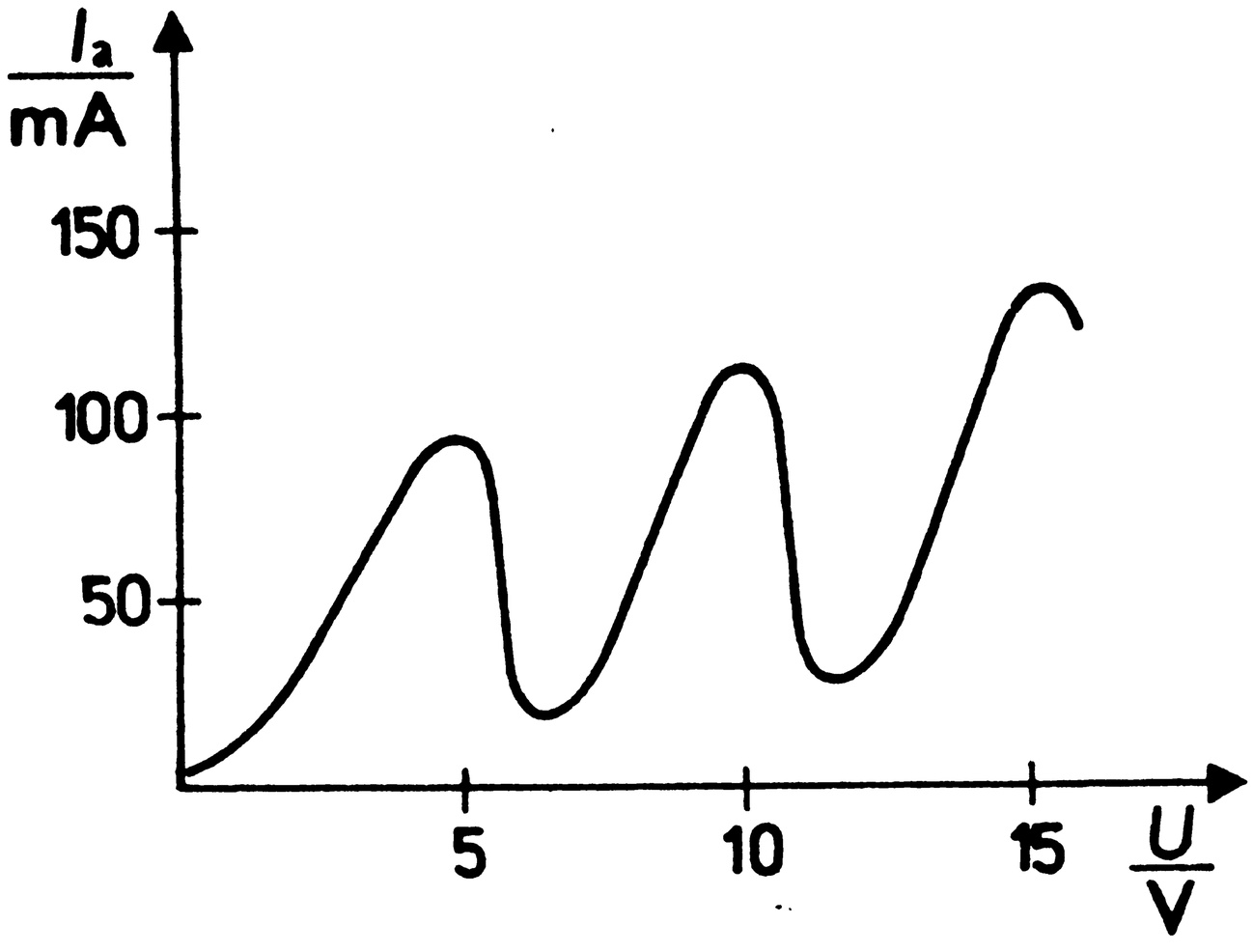
6.8 Experimentálne overenie kvantovania energie atómov

Pokusy, ktoré uskutočnili v roku 1914 JAMES FRANCK (džejms frank, 1882—1946) a GUSTAV HERTZ (herc, 1887—1975), potvrdili kvantovanie energie atómov. Usporiadanie Franckovho-Hertzovho experimentu je znázornené na obr. 6-15. Elektróny sú urýchľované napätím U medzi žeravenou katódou a mriežkou. Medzi mriežkou a anódou je malé brzdiace napätie U', ktoré bráni elektrónom s energiou menšou ako $e\,U'$, dostať sa na anódu. V trubici sú zriedené pary ortute. Pozorovaná závislosť anódového prúdu I_a od urýchľujúceho napätia U je znázornená na obr. 6-16. Z obrázka vidieť poklesy napätia a prúdu pri $U = 4{,}89$ V a pri celočíselných násobkoch tejto hodnoty.

Tieto poklesy anódového prúdu možno jednoducho vysvetliť. Atóm ortute má v excitovanom stave energiu o 4,89 eV vyššiu ako v základnom stave. Pri zvyšovaní napätia U energia elektrónov prechádzajúcich mriežkou a pohybujúcich sa k anóde sa zväčšuje. Ak energia elektrónu



Obr. 6-15
Zjednodušená schéma Franckovho-Hertzovho experimentu:
A anóda, **K** katóda, **M** mriežka



Obr. 6-16
Závislosť anódového prúdu od napätia vo Franckovom-Hertzovom experimente

dosiahne hodnotu o niečo vyššiu ako 4,89 eV, môže atóm pri zrážke s elektrónom prejsť do excitovaného stavu. Potom energia elektrónu podľa zákona zachovania energie klesne o 4,89 eV a brzdiace napätie U' zabráni elektrónu dostať sa na anódu. Preto pri urýchľovacom napätí $U = 4{,}89$ V začne prúd klesať. Pri zvyšovaní U prúd ďalej klesá, lebo čoraz viac elektrónov stráca energiu v zrážkach s atómami. Pri ďalšom zvyšovaní U sa prúd zväčšuje, lebo elektróny sú aj po strate energie 4,89 eV schopné prekonať brzdiace napätie. Ďalší pokles prúdu nastane pri $U = 2 \,.\, 4{,}89$ V $= 9{,}8$ V. Elektrón má už dosť energie na to, aby pri dvoch po sebe nasledujúcich zrážkach stratil energiu 9,8 eV.

Kvantovanie energie atómov sa vo Franckovom-Hertzovom pokuse prejavilo v procese bez prítomnosti fotónov. Tento poznatok bol dôležitý, inak by totiž mohol vzniknúť dojem, že kvantovanie energie je akousi osobitnou črtou vzájomného pôsobenia fotónov s atómami, a nie vlastnosťou atómov.

Treba pripomenúť, že pri pružných zrážkach elektrónu s atómom ortute (t. j. pri zrážkach, pri ktorých atóm ostáva v pôvodnom kvantovom stave) elektrón neodovzdáva atómu takmer žiadnu energiu. Vyplýva to zo zákona zachovania energie a hybnosti pri pružnej zrážke a z toho, že atóm ortuti má približne 400 000-krát väčšiu hmotnosť ako elektrón. Nebudeme tu robiť príslušné výpočty, spomenieme iba jednu situáciu. Ak do olovenej gule hodíme ľahkú stolnotenisovú loptičku, zmení sa pri ich zrážke smer letu loptičky, ale veľkosť jej rýchlosti, a teda ani jej kinetická energia sa nezmenia.

Úlohy

1. Pri svojom experimente Franck a Hertz pozorovali, že pary ortute vyžarujú jedinú spektrálnu čiaru s vlnovou dĺžkou 253,7 nm. Vysvetlite toto pozorovanie. Uvedomte si, že pri prechode z excitovaného do základného stavu atómu ortute vznikajú fotóny s energiou 4,89 eV.
2. Akú rýchlosť má elektrón urýchlený napätím 4,89 V? Možno takýto elektrón považovať za nerelativistický? [$1{,}3 \,.\, 10^6$ m . s^{-1}, áno]

6.9 Spontánna a stimulovaná emisia žiarenia. Princíp lasera

Laser (lejzr alebo laser) je zariadenie, ktoré uvoľňuje predtým nahromadenú energiu ako energiu svetelného lúča monofrekvenčného žiare-

nia. Názov laser znamená „zosilňovanie svetla stimulovanou emisiou žiarenia“ (z angličtiny *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*). Aby sme pochopili obsah tohto výstižného názvu, musíme niečo povedať o interakcii (vzájomnom pôsobení) žiarenia a atómov. Princípy, ktoré umožnili funkciu lasera, sformuloval v roku 1917 v klasickej práci A. Einstein*.

Keď je atóm v excitovanom stave „2“ s energiou E_2, prechádza **spontánnou** (samovoľnou) **emisiou** do základného stavu „1“ s energiou E_1 a vyžiari pritom fotón s energiou $E_2 - E_1$, frekvenciou f a vlnovou dĺžkou λ danými vzťahom

$$E_2 - E_1 = hf = h\frac{c}{\lambda} \tag{6.15}$$

Proces je znázornený na obr. 6-17a.

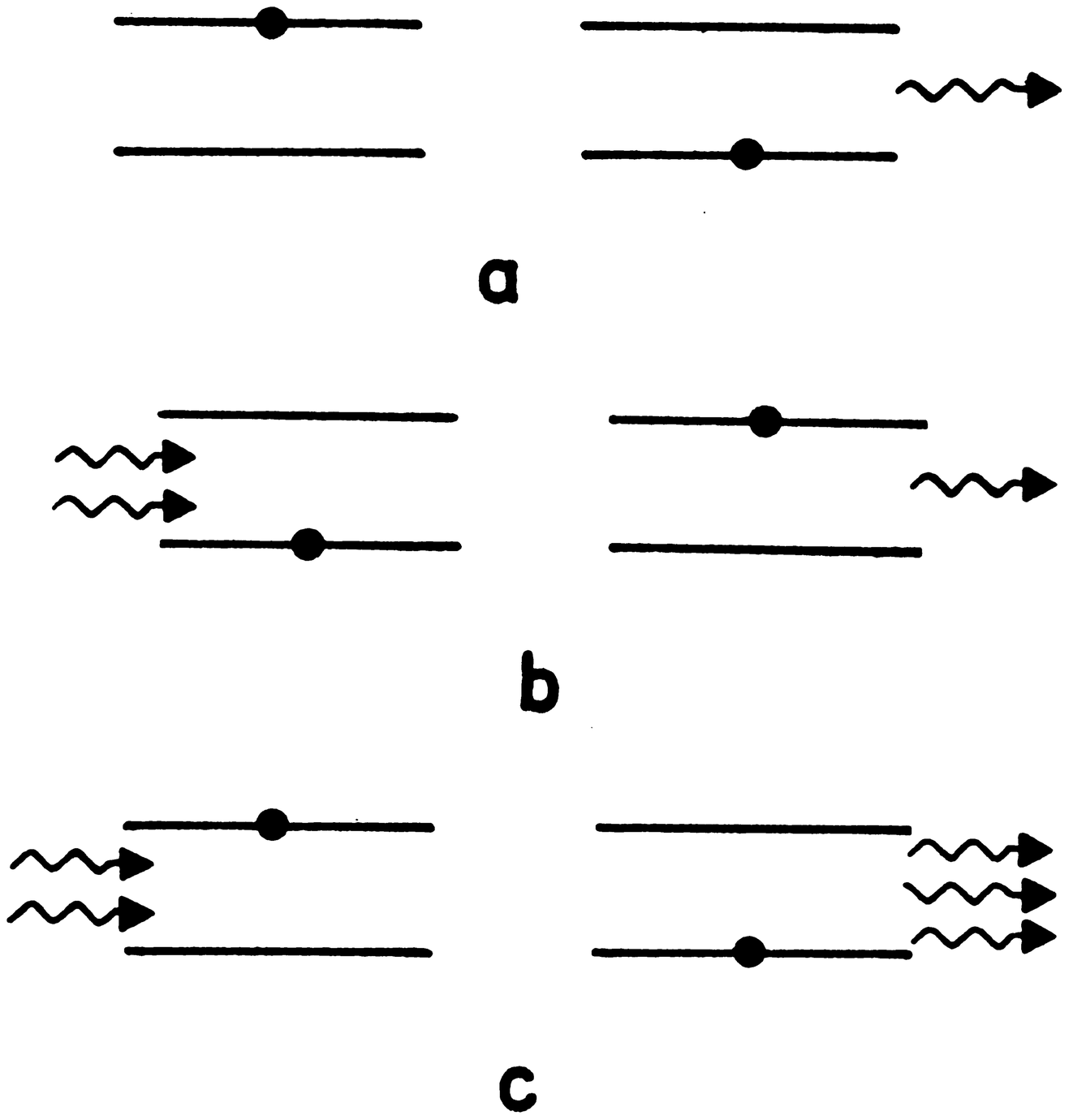
Keď je atóm v stave „1“ a dopadá naň žiarenie s frekvenciou f spĺňajúcou podmienku (6.15), môže pohltiť fotón a prejsť zo stavu „1“ do excitovaného stavu „2“. Hovoríme o **absorpcii** žiarenia (obr. 6-17b).

Einstein ukázal, že je možný ešte jeden proces. Keď na atóm v stave „2“ dopadá žiarenie s frekvenciou f spĺňajúcou (6.15), atóm môže prejsť zo stavu „2“ do stavu „1“ a vyžiariť pritom energiu $E_2 - E_1$. Žiarenie vyslané atómom má rovnaký smer aj rovnakú fázu ako žiarenie, ktoré prechod vyvolalo. Hovoríme, že vyslané žiarenie je **koherentné** s dopadajúcim. Dopadajúce žiarenie sa týmto procesom **stimulovanej emisie** zosilňuje (obr. 6-17c).

Stimulovaná emisia je mechanizmom, ktorý umožňuje konštrukciu lasera. Keby sa nám podarilo v sústave obsahujúcej veľa rovnakých atómov dostať väčšinu z nich do stavu „2“, stačilo by atómy ožiariť svetlom s frekvenciou f spĺňajúcou podmienku (6.15). Stimulovanou emisiou by atómy zo stavu „2“ prechádzali do stavu „1“ a energia dopadajúceho žiarenia by sa zvýšila o energiu uvoľnenú pri týchto

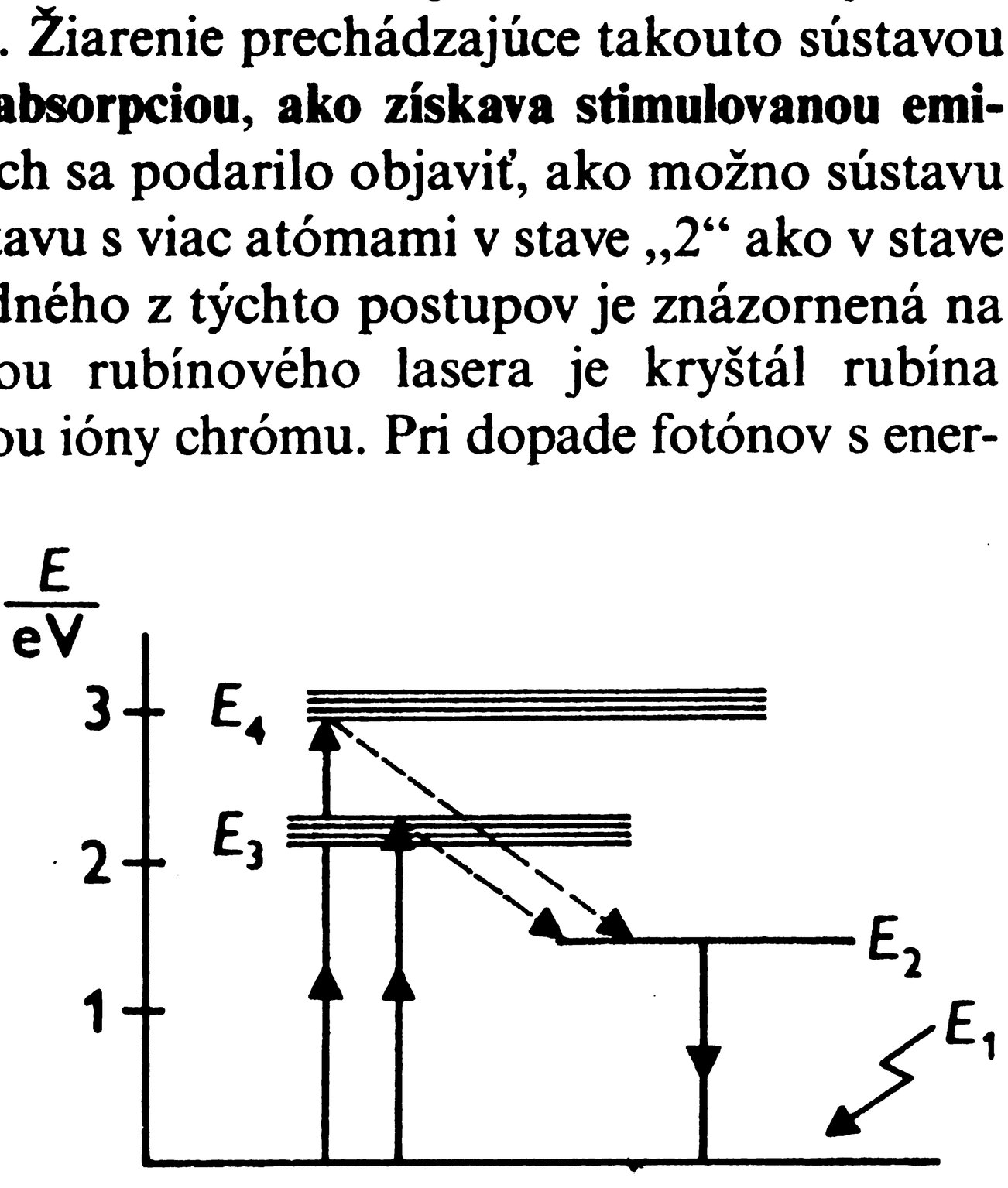
---

* Cesta od princípov ku konštrukcii lasera nebola jednoduchá. V roku 1964 bola udelená Nobelova cena za fyziku N. G. Basovovi (nar. 1922), A. M. Prochorovovi (nar. 1916) a C. H. Townesovi (taunes, Američan nar. 1915) za základné práce v kvantovej elektronike v období rokov 1953—1958, na základe ktorých sa konštruovali lasery. Jedným z prvých experimentálnych laserov skonštruoval v roku 1960 T. H. Maiman (mejmen, Američan).



Obr. 6-17
Schematické znázornenie:
a) spontánnej emisie,
b) absorpcie, **c)** stimulovanej emisie

prechodoch. Problém je iba v tom, že v termodynamicky rovnovážnom stave je vždy viac atómov v stave s nižšou energiou. V stave „1" je teda viac atómov ako v stave „2". Žiarenie prechádzajúce takouto sústavou atómov **stráca viac energie absorpciou, ako získava stimulovanou emisiou**. Až v päťdesiatych rokoch sa podarilo objaviť, ako možno sústavu dostať do nerovnovážneho stavu s viac atómami v stave „2" ako v stave „1". Základná myšlienka jedného z týchto postupov je znázornená na obr. 6-18. Pracovnou látkou rubínového lasera je kryštál rubína (Al_2O_3), v ktorom sú prímesou ióny chrómu. Pri dopade fotónov s ener-



Obr. 6-18
Energetické hladiny iónov chrómu v rubíne: E_3, E_4 excitované hladiny, E_2 metastabilná hladina, E_1 základný stav

giou 2,2 eV ióny chrómu prechádzajú na hladinu označenú E_3. Na tejto hladine neostanú dlho, ale odovzdajú časť energie okolitým atómom kryštálu a prejdú na nestabilnú hladinu s energiou E_2. Na tejto hladine ostávajú dlhšie.

V rubínovom laseri má kryštál rubínu tvar tyče, pričom na jednej strane tyče je zrkadlo, ktoré odráža všetko dopadajúce žiarenie, na druhej strane je polopriepustné zrkadlo. Roviny zrkadiel sú kolmé na os tyče. Keď sa v kryštáli uskutoční spontánny prechod niektorého iónu chrómu z hladiny E_2 na hladinu E_1, žiarenie pohybujúce sa v smere kolmom na rovinu zrkadiel sa viacnásobným odrazom udržuje vnútri kryštálu a vyvoláva stimulovanú emisiu. Žiarenie pohybujúce sa v iných smeroch vychádza rýchlo z kryštálu a nezosilňuje sa. Fotóny uvoľnené pri stimulovanej emisii majú rovnakú frekvenciu (monofrekvenčnosť), rovnaký smer hybnosti aj rovnakú fázu (koherencia) ako žiarenie, ktoré prechod vyvolalo. Veľký počet uvoľnených fotónov spôsobuje, že elektromagnetické žiarenie vychádzajúce z kryštálu má vlastnosti nám dobre známej (klasickej) elektromagnetickej vlny.

V súčasnosti pracujú nielen rubínové lasery, ale aj plynové, polovodičové atď. Laserový lúč možno usmerniť na plôšku s priemerom asi 10^{-6} m a dosiahnuť, že na jednotkovú plochu dopadá výkon $10^{10}\ \mathrm{W.m^{-2}}$ až $10^{12}\ \mathrm{W.m^{-2}}$. Pri takýchto plošných výkonoch sa nepriezračné materiály topia. Laserový lúč možno veľmi presne usmerniť a zmeny miesta, na ktoré lúč dopadá, možno riadiť počítačom. Tieto vlastnosti, ako aj monofrekvenčnosť a koherencia umožňujú využiť lasery vo vede a v praxi (napr. holografia, očná chirurgia, mikroelektronika, prenos informácií v kozme, obrábanie materiálov).

Úlohy

1. Nie je zosilnenie dopadajúceho žiarenia pri stimulovanej emisii v rozpore so zákonom zachovania energie? [Nie, dopadajúce žiarenie uvoľňuje iba energiu nahromadenú skôr pri prechode atómov zo stavu s energiou E_1 do stavu E_2.]
2. Laserový lúč možno ľahko usmerniť na plôšku s obsahom 1 $\mathrm{mm^2}$. Aká je plošná hustota žiarivého toku v mieste dopadu laserového lúča, ak sa pri impulze trvajúcom 1 ms uvoľní energia 5 J? Výsledok porovnajte s plošnou hustotou žiarivého toku slnečného žiarenia dopadajúceho na povrch Zeme ($1\,370\ \mathrm{W.m^{-2}}$). [$5.10^9\ \mathrm{W.m^{-2}}$]

6.10 Vlnové vlastnosti častíc

Po Einsteinovej teórii fotoelektrického javu bol to najmä Comptonov jav, ktorý viedol k predstave o elektromagnetickom žiarení ako o „roji" častíc — fotónov. Energia E a veľkosť hybnosti p fotónu sú dané vzťahmi

$$E = hf, \qquad p = \frac{h}{\lambda} \tag{6.16}$$

V roku 1924 vystúpil francúzsky fyzik LOUIS DE BROGLIE (lui de brojli, 1892—1987; Nobelova cena za fyziku v roku 1929; obr. 6-19) s originálnou myšlienkou, podľa ktorej s každou voľnou časticou s veľkosťou hybnosti p súvisí určitá rovinná vlna s vlnovou dĺžkou

$$\lambda = \frac{h}{p} \tag{6.17}$$

Obr. 6-19
Louis de Broglie

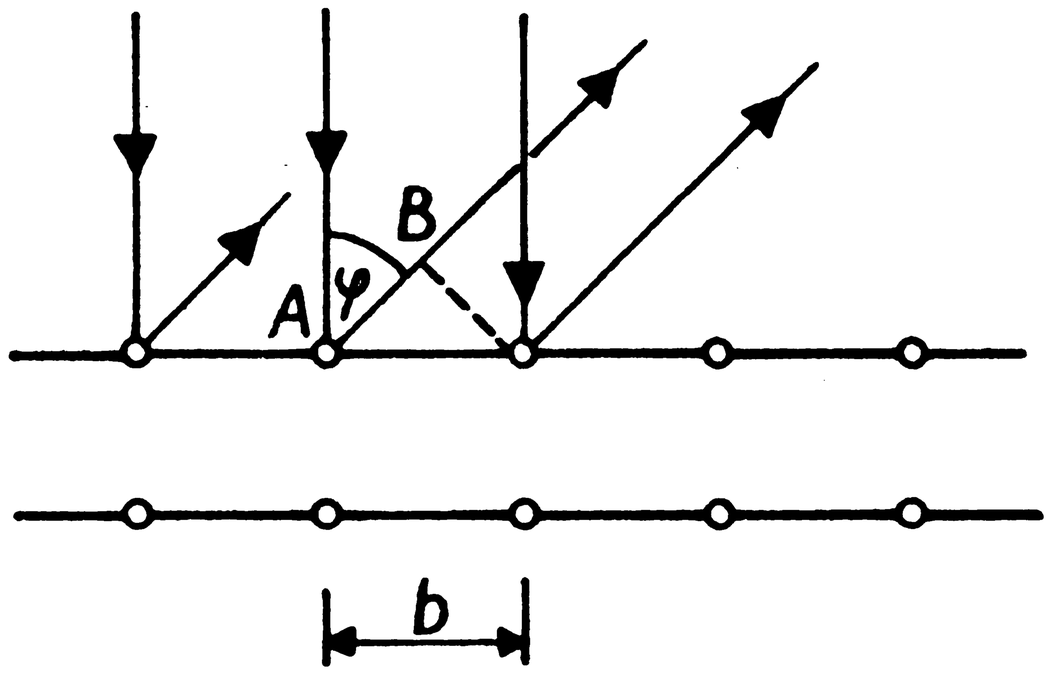
Tento vzťah má platiť nielen pre fotóny s nulovou pokojovou hmotnosťou, ale aj pre častice, ako napr. elektrón, ktoré majú nenulovú pokojovú hmotnosť. Pre takúto časticu môžeme vzťah (6.17) prepísať ako

$$\lambda = \frac{h}{mv} \tag{6.18}$$

kde m je hmotnosť, v veľkosť rýchlosti častice. Formálne vzťah (6.17) dostaneme z druhého zo vzťahov (6.16). Podstata však nebola vo formálnej úprave vzťahu (6.16), ale vo veľmi odvážnej fyzikálnej hypotéze. Na jej objasnenie si predstavme (hoci to nezodpovedá skutočnosti), že by fyzici boli najprv poznali zákonitosti fotoelektrického javu a potom interferenciu svetla. Boli by teda svetlo považovali najskôr za častice — fotóny, a až potom by týmto časticiam priradili isté vlnové vlastnosti.

De Broglie predpokladal, že s časticami, ako elektrón a inými, je to podobne — ich časticové vlastnosti boli dobre známe, no ich vlnové vlastnosti iba čakali na objavenie. Vlnové vlastnosti svetla sa najvýraznejšie prejavujú pri ohybe a interferencii. De Broglieho hypotéza viedla k predpovedi, že aj elektrónové lúče sa budú prejavovať interferenčnými a ohybovými vlastnosťami*.

Interferenčné vlastnosti elektrónových vĺn experimentálne potvrdili americkí fyzici C. DAVISSON (dejvison, 1881—1958; Nobelova cena v roku 1937) a L. GERMER (džermer, 1896—1971). V roku 1927 uverejnili výsledky, ktoré ukázali, že pri rozptyle elektrónov na povrchu monokryštálu sa prejavujú ich vlnové vlastnosti (obr. 6-20). Vlna dopadajúca kolmo na povrch monokryštálu sa rozptyľuje na jednotlivých atómoch v povrchovej vrstve kryštálu. Interferenciou sa rozptýlená vlna zosilní v smeroch, v ktorých sa dráhový rozdiel vĺn rozptýlených na



Obr. 6-20
Interferencia elektrónov rozptýlených na povrchu kryštálu v Davissonovom a Germerovom experimente

---

* De Broglieho hypotézu považovali zo začiatku viacerí fyzici iba za kuriozitu. Jej závažnosť si však uvedomil Einstein a veľmi priaznivo ju zhodnotil v jednej zo svojich prác. Toto ovplyvnilo Schrödingera, ktorý vychádzajúc z vlnových vlastností častíc vybudoval kvantovú mechaniku ešte skôr, ako boli vlnové vlastnosti častíc experimentálne potvrdené.

susedných atómoch rovná celočíselnému násobku vlnovej dĺžky. Na obr. 6-20 je dráhový rozdiel daný úsečkou $AB = b \sin \varphi$ a podmienka zosilnenia odrazenej vlny je

$$b \sin \varphi = k \lambda \qquad k = 1, 2, \ldots \tag{6.19}$$

Davisson a Germer poznali mriežkovú konštantu b, uhly φ zodpovedajúce jednotlivým maximám experimentálne odmerali a pomocou vzťahu (6.19) určili vlnovú dĺžku prislúchajúcu elektrónovým lúčom s danou energiou. Ukázalo sa, že táto vlnová dĺžka súhlasí s výsledkom získaným z de Broglieho vzťahu (6.17). Interferenčné javy pri pohybujúcich sa časticiach (nielen pri elektrónoch, ale aj protónoch, neutrónoch a atómoch) boli pozorované aj pri mnohých ďalších experimentoch.

Keďže v klasickej fyzike interferenčné javy vždy dokazujú vlnový charakter skúmaného procesu, sú výsledky Davissonových, Germerových a mnohých iných experimentov dôkazom vlnových vlastností častíc.

Úlohy

1. V obrazovke televízneho prijímača sú elektróny urýchľované potenciálnym rozdielom 15 kV. Aká je de Broglieho vlnová dĺžka týchto elektrónov? [asi 0,01 nm]
2. Vypočítajte de Broglieho vlnovú dĺžku pre guľôčku s hmotnosťou 1 g, ktorá sa pohybuje rýchlosťou 1 $\mathrm{cm \,.\, s^{-1}}$. Mohli by sme túto vlnovú dĺžku odmerať? [$6{,}6 \,.\, 10^{-29}$ m, zatiaľ nemerateľná]
3. Elektrónový lúč v experimentoch získavame tak, že elektróny urýchlime napätím U medzi dvoma mriežkami. Potom je energia elektrónov $E = e\,U$. Ukážte, že pre vlnovú dĺžku takýchto elektrónov platí

$$\lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2m\,e\,U}} = \sqrt{\frac{1{,}5}{\{U\}}}\ \mathrm{nm}$$

kde $\{U\}$ je číselná hodnota napätia vyjadreného vo V. Ukážte tiež, že pre elektróny urýchlené napätím U, rádovo sa rovnajúcim 100 V, bude de Broglieho vlnová dĺžka porovnateľná so vzdialenosťami atómov v mriežke kryštálu, ktoré sú rádovo 10^{-10} m.

6.11 Sú elektróny vlny alebo častice?

Pri interferencii žiarenia sa prejavujú jeho vlnové vlastnosti, pri fotoelektrickom a Comptonovom jave jeho korpuskulárne vlastnosti. V stati 6.4 sme videli, že fotóny nie sú ani častice, ani vlny, ale objekty mikrosveta, ktoré majú aj časticové, aj vlnové vlastnosti.

Podobná situácia je s elektrónmi aj ďalšími časticami. Časticové vlastnosti elektrónov, ktoré sa prejavujú v tom, že elektrón má istú hybnosť a energiu, boli známe dávnejšie. Vlnové vlastnosti elektrónov boli presvedčivo dokázané v Davissonových-Germerových a v mnohých iných experimentoch. Je celkom prirodzené položiť si otázku, či je elektrón časticou, alebo vlnou. Odpoveď na túto otázku dostaneme analýzou experimentu, v ktorom elektróny s istou energiou prechádzajú dvoma štrbinami v tienidle. Princíp experimentu* je veľmi podobný ako pri interferencii žiarenia prechádzajúceho dvoma štrbinami (obr. 6-5). Elektróny prechádzajúce dvoma štrbinami tvoria na fotografickej platni interferenčný obraz. Pri jeho bližšom pozorovaní zasa vidíme, že interferenčný obraz sa skladá z jednotlivých, takmer bodových sčernení platne. Experimentmi s veľmi slabým zdrojom elektrónov sa presvedčíme, že interferenčný obraz nezávisí od počtu elektrónov, ktoré zdroj vysiela za 1 s, a nezmení sa ani vtedy, ak je zdroj elektrónov taký slabý, že v každom okamihu je v aparatúre nanajvýš jeden elektrón. **Schopnosť interferencie má** teda **každý jednotlivý elektrón.** Každý jednotlivý elektrón má vlnové (interferencia) aj časticové (bodové sčernenie) vlastnosti. Z toho vyplýva, že **elektrón nie je ani časticou, ani vlnou. Je to objekt mikrosveta, ktorý má aj časticové, aj vlnové vlastnosti.**

Pri opise interferencie elektrónov, ktoré prechádzajú dvoma štrbinami, postupujeme podobne ako pri opise interferencie svetla. Elektrónovej vlne prechádzajúcej prvou štrbinou je priradená funkcia $\psi_1 (x, y, z, t)$, ktorá závisí od súradníc x, y, z a od času t. Podobne vlne prechádzajúcej druhou štrbinou je priradená funkcia $\psi_2 (x, y, z, t)$. Výsledná vlna ψ v mieste so súradnicami x, y, z, a v čase t je daná superpozíciou

$$\psi(x, y, z, t) = \psi_1(x, y, z, t) + \psi_2(x, y, z, t)$$

---

* Experimenty s elektrónmi prechádzajúcimi dvoma štrbinami uskutočnil C. JÖNSSON v roku 1961. Usporiadanie bolo zložitejšie ako na obr. 6-5, ale princíp bol rovnaký.

Táto výsledná funkcia opisuje elektrónovú vlnu po prechode dvoma štrbinami. Nazýva sa **vlnová funkcia** elektrónu*.

Vzniká otázka, aký je fyzikálny zmysel vlnovej funkcie elektrónu. Podľa všeobecne prijatého názoru, ktorý prvýkrát sformuloval nemecký fyzik MAX BORN (1882—1970; Nobelova cena za fyziku v roku 1954), sa výraz $|\psi(x, y, z, t)|^2 \Delta V$ rovná pravdepodobnosti, nájsť elektrón v čase t v malom objeme ΔV v okolí bodu so súradnicami x, y, z. Výraz $|\psi(x, y, z, t)|^2$ je teda **hustota pravdepodobnosti** výskytu elektrónu v okolí istého bodu.

Toto vysvetlenie významu elektrónovej vlny opisuje interferenčné (vlnové) aj časticové vlastnosti elektrónu. **Kvantová teória predpovedá** iba **pravdepodobnosť výskytu elektrónu** v okolí jednotlivých bodov, ale **neurčuje miesto**, v ktorom je elektrón.

Keďže elektrón má vlnové aj korpuskulárne vlastnosti, nemožno ho opísať pomocou klasickej fyziky. V klasickej fyzike je pohybu častice priradená trajektória, ktorá určuje, v ktorom mieste je častica v danom okamihu. Elektrón, ktorý má aj vlnové vlastnosti, nemožno tak jednoducho opísať. Keby sa totiž elektrón pohyboval po istej trajektórii, potom by v experimente s dvojštrbinou prechádzal iba jednou z dvoch štrbín a interferenčné javy by sa nemohli prejaviť.

To, čo platí o elektróne a fotóne, platí aj o ďalších objektoch mikrosveta, napr. protónoch, neutrónoch. Z predchádzajúceho vyplýva: **Elektrón, fotón a ďalšie objekty mikrosveta majú časticové aj vlnové vlastnosti. Ich správanie nemožno opísať zákonmi klasickej fyziky. Preto zákony kvantovej fyziky musia byť odlišné od zákonov klasickej fyziky.**

Úlohy

1. Poučná anekdota hovorí: Za múdrym rabínom prídu po sebe dvaja susedia v akomsi majetkovom spore. Rabín vypočuje prvého a vraví: „máš pravdu". Potom posúdi dôvody druhého a tiež konštatuje, „máš pravdu". Po odchode druhého prichádza do izby rabínova žena a vykríkne: „rabín, ty si poplete-

---

* Vlnová funkcia **nemá** iný význam, neopisuje vlnenie látky, ale charakterizuje v rámci kvantovej fyziky **stav častice**. Je to pojem oveľa menej názorný ako vlna na vode alebo zvuková vlna vo vzduchu. Pri opise mikrosveta, keď nemožno použiť pojmy klasickej fyziky, používame nevyhnutne aj nenázorné pojmy.

nec, ako si mohol obom povedať, že majú pravdu“? Rabín sa zamyslí a hovorí: „máš pravdu, žena“.

Porozmýšľajte, či rabín bol popletenec a skúste obmenu anekdoty zahrať ako scénku. Jej postavami budú dvaja fyzici-experimentátori. Prvý bude uvádzať svoje výsledky a dokazovať, že elektrón je vlna, druhý bude argumentovať, že elektrón je častica. Namiesto rabína zaraďte do scénky vedúceho ústavu, v ktorom pracujú obaja experimentátori.

ZHRNUTIE — ZÁKLADNÉ POJMY ATÓMOVEJ A KVANTOVEJ FYZIKY

Kvantové vlastnosti žiarenia sa výrazne prejavujú pri fotoelektrickom jave. Monofrekvenčná vlna s frekvenciou f sa pri uvoľňovaní elektrónov z povrchu kovu správa ako súbor kvánt žiarenia — **fotónov**. Každý z fotónov má energiu hf a veľkosť hybnosti $\frac{hf}{c}$. Experimentálne výsledky o fotoelektrickom jave vysvetľuje Einsteinova rovnica

$$hf = W_v + \frac{1}{2} m v^2$$

kde hf je energia dopadajúceho fotónu, W_v je výstupná práca a $\frac{1}{2} m v^2$ je kinetická energia uvoľneného elektrónu.

Potvrdením predstavy o fotónoch boli výsledky získané pri štúdiu Comptonovho javu, pri ktorom sa fotón rozptyľuje na jednom z elektrónov v atóme. Fotón pri tom odovzdáva časť svojej energie elektrónu. Energia fotónu $E = hf'$ po rozptyle je menšia ako $E = hf$ pred rozptylom. Preto je $f' < f$ a pre vlnovú dĺžku platí $\lambda' > \lambda$.

Žiarenie má v istom zmysle **vlnové** (interferencia) aj **častícové** (fotóny) vlastnosti. Žiarenie nemožno považovať ani za vlny, ani za častice klasickej fyziky.

Atóm sa skladá z atómového jadra s polomerom 10^{-15} m a z elektrónového obalu s polomerom rádovo 10^{-10} m. **Energie atómu sú kvantované.** Atóm sa môže nachádzať iba v istých „kvantových“ stavoch s istými hodnotami energie E_n. Pri prechode atómu zo stavu s energiou E_m do stavu s nižšou energiou E_n sa uvoľní jeden fotón s energiou hf danou vzťahom

$$E_m - E_n = hf$$

Kvantovanie energie atómov sa prejavuje v čiarovom spektre atómov; presvedčivo bolo dokázané vo Franckových-Hertzových pokusoch.

Elektróny a ďalšie častice majú aj vlnové vlastnosti. S elektrónom s veľkosťou hybnosti p je spojená elektrónová vlna s vlnovou dĺžkou λ danou de Broglieho vzťahom

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Vlnové vlastnosti elektrónov boli dokázané v Davissonových a Germerových experimentoch.

Elektrón má **vlnové aj časticové vlastnosti**. Keď $\psi(x, y, z, t)$ je vlnovou funkciou elektrónu, potom $|\psi(x, y, z, t)|^2 \Delta V$ určuje pravdepodobnosť výskytu elektrónu v objeme ΔV so stredom v bode (x, y, z) v čase t. Vlnová funkcia $\psi(x, y, z, t)$ nie je vlnením istého prostredia, ale charakterizuje stav častice. Hoci elektrón má aj vlnové, aj časticové vlastnosti, nie je ani vlnou, ani časticou.

7. Elektrónový obal atómu

Klasická fyzika nevedela vysvetliť ani stabilitu, ani kvantovanie energie atómov. Fyzici sa postupne presvedčili, že zákony, podľa ktorých sa správa elektrón v atóme, sú podstatne odlišné od zákonov klasickej fyziky. Kľúčom k odhaleniu týchto nových zákonov boli vlnové vlastnosti častíc. ERWIN SCHRÖDINGER (šredinger, 1887—1961), vychádzajúc z de Broglieho hypotézy o vlnových vlastnostiach častíc, sformuloval v roku 1926 základnú rovnicu kvantovej fyziky a ukázal, že táto rovnica prirodzene vysvetľuje kvantovanie energie atómu*. V tejto teórii kvantovým stavom elektrónu v atóme zodpovedajú stojaté elektrónové vlny.

Kvantovanie energie a výpočet tvaru stojatých vĺn v jednotlivých stavoch vysvetľuje kvantová fyzika, ktorá je kľúčom pri pochopení chemických vlastností atómov a chemickej väzby.

7.1 Kvantové stavy ako stojaté elektrónové vlny

Výsledky Franckových a Hertzových experimentov aj čiarový charakter spektier atómov presvedčivo ukazujú, že energie atómov sú kvantované. Keď si elektrón predstavíme ako časticu klasickej fyziky, prídeme k planetárnemu modelu atómu a nebudeme môcť vysvetliť stabilitu ani kvantovanie energie.

Z predchádzajúcej kapitoly vieme, že elektrón má časticové aj vlnové

---

* Nezávisle od Schrödingera objavil v roku 1925 základné zákonitosti kvantovej teórie nemecký fyzik WERNER HEISENBERG (hajzenberg, 1901—1976; Nobelova cena za fyziku v roku 1933). Obidvaja prišli ku kvantovej teórii úplne odlišnými spôsobmi. Ukázalo sa, že obe teórie sú ekvivalentné. My sa budeme zaoberať postupom Schrödingerovej teórie.

vlastnosti. Vychádzajme podľa de Broglieho a Schrödingera nie z časticových, ale z vlnových vlastností elektrónu. O stave elektrónu v atóme nebudeme uvažovať ako o pohybujúcej sa častici, ale ako o istom vlnovom deji. Položme si otázku: **Aký vlnový dej zodpovedá stavu s istou hodnotou energie?** Aby sme na ňu mohli odpovedať, musíme najprv nájsť typické vlastnosti kvantových stavov (t. j. stavov s istou hodnotou energie) a potom vybrať také vlnové deje, ktoré majú tieto vlastnosti.

Typické vlastnosti kvantových stavov sú:

1. **Kým atóm neprejde z daného kvantového stavu do iného, jeho stav sa nemení. Hovoríme tiež, že atóm je v stacionárnom stave.**
2. **Každému kvantovému stavu prislúcha presne určená hodnota energie.**

Prvá z týchto podmienok naznačuje, že kvantové stavy treba opísať vlnovými dejmi, ktorých charakter sa s časom nemení (stacionárne vlnové deje). Druhú podmienku možno do „jazyka vlnových dejov" preložiť na základe už známych poznatkov. Pri opise fotónov súvisí energia s frekvenciou vzťahom $E = hf$. Za predpokladu, že takýto vzťah medzi energiou a frekvenciou platí pre všetky kvantové stavy, dostaneme záver, že kvantovým stavom budú zodpovedať vlnové deje s presne určenou frekvenciou.

Kvantovým stavom budú teda zodpovedať vlnové deje, ktoré spĺňajú dve podmienky:

a) ich charakter sa s časom nemení;
b) majú presne určenú frekvenciu.

Takéto vlnové deje sú dobre známe, sú to stojaté vlny. Keď na strune, napríklad na hudobnom nástroji, vylúdime istú stojatú vlnu a ak vylúčime trenie, nebude sa charakter pohybu s časom meniť. Je tiež známe, že stojatá vlna zodpovedá určitému tónu a teda presne určenej frekvencii.

Prichádzame k priradeniu, ktoré je jednou z dôležitých myšlienok kvantovej fyziky:

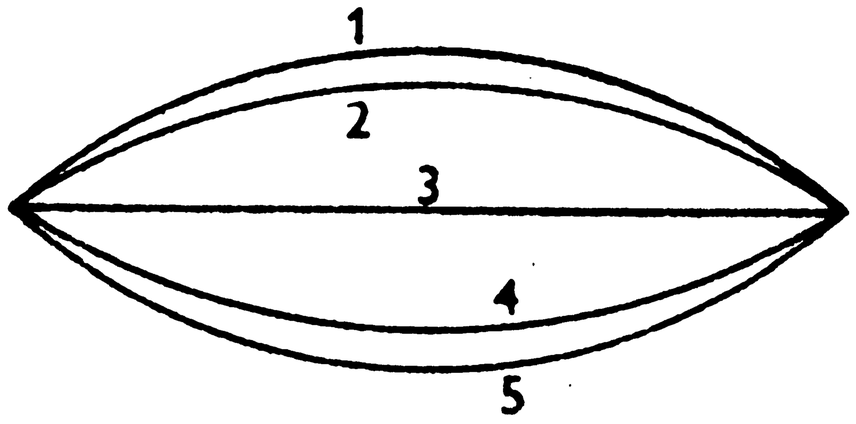
kvantové stavy elektrónu v atóme ↔ stojaté elektrónové vlny

Kvantovým stavom elektrónu v atóme sú takto priradené stojaté elektrónové vlny v troch rozmeroch. Ich matematický opis je pomerne

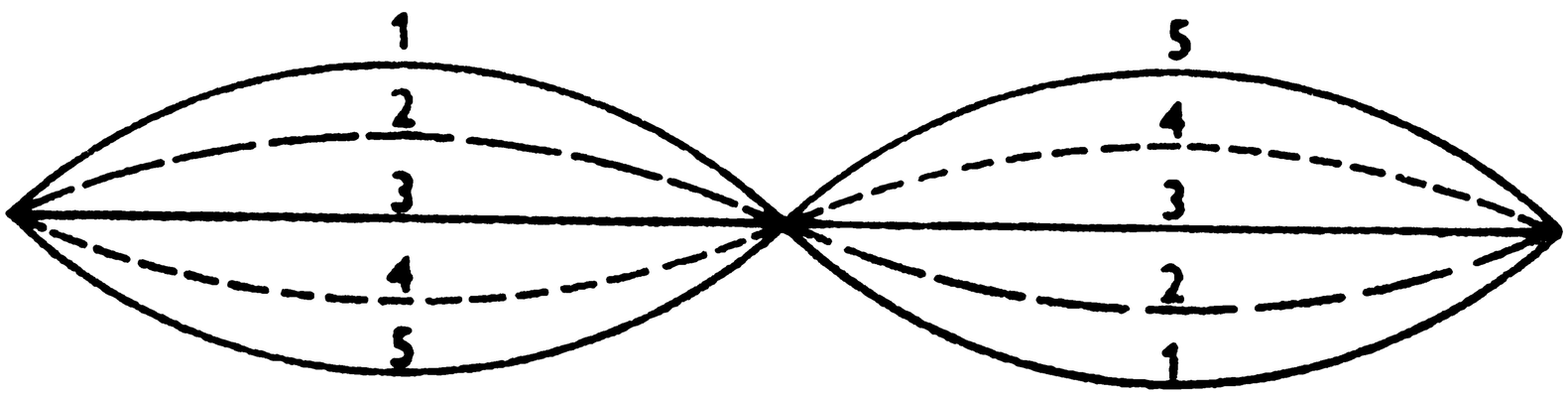
zložitý. Preto sa v nasledujúcej stati budeme zaoberať stavmi elektrónu, ktorý sa pohybuje iba v jednom smere a jeho kvantovým stavom sú priradené jednorozmerné stojaté vlny.

To, že charakter kvantového stavu sa s časom nemení, je jeho podstatnou vlastnosťou. Preto sa v odbornej literatúre kvantové stavy nazývajú **stacionárne stavy**. V ďalšom budeme používať tento názov.

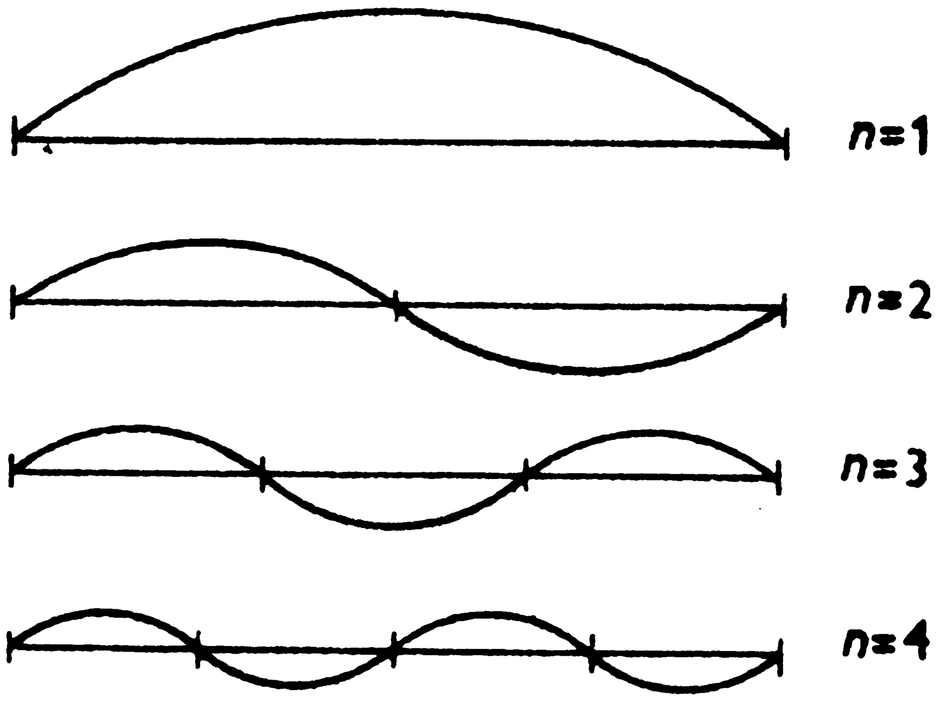
Pripomeňme si ešte základné vlastnosti stojatých vĺn v jednom rozmere. Keď rozkmitáme veľmi dlhú strunu, vznikajú na nej postupné vlny. Keď je struna upevnená v dvoch bodoch (pevných koncoch), postupné vlny sa od týchto koncov odrážajú a interferenciou viacnásobne odrazených vĺn vzniká stojatá vlna. Takéto vlny vznikajú napríklad na strunách hudobných nástrojov, kde zodpovedajú jednoduchým (čistým) tónom (majú presne určenú frekvenciu). Na strune s dĺžkou L môžeme vzbudiť rôzne stojaté vlny. Najjednoduchšia z nich je znázornená na obr. 7-1. Táto stojatá vlna zodpovedá základnému tónu. Na obr. 7-2 je ďalšia stojatá vlna, ktorú možno vzbudiť na strune s dĺžkou L. Na obrázkoch sú znázornené aj polohy, ktorými struna postupne



Obr. 7-1
Najjednoduchšia stojatá vlna na strune s dĺžkou L. Struna postupne prechádza polohami 1, 2, 3, 4, 5 a späť



Obr. 7-2
Ďalšia stojatá vlna na strune s dĺžkou L



Obr. 7-3
Amplitúdy $A_n(x)$ stojatých vĺn na strune s dĺžkou L pre $n = 1, 2, 3, 4$

prechádza. Jednoduchšie je však znázorniť iba **amplitúdu kmitajúcej struny**, t. j. polohu struny pri jej maximálnej výchylke a domyslieť si, ako struna kmitá. Amplitúdu n-tej stojatej vlny označíme $A_n(x)$. Tieto amplitúdy sú znázornené na obr. 7-3. Pre vlnovú dĺžku n-tej stojatej vlny platí

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}$$

Tento vzťah môžeme prepísať do tvaru

$$L = n\,\frac{\lambda_n}{2}$$

Pri n-tej stojatej vlne sa celá dĺžka struny rovná n-násobku polovičnej vlnovej dĺžky. Pri n-tej stojatej vlne existuje $(n - 1)$ bodov, v ktorých je amplitúda vlny nulová (ak nerátame konce struny). Tieto body nazývame **uzly**. Amplitúda kmitov je najväčšia v strede medzi susednými uzlami. Tieto body nazývame **kmitne**.

Úlohy

1. Ktoré experimenty dokazujú kvantovanie energie atómov?
2. Prečo kvantovým stavom elektrónu priraďujeme stojaté de Broglieho vlny?
3. Pripomeňme si z učiva 3. ročníka, ako vznikajú stojaté vlny na napnutých strunách, tyčiach alebo doskách. Urobte nasledujúci jednoduchý experiment. Zmiešajte asi 35 ml saponátu (napr. PUR) so 4 ml glycerínu. Roztok zrieďte 8 l vody a dobre zamiešajte. Z neizolovaného drôtu s priemerom asi 2 mm zhotovte kruhové alebo štvorcové rámčeky s priemerom okolo 20 cm. Po namočení rámčeka do roztoku vznikne na ňom blanka. Jej pravidelným rozkmitaním sa na nej utvoria stojaté vlny rozličných druhov.

* * *

E. Schrödinger (obr. 7-4) dostal v roku 1933 Nobelovu cenu za fyziku. Jeho práce z roku 1926, v ktorých boli kvantové stavy elektrónu v atóme vodíka vysvetlené ako stojaté elektrónové vlny s výpočtami hodnôt energie, jeho súčasníci vysoko ocenili. Max Planck v liste Schrödingerovi napísal: „Čítam Vašu stať so vzrušením, s akým sa dozvedá zvedavé dieťa vyriešenie hádanky, nad ktorou si dlho lámalo hlavu. Teším sa krásam, ktoré sa odkrývajú pred mojimi očami. Ale niektoré z nich musím ešte podrobnejšie preštudovať, aby som im celkom rozumel.“ Einstein písal: „Pán Planck mi so skutočným nadšením

ukázal Vašu prácu, ktorú som tiež začal študovať s obrovským záujmom.“ Na koniec listu pripísal: „Cieľ Vašej práce svedčí o skutočnej genialite.“

Obr. 7-4
Erwin Schrödinger

Schrödinger bol veľmi skromný človek, nepotrpel si na konvencie. Bol presvedčeným antinacistom. Po nástupe nacistov k moci odišiel do Írska. Do Rakúska sa vrátil až v roku 1955.

7.2 Elektrónová stojatá vlna v jednom rozmere

Predstavme si elektrón, ktorý sa môže pohybovať v jednom smere a vonkajšími silami je viazaný na úsečku s dĺžkou L.

Pre názornosť si elektrón môžeme predstaviť ako pohybujúci sa po úsečke medzi dvoma stenami kolmými na úsečku, pričom na týchto stenách nastáva úplný odraz elektrónovej vlny.

Príklad nie je celkom umelý. V prírode existujú dlhé organické molekuly, v ktorých sa elektrónové vlny správajú podobne ako pri elektróne viazanom na úsečku.

Podľa predchádzajúceho učiva budú stacionárnym stavom elektrónu viazaného na úsečku priradené stojaté elektrónové vlny. Stojaté vlny aj hodnoty energie stacionárnych stavov sú dané riešeniami rovníc kvantovej fyziky. Ukazuje sa však, že stojaté elektrónové vlny, ktoré takto

dostaneme, majú vlastnosti v mnohom analogické stojatým vlnám, ktoré vznikajú na strune. Napríklad stojatá elektrónová vlna pre elektrón viazaný na úsečke s dĺžkou L má rovnakú polohu kmitní a uzlov ako stojatá vlna na strune s rovnakou dĺžkou. Dokonca aj vlnová funkcia $\psi_n(x, t)$ elektrónu viazaného na úsečku je úmerná amplitúde $A_n(x)$ stojatej vlny kmitajúcej struny. Táto analógia nám aj bez riešenia rovníc kvantovej teórie pomôže nájsť hodnoty energie stacionárnych stavov. Na to potrebujeme totiž poznať iba dĺžku stojatej elektrónovej vlny v danom stacionárnom stave, ktorá je rovnaká ako pri stojatej vlne na kmitajúcej strune.

Podľa obr. 7-3 pre vlnové dĺžky týchto stojatých vĺn platí

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} \qquad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{7.2}$$

kde číslo n je priradené jednotlivým stacionárnym stavom elektrónu, t. j. jednotlivým stojatým vlnám. Nazýva sa **kvantové číslo**.

Pre kinetickú energiu voľného elektrónu platí

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{p^2}{2m}$$

kde $p = m v$ je veľkosť hybnosti a m hmotnosť elektrónu. Hybnosť je viazaná s vlnovou dĺžkou elektrónu de Broglieho vzťahom $p = \frac{h}{\lambda}$ a po dosadení

$$E = \frac{h^2}{2m \lambda^2} \tag{7.3}$$

Tento vzťah platí aj pre elektrón viazaný na úsečku, pričom v jednotlivých stacionárnych stavoch vlnová dĺžka nadobúda hodnoty (7.2). Po dosadení (7.2) do (7.3) nájdeme

$$E_n = \frac{h^2}{8m L^2} n^2 \qquad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{7.4}$$

Kvantovanie energie bolo spôsobené tým, že na úsečke s dĺžkou L môžu existovať iba stojaté vlny s istými vlnovými dĺžkami. Energia

základného stavu je

$$E_1 = \frac{h^2}{8m\,L^2}$$

Treba pripomenúť, že energia základného stavu je tým menšia, čím väčšia je dĺžka úsečky, na ktorú je elektrón viazaný.

V kvantovej fyzike je každý stacionárny stav elektrónu viazaného na úsečku charakterizovaný energiou E_n a vlnovou funkciou $\psi_n(x, t)$. Podľa Bornovej interpretácie určuje výraz $|\psi_n(x, t)|^2$ hustotu pravdepodobnosti nájdenia elektrónu v okolí určitého miesta na úsečke. V stacionárnych stavoch táto hustota pravdepodobnosti nezávisí od času. Dôležité je to, že na všetky fyzikálne formulované otázky môžeme dostať odpovede, ak poznáme vlnovú funkciu daného stacionárneho stavu (vieme predpovedať pravdepodobnosť výsledkov všetkých experimentov). Vlnová funkcia je úplným opisom stavu elektrónu.

Úlohy

1. Aká bude energia základného a prvého excitovaného stavu elektrónu viazaného na úsečku s dĺžkou rádovo zodpovedajúcou rozmerom atómu? Zvoľte napríklad $L = 4{,}0 \,.\, 10^{-10}$ m. [$E_1 \doteq 2{,}36$ eV, $E_2 = 9{,}44$ eV; všimnite si, že rozdiel $E_2 - E_1$ sa rádovo rovná niekoľko eV, čo sú typické rozdiely energií v atómoch.]
2. Energia základného stavu elektrónu viazaného na úsečku s dĺžkou $L = 4{,}0 \,.\, 10^{-10}$ m je 2,36 eV. Aká bude energia základného stavu neutrónu viazaného na úsečku s rovnakou dĺžkou? [1 840-krát menšia]
3. Odhadnite rádovo rozdiel energií základného a prvého excitovaného stavu guľôčky s hmotnosťou 10^{-3} kg viazanej na úsečku s dĺžkou 10^{-2} m. [Asi 10^{-41} eV, kvantovanie energie nemožno v tomto prípade experimentálne pozorovať. Energia častice sa môže meniť takmer spojite — ako v klasickej mechanike.]

7.3 Kvantovomechanický model atómu vodíka.

Kvantové čísla

Teória stacionárnych stavov atómu je oveľa zložitejšia ako teória elektrónu viazaného na úsečku. Je to spôsobené tým, že: 1. elektrónová stojatá vlna v atóme vodíka je vlnou v troch rozmeroch; 2. v atóme vodíka udržiava elektrónovú stojatú vlnu v blízkosti jadra elektrostatická príťažlivá sila, ktorá závisí od vzdialenosti od jadra. Pri elektróne

viazanom na úsečku to bolo jednoduchšie — sila sa obmedzila na to, že elektrón udržala vnútri úsečky. Vnútri úsečky bola sila nulová.

Stojaté elektrónové vlny a hodnoty energie stacionárnych stavov pre atóm vodíka už nemôžeme nájsť tak jednoducho ako pre elektrón viazaný na úsečku. Preto sa obmedzíme len na opis vlnových funkcií niektorých stacionárnych stavov a udáme príslušné hodnoty energií.

Trojrozmernosť stojatých vĺn v atóme vodíka sa prejavuje v tom, že na charakteristiku každej stojatej vlny potrebujeme nie jedno, ale **tri kvantové čísla**. Tieto čísla označujeme n, l, m a nazývame ich **hlavné**, **orbitalové** a **magnetické** kvantové číslo. Hlavné kvantové číslo nadobúda hodnoty $n = 1, 2, 3, \ldots$ Pri danom n môže l nadobúdať hodnoty $0, 1, 2, \ldots, n - 1$. Z historických dôvodov stavy s daným n, l označujeme takto: najprv napíšeme hlavné kvantové číslo n a za ním písmeno, ktoré určuje orbitalové kvantové číslo l podľa vzoru:

hodnota l	0	1	2	3	...
písmeno	s	p	d	f	

Napríklad $1s$ je stav s $n = 1$, $l = 0$, podobne $3d$ je stav s $n = 3$, $l = 2$ atď.

Pri danom n, l môže kvantové číslo m nadobudnúť $2l + 1$ rozličných hodnôt, $m = -l, -(l-1), \ldots, (l-1), l$. Spolu takto je $2l + 1$ stavov s daným n, l.

V atóme vodíka (v ostatných atómoch nie) energia elektrónu v stave s kvantovými číslami n, l, m závisí iba od hlavného kvantového čísla n. Z výpočtov vyplýva, že energia E_1 atómu v základnom stave je daná hodnotou

$$E_1 = -13{,}6\ \text{eV} \tag{7.5a}$$

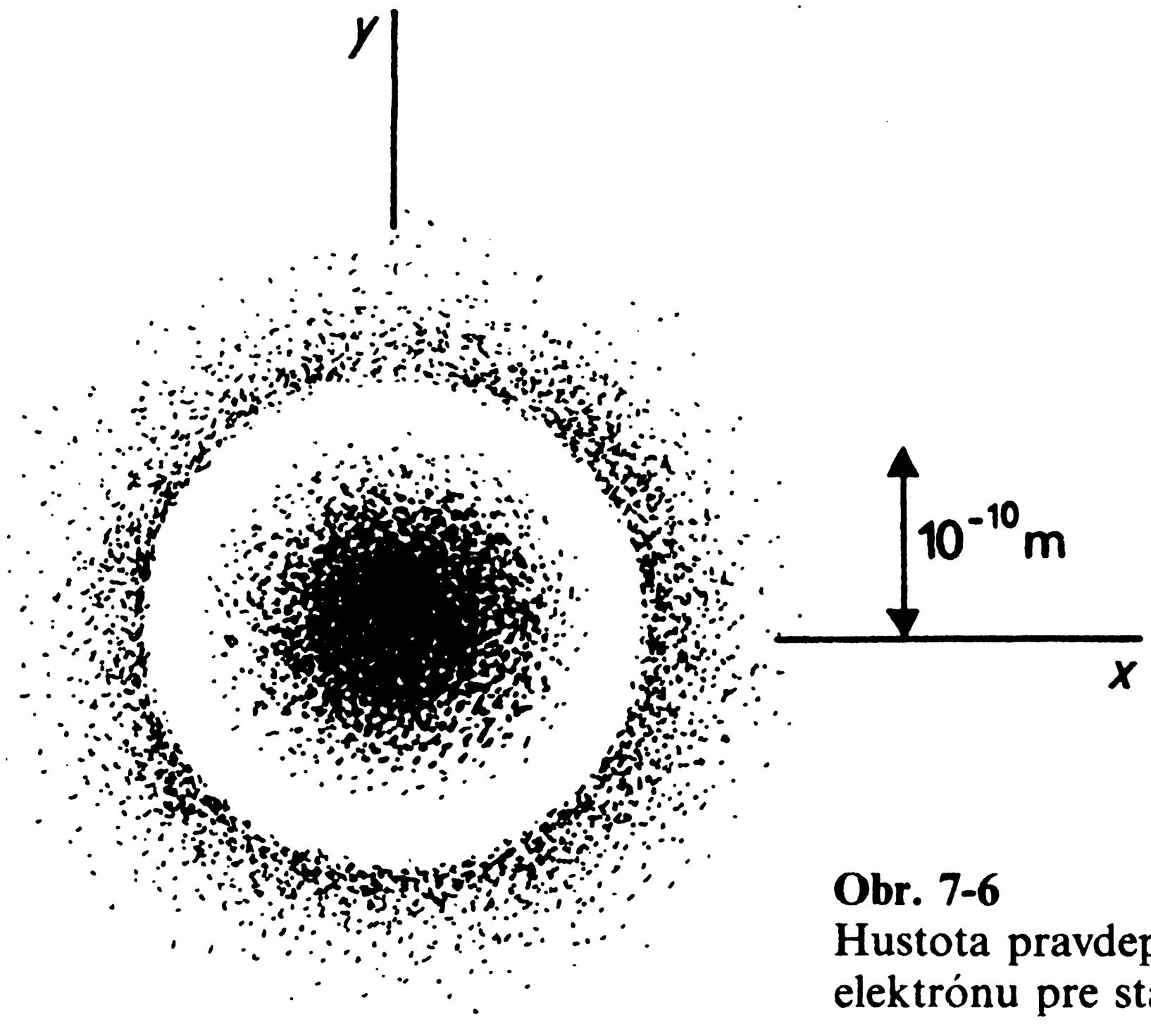
Energie excitovaných stavov sú

$$E_n = \frac{1}{n^2} E_1 \tag{7.5b}$$

Záporné hodnoty energií stacionárnych stavov súvisia s tým, že na prenos elektrónu do veľmi veľkej vzdialenosti od protónu (na ionizáciu atómu) potrebujeme kladnú prácu (pozri diskusiu v stati 6.7). Hodnoty energií stacionárnych stavov atómu vodíka sú znázornené na obr. 6-10.

S kvantovými číslami stacionárnych stavov atómu vodíka a s vlnovými funkciami ste sa oboznámili vo vyučovaní chémie v 1. ročníku. Viete, že vlnová funkcia stacionárneho stavu atómu vodíka sa nazýva aj **atómový orbital**. V chémii má pojem orbital o niečo odlišný význam. Keď je daný stacionárny stav opísaný vlnovou funkciou $\psi(x, y, z, t)$, potom $|\psi(x, y, z, t)|^2$ udáva hustotu pravdepodobnosti výskytu elektrónu v okolí miesta so súradnicami x, y, z v čase t. Orbital označuje oblasť priestoru vybratú tak, aby pravdepodobnosť výskytu elektrónu v tejto

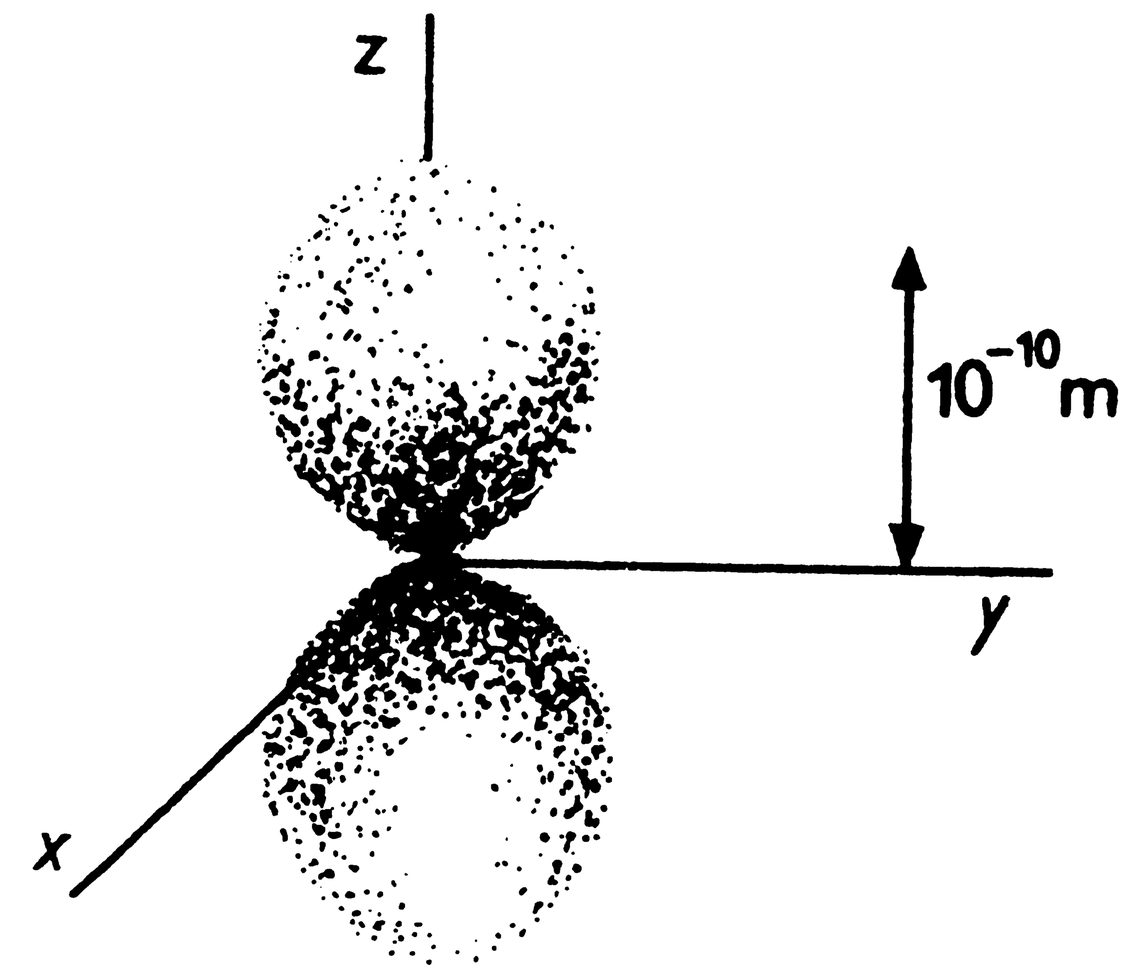
Obr. 7-5
Hustota pravdepodobnosti výskytu elektrónov v základnom stave atómu vodíka



Obr. 7-6
Hustota pravdepodobnosti výskytu elektrónu pre stav 2*s* atómu vodíka

oblasti bola čo najväčšia, napr. 99 %. Ďalej budeme pojem orbital alebo atómový orbital chápať — ako je to vo fyzike zvykom — priamo ako vlnovú funkciu daného stacionárneho stavu.

Na obr. 7-5 je znázornená hustota pravdepodobnosti výskytu elektrónu v stave 1*s*, t. j. v základnom stave atómu vodíka s kvantovými číslami *n*, *l*, *m* danými trojicou čísiel (1, 0, 0). Tmavšie miesta na obrázku zodpovedajú väčej hustote pravdepodobnosti výskytu elektrónu v danej oblasti. Na obr. 7-6 je znázornená hustota pravdepodobnosti pre stav 2*s* s kvantovými číslami (2, 0, 0), na obr. 7-7 pre stav s kvantovými číslami (2, 1, 0) nazvaným $2p_z$ stavom. Index *z* v označení stavu súvisí s tým, že hustota pravdepodobnosti je najväčšia v blízkosti osi *z*.



Obr. 7-7
Hustota pravdepodobnosti výskytu elektrónu pre stav (2, 1, 0) atómu vodíka

Úlohy

1. Zopakujte si učivo o spektrách, najmä o spektre atómu vodíka zo 4. kapitoly.
2. Balmerova séria v atóme vodíka zodpovedá prechodom zo stacionárnych stavov s $n' > 2$ do stavu s $n = 2$. Vypočítajte energie a vlnové dĺžky fotónov čiar Balmerovej série, ktoré zodpovedajú prechodom $3 \rightarrow 2$, $4 \rightarrow 2$, $5 \rightarrow 2$. [1,90 eV, 2,54 eV, 2,86 eV; 652 nm, 488 nm, 434 nm]
3. Určte energiu a vlnovú dĺžku fotónu vyslaného pri prechode zo stacionárneho stavu s hlavným kvantovým číslom $n' = 2$ do stavu s $n = 1$ (prvá čiara Lymanovej série). [10,2 eV; 121 nm, čiara je v ultrafialovej oblasti.]
4. Koľko stavov s rôznymi hodnotami orbitalového *l* a magnetického *m* kvantového čísla existuje pri danom hlavnom kvantovom čísle *n* pre a) $n = 1$; b) $n = 2$; c) $n = 3$? d) Pokúste sa určiť počet stavov pre všeobecnú hodnotu *n*. [a) 1; b) 4; c) 9; d) n^2]

7.4 Pauliho princíp

Atóm vodíka s jediným elektrónom je pomerne jednoduchou sústavou. Atómy s väčším počtom elektrónov sú oveľa zložitejšie sústavy. No aj tak možno približne opísať ich elektrónovú štruktúru. V istom priblížení si môžeme totiž predstaviť, že každý z elektrónov v atóme s protónovým číslom Z sa pohybuje v istom **efektívnom** poli skladajúcom sa z poľa jadra s nábojom $+Ze$ a z poľa ostatných $(Z-1)$ elektrónov s celkovým nábojom $-e(Z-1)$ nachádzajúcich sa v atóme. Môžeme tiež povedať, že každý z elektrónov sa pohybuje v poli jadra tienenom ostatnými $(Z-1)$ elektrónmi. Stacionárne stavy jedného elektrónu v tienenom „coulombovskom" poli sú tiež charakterizované energiou a vlnovou funkciou určenou tromi kvantovými číslami n, l, m. Energia však už nezávisí iba od hlavného kvantového čísla n, ale aj od orbitalového kvantového čísla l.

Pri opise štruktúry elektrónového obalu atómu je hlavné to, ako elektróny obsadzujú stavy s danými kvantovými číslami. Vyplýva to napríklad z toho, že keby všetky elektróny v atóme boli v stave s kvantovými číslami (1, 0, 0), bola by štruktúra všetkých atómov veľmi podobná a ich fyzikálne a chemické vlastnosti by sa nemenili periodicky so zväčšujúcim sa protónovým číslom Z.

Rozhodujúcim krokom pri dešifrovaní štruktúry atómov bol objav Pauliho princípu v roku 1924: **V určitom stacionárnom stave atómu, opísanom kvantovými číslami n, l, m, môžu sa nachádzať nanajvýš dva elektróny.**

Pauli pri formulovaní svojho princípu vyslovil predpoklad, že stav elektrónu v atóme je určený štyrmi kvantovými číslami. Štvrté, tzv. **spinové kvantové číslo,** môže nadobudnúť iba dve hodnoty. Pauliho princíp znie: V atóme nemôžu byť dva elektróny, ktoré by mali **všetky** štyri kvantové čísla rovnaké.

V experimentoch sa spinové kvantové číslo prejavuje tak, že elektrón sa správa ako malý magnet, ktorý môže mať vzhľadom na smer vonkajšieho magnetického poľa iba dve orientácie.

Úlohy

1. Vysvetlite Pauliho princíp.
2. V atóme Li sú tri elektróny. V akých stacionárnych stavoch sa nachádzajú v stave s najmenšou celkovou energiou atómu, ak platí Pauliho princíp a v akých stavoch by sa nachádzali, keby neplatil? [Dva elektróny sú v stave s $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$ a jeden elektrón v niektorom zo stavov s $n = 2$. Keby Pauliho princíp neplatil, boli by všetky elektróny v stave s $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$]

* * *

WOLFGANG PAULI (1900—1958; Nobelova cena za fyziku v roku 1945, obr. 7-8) bol jedným z najvýznamnejších fyzikov tohto storočia. Ako štrnásťročný ovládal diferenciálny a integrálny počet. Hneď po maturite na gymnáziu vo Viedni napísal niekoľko prác zo všeobecnej teórie relativity, ktoré vysoko ohodnotil aj Einstein. Neskôr spolupracoval s Heisenbergom a Bohrom na výskumoch štruktúry atómu, prispel k objasneniu fyzikálneho významu kvantovej teórie, napísal základné práce z viacerých oblastí fyziky. Počas druhej svetovej vojny pracoval v USA a odmietol zúčastniť sa na výskume jadrových zbraní. Pauli bol ostrým a nekompromisným kritikom „lacných" a chybných prác. Preto ho priatelia prezývali „svedomím fyziky".

Obr. 7-8
Wolfgang Pauli

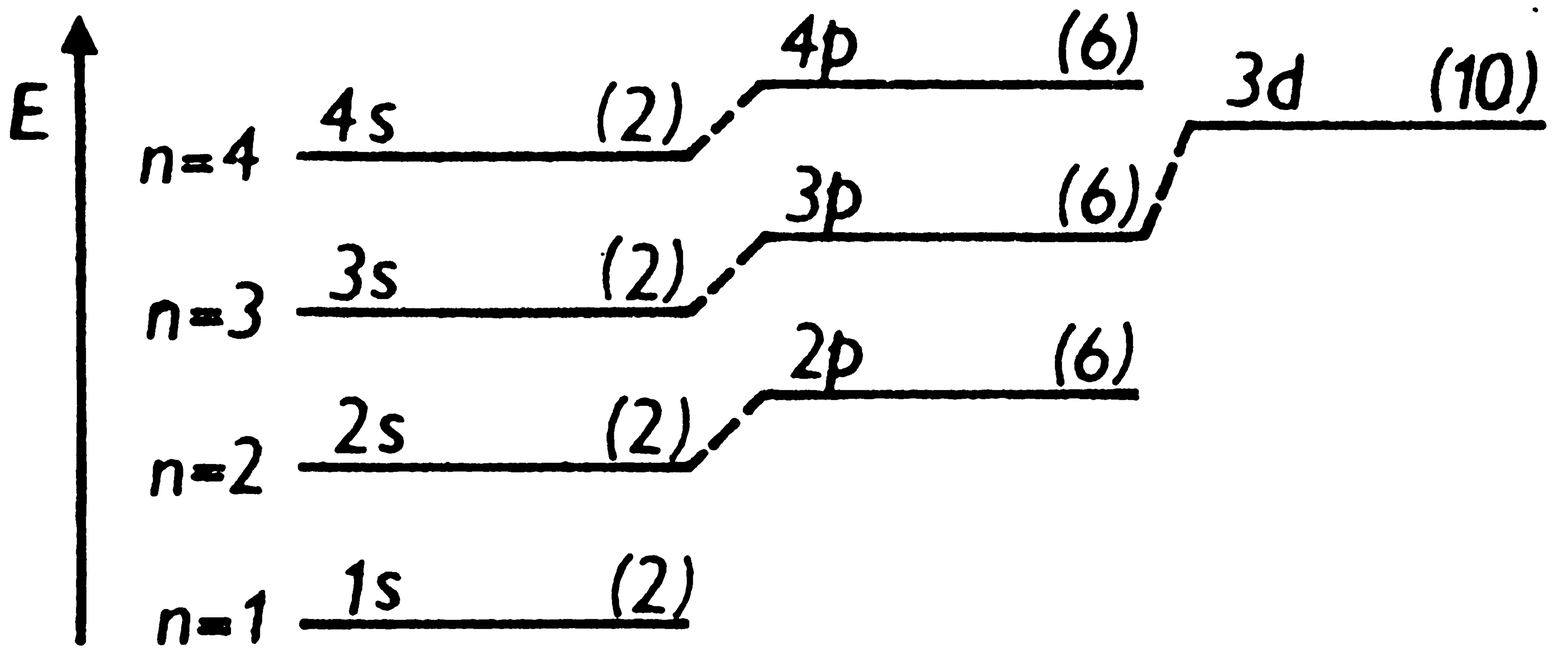
7.5 Atómy s viacerými elektrónmi. Periodická sústava prvkov

Vysvetlenie štruktúry atómov s viacerými elektrónmi je jedným z veľmi dôležitých výsledkov kvantovej teórie.

V úvode state 7.4 sme hovorili, že v atóme so Z elektrónmi sa každý z elektrónov pohybuje v silovom poli danom elektrostatickým poľom jadra tienenom zostávajúcimi $(Z - 1)$ elektrónmi. Vlnová funkcia elektrónu v takomto silovom poli je určená zasa tromi kvantovými číslami n, l, m, ale — na rozdiel od atómu vodíka — energia elektrónu závisí od kvantových čísel n, l.

Je to spôsobené tým, že v stavoch s rovnakým n, ale rozličným l, je pravdepodobnosť výskytu elektrónu blízko jadra väčšia pre stav s menším l. V blízkosti jadra je silové pole jadra menej tienené ostatnými elektrónmi. Preto energia stavu s menším l je menšia — elektrón s menším l je viazaný silnejšie.

Závislosť energie elektrónov od kvantových čísel n, l pre atómy ťahších prvkov je znázornená na obr. 7-9. Všimnite si, že energia stavu $3d$ je vyššia ako energia stavu $4s$.



Obr. 7-9
Schéma energetických hladín elektrónov v ťahších atómoch. Pri každej hladine je jej spektroskopické označenie a maximálny počet elektrónov na tejto hladine. Prerušovaná čiara spája hladiny s rovnakým n. Postupnosť hladín je zachovaná

Hodnoty energie stacionárnych stavov elektrónov nazývame tiež energetické hladiny.

V základnom stave atómu elektróny obsadzujú hladiny s najnižšími energiami, ale tak, aby bol splnený Pauliho princíp. Ku každej dvojici n, l existuje $2l + 1$ stavov s rozličnými hodnotami kvantového čísla

m. Stavy, ktoré sa odlišujú iba hodnotou čísla m, majú rovnaké energie. Podľa Pauliho princípu v stave s daným n, l, m môžu byť nanajvýš dva elektróny. Na energetickej hladine s daným n, l môže byť takto nanajvýš $2(2l + 1)$ elektrónov.

Teraz si podrobnejšie všimneme **elektrónové konfigurácie**, t. j. rozdelenie elektrónov niektorých atómov do jednotlivých energetických hladín.

Vodík má jeden elektrón v stave 1s. Je jednoväzbový.

Hélium má dva elektróny v stave 1s. Jeho elektrónovú konfiguráciu označujeme $(1s)^2$. Zaplnená hladina 1s súvisí s „neochotou" hélia vstupovať do chemických reakcií.

Lítium má elektrónovú konfiguráciu $(1s)^2(2s)^1$. Elektrón v stave 2s je viazaný slabšie ako elektróny v stave 1s. Lítium je jednoväzbové — v chemickej väzbe sa zúčastňuje elektrón v stave 2s.

Berýlium má v základnom stave elektrónovú konfiguráciu $(1s)^2(2s)^2$. Ako vidieť z obr. 7-9, je rozdiel medzi energiami elektrónov v stavoch 2s a 2p pomerne malý. V zlúčeninách je Be dvojväzbové, atóm Be vstupuje do väzby v konfigurácii zodpovedajúcej excitovanému stavu $(1s)^2(2s)^1(2p)^1$. Energia v excitovanom stave je síce o niečo vyššia ako energia v základnom stave, ale ak je väzbová energia Be v molekule väčšia ako rozdiel energií stavov 2s a 2p, je výsledná molekula stabilná.

Uhlík má šesť elektrónov. Jeho elektrónová konfigurácia v základnom stave je $(1s)^2(2s)^2(2p)^2$. V tomto stave je uhlík dvojväzbový ako v molekule oxidu uhoľnatého CO. Keď sa však atóm uhlíka viaže v molekule v excitovanom stave $(1s)^2(2s)^1(2p)^3$, môžu sa na väzbe zúčastniť elektróny v stavoch $(2s)^1(2p)^3$ a uhlík je štvorväzbový, ako v molekule metánu CH_4.

Teraz niekoľko prvkov vynecháme a zastavíme sa pri **neóne**. Jeho elektrónová konfigurácia je $(1s)^2(2s)^2(2p)^6$. Neón má zaplnené energetické hladiny 2s a 2p. Chemické vlastnosti a štruktúru má podobné héliu — obidva atómy majú zaplnené energetické hladiny, pričom najbližšia neobsadená hladina má energiu oveľa väčšiu ako hladiny, ktoré sú zaplnené.

Sodík má elektrónovú konfiguráciu $(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^1$. Rovnako ako lítium má v nezaplnenej hladine jeden elektrón. Sodík a lítium majú príbuzné chemické vlastnosti.

Podobne možno pokračovať pri všetkých prvkoch periodickej sústa-

vy prvkov. Presvedčili by sme sa, že chemické vlastnosti prvkov úzko súvisia s ich elektrónovou konfiguráciou.

Úlohy

1. Aké elektrónové konfigurácie majú atómy dusíka a kyslíka? [$(1s)^2(2s)^2(2p)^3$; $(1s)^2(2s)^2(2p)^4$]
2. Prečo má draslík a sodík podobné vlastnosti? Sodík má 11 a draslík 19 elektrónov. Všimnite si, že hladina $3d$ je na obr. 7-9 vyššie ako hladina $4s$.
3. Zapíšte elektrónovú konfiguráciu atómu železa (26 elektrónov). [$(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^6(4s)^2(3d)^6$]
4. Aké by boli elektrónové konfigurácie atómov, keby neplatil Pauliho princíp? Záviseli by chemické vlastnosti prvkov periodicky od protónového čísla Z? [Všetky elektróny by boli v rovnakom stave. Vlastnosti prvkov by nezáviseli periodicky od Z.]

7.6 Chemická väzba

Chemické väzby možno približne rozdeliť na **iónové** a **kovalentné***.

Príkladom **iónovej** väzby je molekula chloridu sodného NaCl. Kvalitatívne vysvetlenie iónovej väzby bolo známe už pred vznikom kvantovej teórie. V molekule NaCl stráca atóm Na jeden valenčný elektrón a atóm Cl tento elektrón získa. Molekula NaCl sa takto skladá z dvoch elektricky nabitých iónov Na^+Cl^-.

Na základe **kovalentnej** väzby vzniká molekula vodíka H_2 a prevažná väčšina väzieb v organickej chémii. V molekule H_2 majú obidva atómy vodíka rovnakú funkciu. Experimenty vylučujú možnosť, že by jeden atóm vodíka stratil elektrón, ktorý by druhý atóm získal.

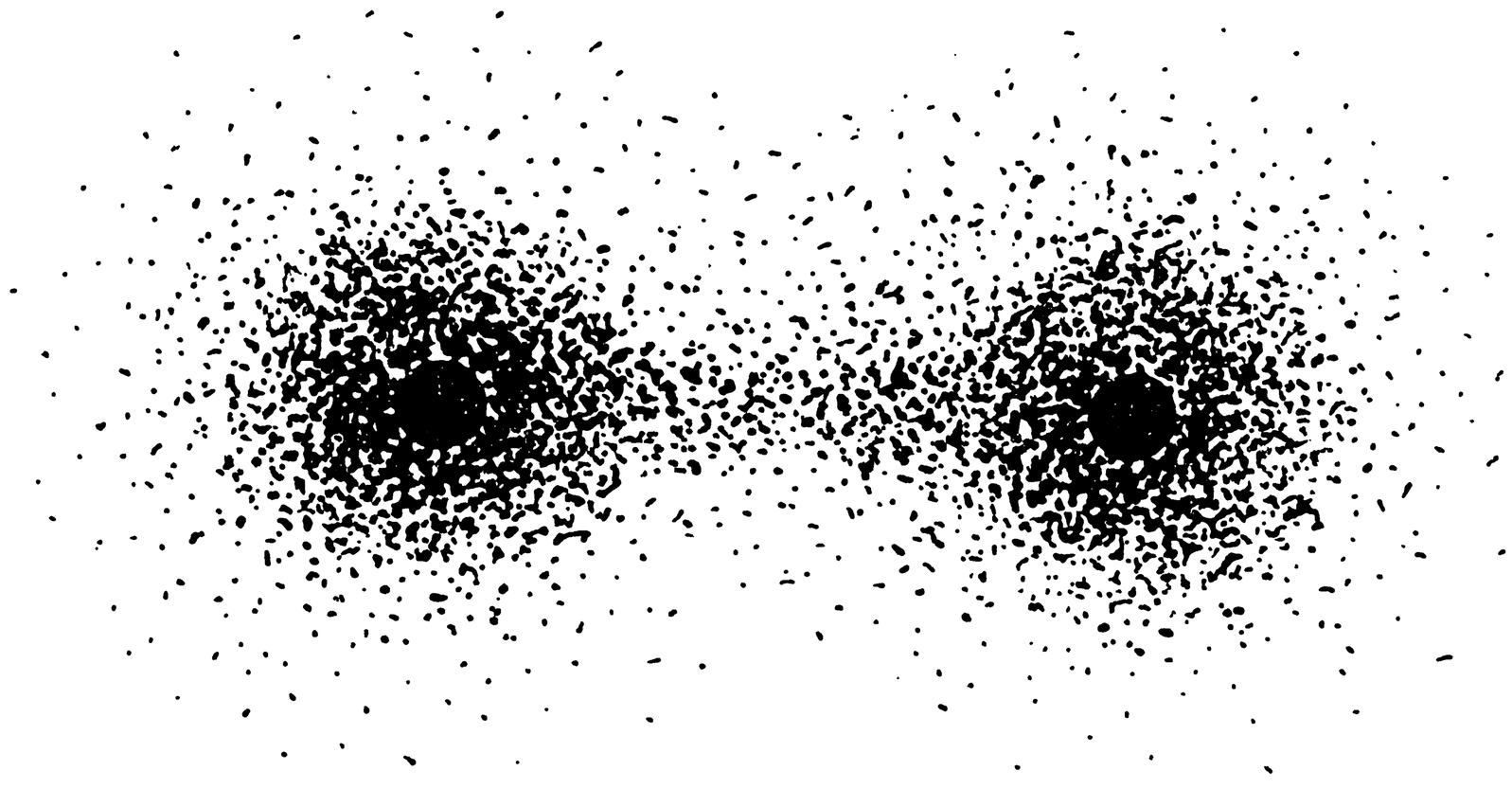
Kovalentnú väzbu v molekule H_2 vysvetlili v roku 1927 v rámci kvantovej teórie HEITLER a LONDON (hajtler, london). Ich vysvetlenie neskôr spresnili JAMES a COOLIDGE (džejms, kúlidž). Tieto práce možno považovať za začiatok novej vednej disciplíny — kvantovej chémie. Kvantoví chemici v súčasnosti vedia pomocou základných rovníc kvantovej teórie a výkonných počítačov určiť

---

* Toto rozdelenie nie je absolútne, v skutočnosti existujú väzby, ktoré sú prechodom medzi obidvoma typmi.

podrobnosti v štruktúre molekúl, ktoré sa skladajú z viacerých jadier a elektrónov.

Pri diskusii o chemickej väzbe začneme s najjednoduchšou molekulovou sústavou, a to iónom H_2^+, ktorý sa skladá z dvoch protónov a jedného elektrónu. Hmotnosť protónu je oveľa väčšia ako hmotnosť elektrónu. Preto si ión H_2^+ môžeme predstaviť ako dva nehybné protóny v istej vzdialenosti R od seba a elektrón, ktorý sa pohybuje v elektrostatickom poli budenom týmito dvoma protónmi. Keď sú protóny dostatočne blízko pri sebe, vzniká v priestore okolo nich stojatá elektrónová vlna spoločná obom protónom. Vlnovú funkciu, ktorá opisuje takýto stav elektrónu, nazývame **molekulovým orbitalom**. Rozdelenie pravdepodobnosti, ktoré prislúcha tomuto molekulovému orbitalu, je na obr. 7-10.



Obr. 7-10
Hustota pravdepodobnosti výskytu elektrónu v molekule H_2^+. Veľké čierne bodky znázorňujú protóny

Podrobné výpočty ukazujú, že energia systému skladajúceho sa z dvoch protónov a molekulového orbitalu elektrónu je pri istých vzdialenostiach R menšia ako energia atómu vodíka v základnom stave a energia jedného protónu vo veľkej vzdialenosti od atómu. Preto sa ión H_2^+ nemôže samovoľne rozpadnúť na atóm vodíka a protón.

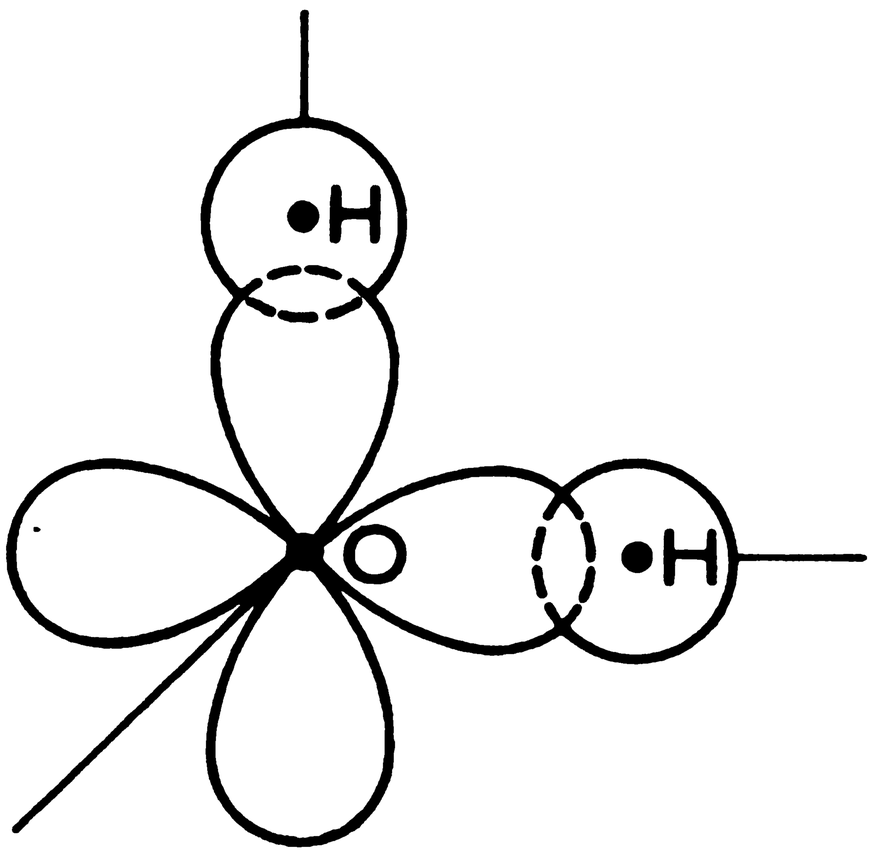
Skutočný rozmer molekuly H_2^+ je daný vzdialenosťou R, pri ktorej je energia H_2^+ minimálna.

V molekule H_2 sú dva elektróny. Obidva sa dostanú do stavu zodpovedajúcemu molekulovému orbitalu v H_2^+. Táto elektrónová konfigurácia súhlasí s Pauliho princípom. V tom istom molekulovom orbitale už nemôže byť viac elektrónov. Podobné dvojice elektrónov sú typické pre kovalentné väzby.

Kvantová teória vysvetľuje aj priestorové rozloženie atómov v molekulách. Spomeňme ako príklad molekulu vody H_2O. V základnom stave má atóm kyslíka elektróny rozdelené takto:

$$(1s)^2\,(2s)^2\,(2p_x)^2\,(2p_y)^1\,(2p_z)^1$$

pričom $(1s)^2$ značí, že v stave $1s$ sú dva elektróny atď. Stavu $2p_z$ zodpovedá stojatá vlna tvaru „činky" v smere osi z. Podobne stavom $2p_x$, $2p_y$ zodpovedajú stojaté vlny tvaru „činiek" v smere osí x, y. Elektrón z jedného z atómov H utvorí spoločnú dvojicu elektrónov s elektrónom atómu kyslíka v stave $(2p_y)^1$. Táto dvojica tvorí podobnú väzbu ako dvojica elektrónov v molekule H_2. Elektrón z druhého atómu vodíka utvorí podobnú dvojicu s elektrónom $(2p_z)^1$ atómu kyslíka. Podľa tejto jednoduchej predstavy má molekula vody H_2O tvar znázornený na obr. 7-11 (skutočný tvar je zložitejší, napr. uhol medzi dvoma kovalentnými väzbami nie je 90°, ale 104,5°). Podobne možno vysvetliť aj priestorové štruktúry mnohých iných molekúl.



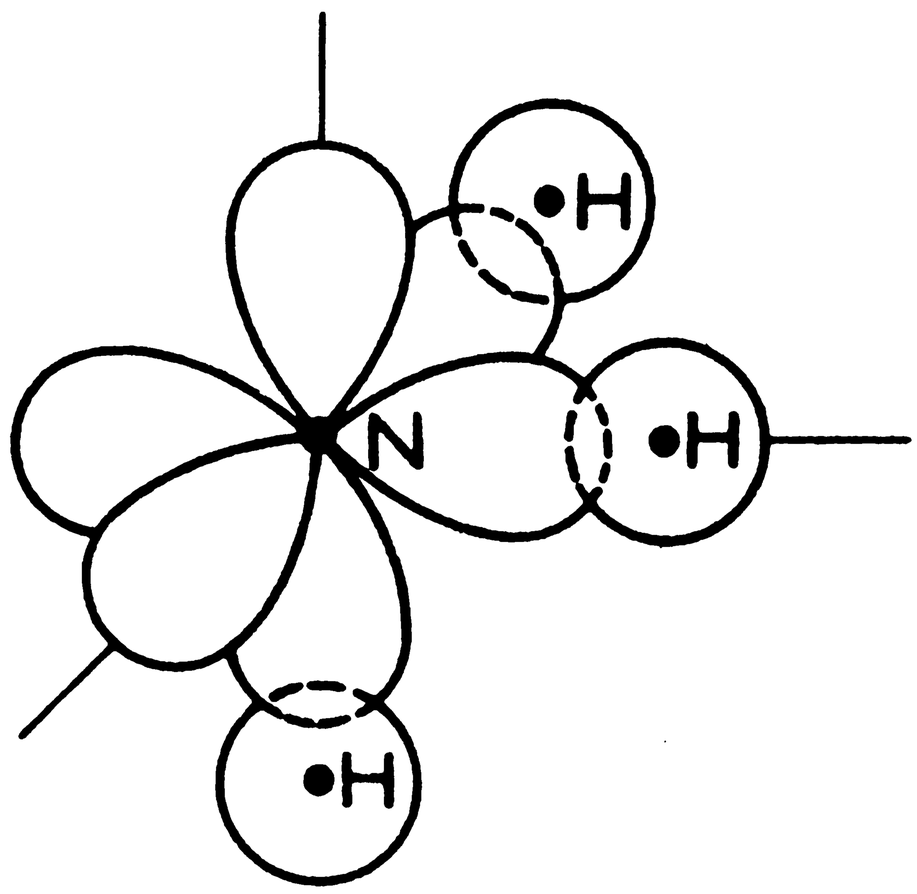
Obr. 7-11
Náčrt približného tvaru molekuly H_2O. Z atómu kyslíka sú znázornené iba orbitaly, ktoré sa zúčastňujú na väzbe

Úlohy

1. Väzbová energia molekuly H_2 je 4,48 eV (je to energia, ktorú treba dodať molekule H_2, aby sme ju rozdelili na dva atómy H). Akú najväčšiu vlnovú

dĺžku musí mať žiarenie, ktoré je schopné rozdeliť molekulu H_2 na dva atómy H? [77 nm]

2. V chémii sa väzbová energia zvyčajne vyjadruje v jednotkách $kJ.mol^{-1}$. Vysvetlite zmysel tejto jednotky a ukážte jej súvis s väzbovou energiou molekuly. Aká je väzbová energia molekuly H_2 v jednotkách $kJ.mol^{-1}$? [$N_A . 4{,}48\ eV \doteq 432\ kJ.mol^{-1}$]
3. Zjednodušená geometrická štruktúra molekuly amoniaku NH_3 je znázornená na obr. 7-12. Pripomeňte si elektrónovú konfiguráciu dusíka a vysvetlite štruktúru molekuly NH_3. [Elektrónová konfigurácia: $(1s)^2(2s)^2(2p_x)^1(2p_y)^1(2p_z)^1$, každý z elektrónov $2p$ tvorí pár s elektrónom atómu vodíka.]



Obr. 7-12
Náčrt približného tvaru molekuly NH_3

ZHRNUTIE — ELEKTRÓNOVÝ OBAL ATÓMU

Vlnové vlastnosti častíc sú kľúčom k vysvetleniu vzniku kvantových stavov. Kvantovým stavom elektrónu viazaného na úsečku sú priradené **stojaté vlny**. Každý stav elektrónu viazaného na úsečku je charakterizovaný jedným kvantovým číslom $n = 1, 2, \ldots$. Stacionárnym stavom elektrónu v atóme sú priradené stojaté elektrónové vlny charakterizované tromi kvantovými číslami n, l, m. V atóme je energia elektrónu určená hlavným kvantovým číslom n, pričom

$$E_n = \frac{1}{n^2} E_1, \qquad E_1 = -13{,}6\ eV, \quad n = 1, 2, 3, \ldots$$

V atómoch s viacerými elektrónmi je stav každého z elektrónov určený tromi kvantovými číslami n, l, m. Podľa **Pauliho princípu** v každom stave s kvantovými číslami n, l, m môžu byť nanajvýš dva elektróny.

8. Atómové jadrá a elementárne častice

Fyzika atómového jadra (tiež jadrová alebo nukleárna fyzika) a fyzika elementárnych častíc sú mladé vedné odbory. Koncom minulého storočia objavil BECQUEREL (bekerel, 1852—1908) prenikavé žiarenie vysielané niektorými prvkami. Vlastnosti tohto žiarenia študoval podrobne v spolupráci so svojou asistentkou M. CURIEOVOU-SKŁODOWSKOU (kyriová, 1867—1934) a jej manželom P. CURIE (kyri, 1859—1906). Pomocou jedného druhu tohto žiarenia, tzv. žiarenia α, objavil v roku 1911 Rutherford so svojimi spolupracovníkmi atómové jadro. Tento objav považujeme za zrod jadrovej fyziky. Neutrón objavil v roku 1932 J. CHADWICK (čedvik, 1891—1974). Tento objav bezprostredne viedol k predstave, že jadrá sa skladajú z protónov a neutrónov. Pri ostreľovaní jadier časticami α objavili v roku 1934 I. CURIEOVÁ (1897—1956, dcéra M. Curieovej) a F. JOLIOT CURIE (žolio kyri, 1900—1958) **umelú rádioaktivitu**. Umelú rádioaktivitu pozoroval v roku 1934 pri ostreľovaní jadier neutrónmi aj E. FERMI (1901—1954). Ich objavy vzbudili pozornosť vedeckých kruhov, ale širšia verejnosť sa o ne bližšie nezaujímala.

Štiepenie jadra uránu spôsobené dopadajúcimi neutrónmi pozorovali v roku 1938 O. HAHN (hán, 1879—1968) a F. STRASSMANN (štrasman, 1902—1980). Význam tohto objavu si fyzici okamžite uvedomili a ďalší výskum bol rýchlo utajený. Atómové bomby (správnejšie jadrové), ktoré dopadli v auguste v roku 1945 na Hirošimu a Nagasaki, ukázali hrozným spôsobom veľkosť energie ukrytej v atómových jadrách.

V súčasnosti prispieva jadrová energia asi 10 % k celkovej výrobe energie a očakáva sa, že do roku 2000 sa tento podiel zvýši asi na 17 %. Zdokonaľujú sa však aj jadrové zbrane. Úsilie za odvrátenie jadrovej

katastrofy a výlučne mierové využitie jadrovej energie je vecou všetkých rozumne uvažujúcich ľudí na svete.

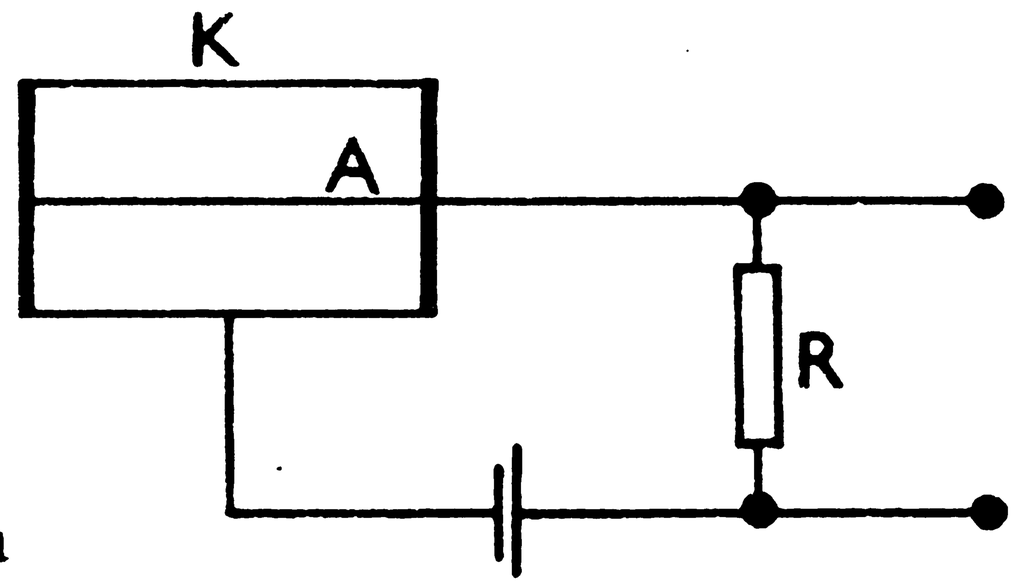
Využitie poznatkov jadrovej fyziky sa neobmedzuje len na energetiku. Rádioizotopy pomáhajú určovať vek archeologických vykopávok, používajú sa pri diagnóze, aj pri liečení, pomáhajú merať rýchlosť chemických reakcií, obeh látok v rastlinách a iných organizmoch atď.

O tom, ako sa k týmto poznatkom dospelo a ako sa využívajú, budeme hovoriť v nasledujúcich statiach.

8.1 Experimentálne metódy jadrovej fyziky. Detekcia častíc

Žiarenie vysielané atómovými jadrami nepôsobí priamo na naše zmysly. Preto sa všetky poznatky jadrovej fyziky zakladajú na experimentoch, pri ktorých je nevyhnutná **detekcia častíc** (z lat. *detego* — odkrývam, odhaľujem; porovnaj detektor, detektív). Becquerel objavil jadrové žiarenie pomocou sčernenia fotografickej platne spôsobeného žiarením. V Rutherfordových pokusoch bol dopad častíc α zisťovaný podľa záblesko v vyvolaných na scintilačnom tienidle. V súčasnosti používame aj iné detekčné prístroje. Ich údaje bývajú zvyčajne spracované elektronicky. V tejto stati sa oboznámime iba s princípom niektorých detektorov. V ďalšom spoznáme niektoré metódy štúdia jadier a elementárnych častíc.

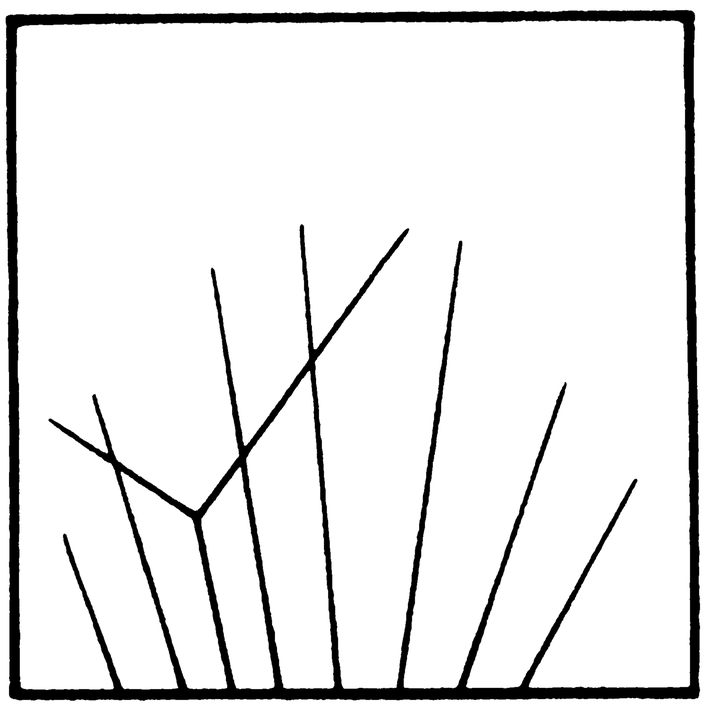
V Geigerovom-Müllerovom počítači (GM; obr. 8-1) elektrické napätie asi 1 200 V medzi valcovou katódou K a anódou A z tenkého drôtu udržuje v trubici plnenej plynom silné elektrické pole. Častica, ktorá preletí trubicou, ionizuje niekoľko molekúl plynu. Elektróny, ktoré pritom vzniknú, sú urýchľované k anóde. Intenzita poľa v okolí anódy



Obr. 8-1
Schéma Geigerovho-Müllerovho počítača

je veľká, elektróny získavajú veľkú energiu a ionizujú ďalšie molekuly. Vznikne lavína (zosilnenie) a okruhom prejde krátky impulz. Napätie na odpore R sa zmenší, a zmenší sa aj intenzita poľa v trubici. Tým prestane ionizácia plynu a GM počítač sa vráti do pôvodného stavu.

V hmlovej komore, ktorá sa používa od roku 1911, privádzame na krátky čas pary kvapaliny (voda, etanol atď.) do presýteného stavu. V tomto stave majú pary sklon ku kondenzácii. Ak v tomto čase prejde komorou nabitá častica (napr. častica α), ktorá ionizuje molekuly pary, stávajú sa vznikajúce ióny kondenzačnými centrami*. Vznikajú na nich malé kvapôčky kvapaliny. Tieto kvapôčky možno pozorovať, prípadne zachytiť na fotografii (obr. 8-2). V novšej **bublinovej komore** sa privádza na krátky čas kvapalina, najčastejšie tekutý vodík, do prehriateho stavu (kvapalina takmer začína vrieť). Ióny vznikajúce pri prechode nabitej častice kvapalinou sa stávajú zárodkami bubliniek. Tieto bublinky môžeme pri vhodnom osvetlení fotografovať a z fotografií získať podrobnú informáciu o trajektórii častice v priestore**.



Obr. 8-2
Stopy častíc α v hmlovej komore. Častice vychádzajú zo zdroja umiesteného pod komorou. Zdanlivé rozvetvenie jednej zo stôp zodpovedá zrážke častice α s protónom

Keď je hmlová alebo bublinová komora v magnetickom poli, môžeme zo zakrivenia trajektórie určiť hybnosť častice. Z hustoty bubliniek pozdĺž stopy častice môžeme niekedy určiť rýchlosť častice. Pomocou bublinových komôr sme získali veľa informácií o fyzike elementárnych častíc.

---

* Presýtená para je metastabilným stavom látky. Na kondenzačných centrách sa para mení na kvapalinu.

** Aby sme dostali tvar trajektórie v priestore, musíme každú stopu častice zachytiť niekoľkými objektívmi.

Spomenuli sme dva typy detektorov: **počítače** a **dráhové komory**. Počítače zaznamenávajú prelet častice danou oblasťou priestoru (napr. GM trubicou). Pomocou dráhových komôr sledujeme trajektóriu častíc.

Na detekciu letiacich nabitých častíc alebo fotónov s vysokou energiou sa využívajú ich **ionizačné účinky**. Priame účinky častice treba zväčša **zosilniť**, napr. pri lavíne v GM počítači, pri raste kvapôčok v prehriatej kvapaline.

Úlohy

1. Častica α sa pohybuje rýchlosťou $1{,}5 \cdot 10^7\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ vo vzduchu. a) Koľko dvojíc iónov môže utvoriť, ak na utvorenie jedného páru (ión—elektrón) stratí priemerne 34 eV? b) Aký celkový náboj prejde obvodom, ak tieto dvojice vzniknú v komore medzi anódou a katódou a všetky elektróny (bez zosilnenia lavínou) dôjdu k anóde? [asi 138 000. Hodnotu kinetickej energie častice α môžeme vypočítať nerelativisticky, $E_k \doteq 4{,}7$ MeV; b) asi $2{,}2 \cdot 10^{-14}$ C. *Poznámka*: Náboj možno citlivým prístrojom odmerať. Na tomto princípe pracuje ionizačná komora.]
2. Môžeme zo stopy častice poznať znamienko náboja častice, ktorá komorou preletela? [Áno. Znamienko určíme zo zakrivenia dráhy častice v magnetickom alebo elektrickom poli. Musíme však vedieť, v ktorom smere častica postupovala po trajektórii.]
3. Je každé ionizujúce žiarenie súčasne jadrovým žiarením? [Nie je. Ionizačné účinky má aj röntgenové a ultrafialové žiarenie.]

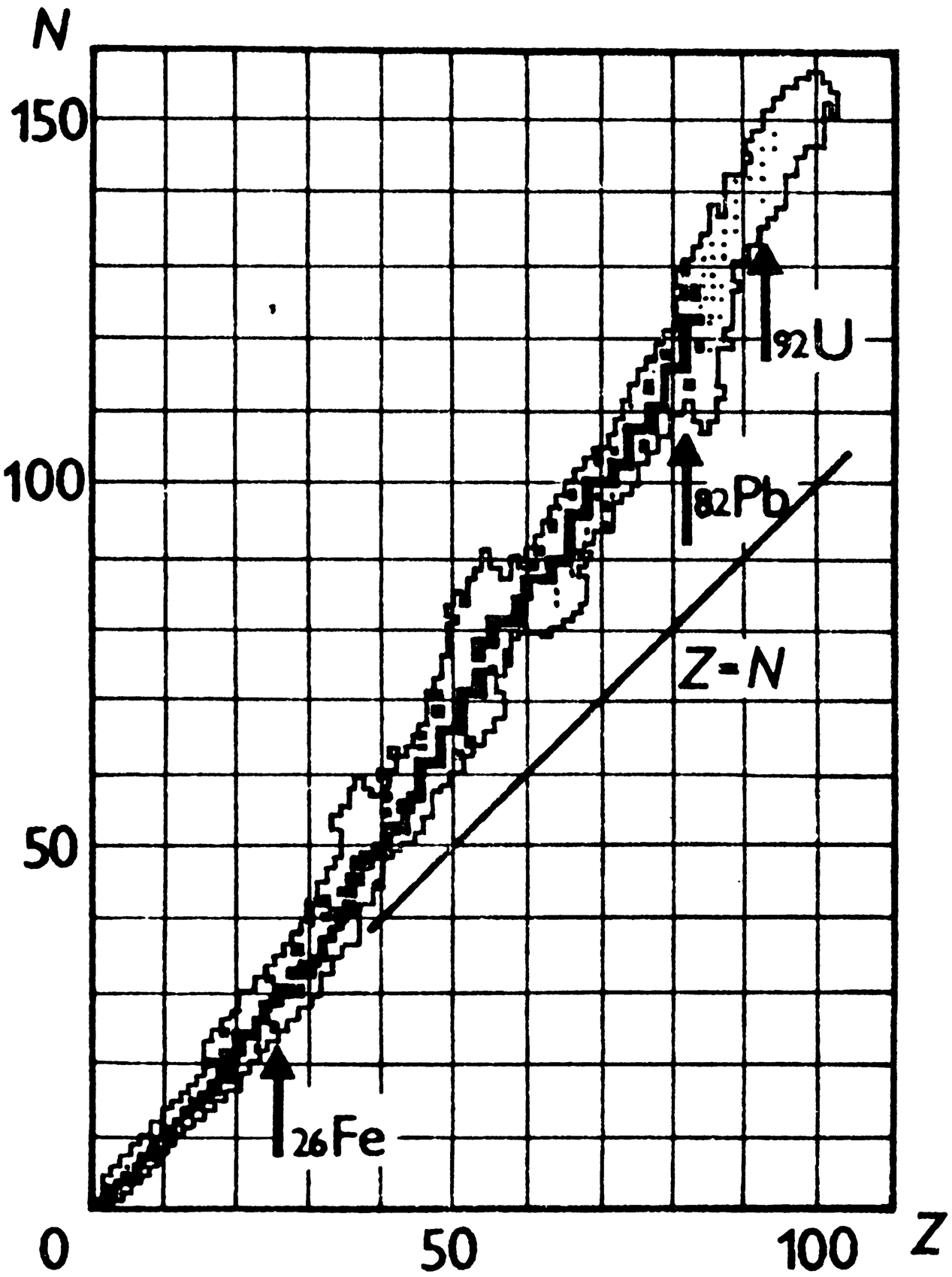
8.2 Časticové zloženie jadier. Nuklidy. Izotopy

Atómové jadrá sú zložené sústavy. Skladajú sa z **nukleónov** (z latinčiny *nucleus* — jadro), t. j. **neutrónov** a **protónov**. Iba jadro atómu vodíka je v tomto zmysle jednoduchou sústavou — protónom.

V súčasnosti poznáme viac ako 1 800 druhov jadier s rôznym zložením (obr. 8-3). Zloženie jadier je dôležité nielen pre fyziku, ale aj pre chémiu. Preto ste sa s niektorými pojmami a symbolmi stretli už vo vyučovaní chémie. Pripomeňme si **protónové** (atómové) číslo $Z \geqq 1$, **neutrónové** číslo $N \geqq 0$ a **nukleónové** (hmotnostné) **číslo** $A = Z + N$. Zloženie jadra je zrejmé zo symbolu

$$\boxed{{}^{A}_{Z}\mathrm{X}}$$

kde X je všeobecná značka prvku.



Obr. 8-3
Výskyt známych jadier zložených zo Z protónov a N neutrónov; prirodzené stabilné jadrá sú označené ■, rádioaktívne jadrá □

Jadrá s rozličným zložením sa často výrazne odlišujú fyzikálnymi vlastnosťami, ale ak majú rovnaké Z, patria atómom toho istého chemického prvku. Napríklad jadro $^{31}_{15}\mathrm{P}$ je stabilné, kým jadro $^{30}_{15}\mathrm{P}$ je rádioaktívne (pozri obr. 8-3). Príslušné atómy sa však chemicky správajú ako fosfor. **Elektrický náboj jadra** q_j bude

$$q_j = +Ze, \qquad e \doteq 1{,}60 \,.\, 10^{-19}\ \mathrm{C} \tag{8.1}$$

a závisí **len od protónového čísla**. Elektrický náboj q_j rozhoduje **o stavbe elektrónového obalu**, a tým aj o chemických vlastnostiach atómu. Preto je účelné definovať **chemický prvok** $_Z\mathrm{X}$ ako látku, ktorej atómy majú rovnaký počet Z protónov v jadrách. Podobne **nuklid** $^A_Z\mathrm{X}$ je látkou, ktorej atómy majú jadrá s rovnakým zložením. Dva rôzne nuklidy $^A_Z\mathrm{X}$, $^{A'}_{Z}\mathrm{X}$, sa nazývajú izotopy prvku X. **Izotopy možno rozlíšiť alebo oddeliť iba fyzikálnymi metódami**, nikdy nie chemickými reakciami. Pre chemické výpočty sú však dôležité aj hmotnosti atómov izotopov.

Podľa súvislostí môže ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ označovať nuklid (látku) alebo jeden atóm nuklidu. V jadrovej fyzike tento symbol zvyčajne označuje **jadro tohto atómu** (v chémii, niekedy aj 1 mol nuklidu). V jadrovej fyzike ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ označuje excitáciu jadra (v chémii ten istý symbol môže označovať aj excitáciu v elektrónovom obale atómu).

Chemicky možno určiť iba **relatívne atómové hmotnosti** prvkov A_r. Keď sa napr. zlúči pri vzniku CO_2 12 g uhlíka bez zvyšku s 32 g kyslíka, platí $A_r(\mathrm{C}) : A_r(\mathrm{O}) = 3 : 4$. Podľa dohody $A_r({}^{12}_{6}\mathrm{C}) = 12$ presne. Ukazuje sa, že aj hodnoty A_r ostatných nuklidov sa pri tejto dohode málo odlišujú od celých čísel*. Preto možno pri nuklidoch s nukleónovým číslom A s veľkou presnosťou písať $m_a = A\,m_u$, menej presne $m_j = A\,m_u$, kde m_a je hmotnosť atómu, m_j hmotnosť jadra daného atómu a atómová hmotnostná konštanta $m_u = 1{,}66 \,.\, 10^{-27}$ kg.

Skutočnú pokojovú hmotnosť $m(\mathrm{X})$ častice X, či už atómu, iónu a pod., vypočítame podľa vzťahu

$$m(\mathrm{X}) = A_r(\mathrm{X})\, m_u$$

Hodnoty $m(\mathrm{X})$ sú veľmi malé; prehľadnejšie sa pracuje s relatívnymi hmotnosťami známymi z chémie.

Relatívne atómové hmotnosti iónov možno merať veľmi presne **hmotnostným spektrometrom**. Využíva sa v ňom zakrivenie trajektórií častíc s nábojom v elektrickom a magnetickom poli. Princíp merania je jednoduchý (obr. 8-4a): väčšej hmotnosti zodpovedá väčší polomer r. Náročná je fokusácia zväzku iónov. Pri dobrej fokusácii sa tvoria veľmi úzke a dobre rozlíšiteľné stopy (obr. 8-4b). Experimentálne boli určené hodnoty A_r pre veľa mikročastíc.

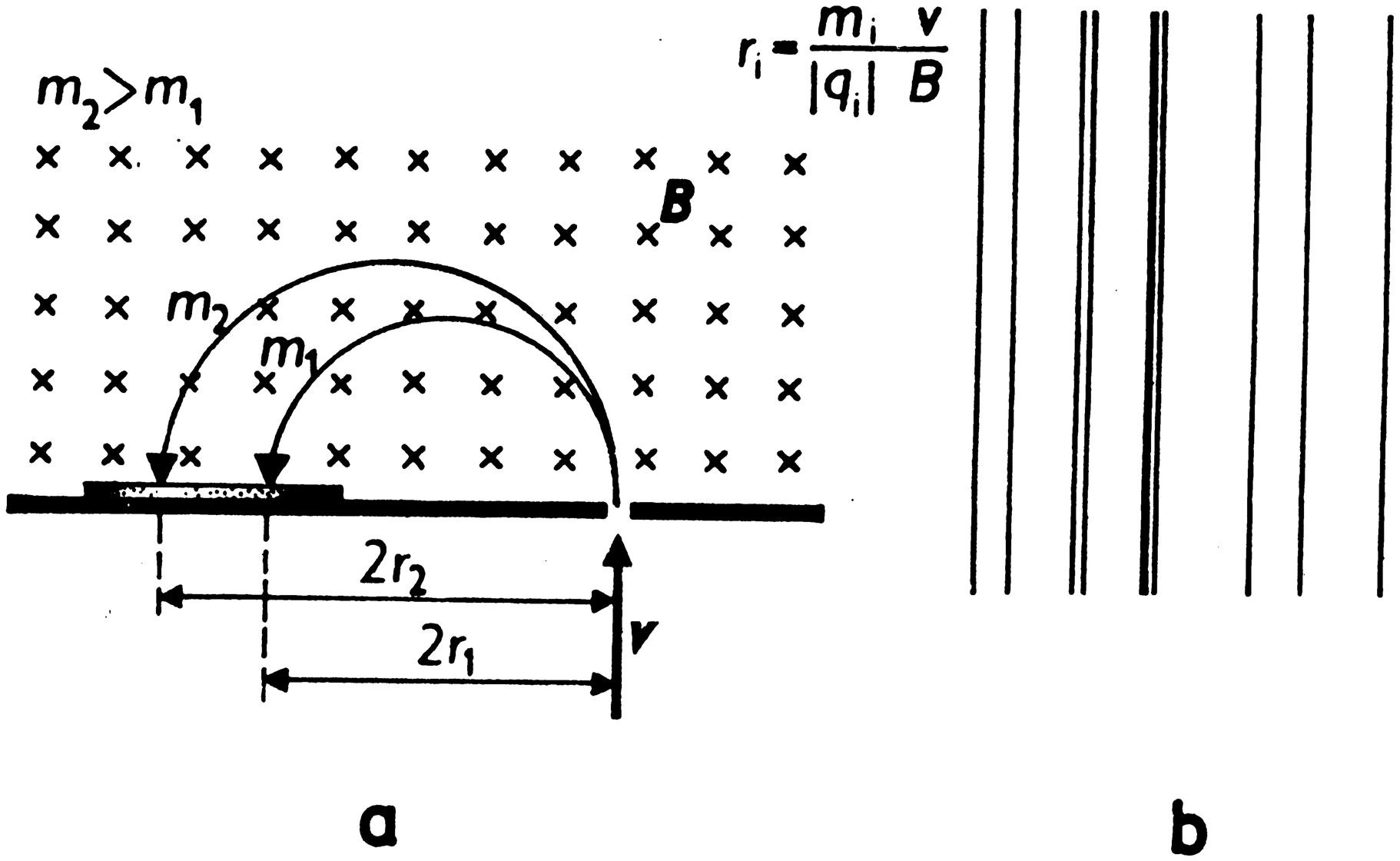
Podľa novších meraní je napríklad

$$A_r(p) = 1{,}007\,271\,5 \qquad A_r(n) = 1{,}008\,665\,0$$
$$A_r(e) = 0{,}000\,548\,6 \qquad A_r(\mathrm{H}) = 1{,}007\,825\,1$$

Je zaujímavé vypočítať súčet hmotností nukleónov v danom jadre, t. j. veličinu $m_j' = Z\,m_p + N\,m_n$ a porovnať ich so skutočnou, experimen-

---

* Z tohto pravidla existujú výnimky. Napríklad pre chlór v prírode podľa výsledkov získaných chemickými metódami platí $A_r(\mathrm{Cl}) \doteq 35{,}5$. Je to spôsobené tým, že chlór v prírode sa skladá z izotopov ${}^{37}_{17}\mathrm{Cl}$ a ${}^{35}_{17}\mathrm{Cl}$.



Obr. 8-4
a) Schéma hmotnostného spektrometra: ióny s elektrickým nábojom q_i, ktoré vstupujú rovnakou rýchlosťou $\boldsymbol{v}$ do homogénneho magnetického poľa, letia po kružniciach s polomerom r_i, **b)** stopy iónov s málo sa odlišujúcimi hodnotami pomeru $\frac{m_i \boldsymbol{v}}{|q_i| \boldsymbol{B}}$ v hmotnostnom spektrometri

tálne určenou hmotnosťou jadra m_j. Vo všetkých prípadoch platí

$$\boxed{m_j < m_j' = Z m_p + N m_n} \tag{8.2}$$

Hmotnosť jadra je vždy menšia ako súčet hmotností Z protónov a N neutrónov.

Zakladateľov modernej chémie by tento experimentálny výsledok asi veľmi prekvapil. V chemických reakciách sa totiž súčet hmotností prvkov vstupujúcich do reakcie s veľkou presnosťou zachováva. V jadrovej fyzike pri utvorení jadra s $A = Z + N$ nukleónmi (zo Z protónov a N neutrónov) to však už neplatí. Prečo je to tak, dozvieme sa neskôr.

Treba zdôrazniť, že ani vzťah (8.1) nie je samozrejmý. Merania ho však potvrdzujú. Platí presne, podobne ako rovnosť absolútnych hodnôt nábojov protónu a elektrónu $|q_p| = |q_e| = e$.

Úlohy

1. a) Pomenujte sústavy ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$, ${}^{4}_{2}\mathrm{He}^{++}$, ${}^{14}\mathrm{C}$, ${}^{60}_{27}\mathrm{Co}^{*}$ a určte, z koľkých protónov, neutrónov, prípadne aj elektrónov sa skladajú. b) Čo je chybné v symboloch ${}^{14}_{8}\mathrm{N}$, ${}^{25}\mathrm{Sn}$, ${}^{82}_{82}\mathrm{Pb}$, ${}_{238}\mathrm{X}$? [a) Napríklad N = 4, 2, 8, 33; b) pri riešení pozri obr. 8-3.]
2. Vypočítajte pokojové hmotnosti atómov nuklidu vodíka ${}^{1}\mathrm{H}$, uhlíka ${}^{12}\mathrm{C}$ a uránu ${}^{238}\mathrm{U}$ ($A_r = 238{,}050\,8$; $m_u = 1{,}660\,57 \cdot 10^{-27}$ kg). [$1{,}637\,6 \cdot 10^{-27}$ kg; $1{,}992\,8 \cdot 10^{-26}$ kg; $3{,}953\,0 \cdot 10^{-25}$ kg]
3. Prirodzený chlór obsahuje asi 75 % atómov ${}^{35}_{17}\mathrm{Cl}$ a 25 % atómov ${}^{37}_{17}\mathrm{Cl}$. Využite približnú rovnosť $A \doteq A_r$ na určenie $A_r(\mathrm{Cl})$ a výsledok porovnajte s experimentálne určenou chemickou hodnotou 35,453. [35,5 — relatívna chyba je asi 0,13 %]
4. Vysvetlite význam symbolu $A_r(e)$. [Využite vzťah $m = A_r m_u$ a známu hodnotu m_e.]
5. Určte rozdiel $m_j' - m_j$ pre nuklid ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$. Využite pritom hodnoty $A_r(\mathrm{X})$ uvedené v stati. Zvoľte $m_j \approx m_a = 12\,m_u$, presne. [$0{,}095\,65\,m_u \doteq 0{,}1\,m_u$. *Poznámka*: Pri zarátaní hmotnosti 6 elektrónov v atóme by sme dostali presnejšiu hodnotu $m_j' - m_j = 0{,}098\,94\,m_u$.]

8.3 Hmotnostný úbytok a väzbová energia jadra.

Jadrové sily

Nukleóny v jadre sú viazané oveľa silnejšie ako elektróny v atómovom obale. **Väzbovú energiu** E_j jadra ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ definujeme ako energiu, ktorú by sme museli dodať, aby sa jadro rozdelilo na Z protónov a N neutrónov.

Podľa Einsteinovho vzťahu $\Delta E = \Delta m\, c^2$ každej zmene ΔE vnútornej energie zodpovedá zmena Δm pokojovej hmotnosti sústavy. Táto zmena Δm býva často nemerateľne malá. Pri atómových jadrách však je merateľná a môžeme ju určiť veľmi presne.

Väzbová energia E_j jadra skladajúceho sa zo Z protónov a N neutrónov je s **hmotnostným úbytkom** B_j viazaná vzťahom

$$\boxed{E_j = B_j c^2, \qquad B_j = Z m_p + N m_n - m_j} \tag{8.3}$$

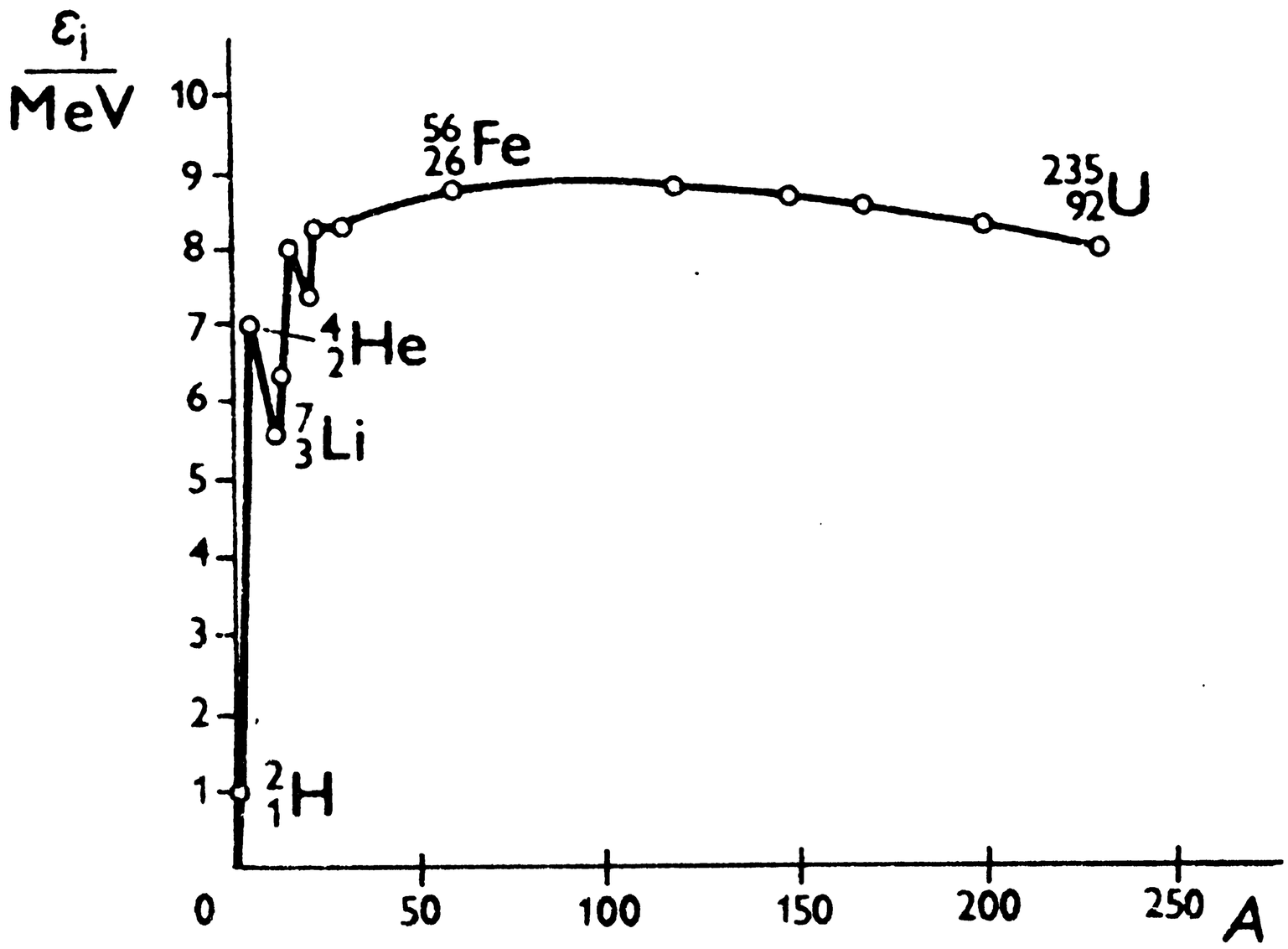
Napríklad pre jadro ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$ je $B_j \doteq 0{,}1 m_u$ a teda $E_j \doteq 93$ MeV. (Podľa experimentálnych hodnôt m_u a c je $m_u c^2 = 931{,}50$ MeV.) Pre ${}^{238}_{92}\mathrm{U}$ dostávame $B_j \doteq 2 m_u$, $E_j = 1\,800$ MeV. Väzbová energia jadra je obrovská a hmotnostný úbytok B_j dosahuje takmer 1 % hmotnosti jadra.

Všimnite si, že podľa dohody $E_j > 0$, $B_j > 0$. Pritom B_j znamená **úbytok** hmotnosti. Čím väčšie je B_j (a teda aj E_j), tým je v porovnaní so $Zm_p + Nm_n$ jadro ľahšie, a tým silnejšie sú nukleóny v jadre viazané. Energiu E_j musíme jadru **dodať**, ak ho chceme **rozložiť** na jednotlivé nukleóny. Rovnako veľká energia E_j **sa uvoľní** pri **syntéze** jadra z jednotlivých nukleónov.

Pri štúdiu procesov, pri ktorých sa malá časť vnútornej energie jadier uvoľňuje, je užitočné zaviesť veličinu

$$\varepsilon_j = \frac{E_j}{A} \tag{8.4}$$

t. j. **väzbovú energiu pripadajúcu na jeden nukleón** v jadre s A nukleónmi. Čím je hodnota ε_j väčšia, tým ťažšie je rozdeliť dané jadro na jednotlivé nukleóny, alebo z neho niektoré nukleóny oddeliť. Pre jadro $^{12}_{6}C$ je $\varepsilon_j = 7{,}68$ MeV, pre $^{238}_{92}U$ o niečo menej, t. j. $\varepsilon_j = 7{,}57$ MeV. Vysoká hodnota $\varepsilon_j = 8{,}79$ zodpovedá jadru železa $^{56}_{26}Fe$. Krivka na obr. 8-5 ukazuje, že pre ľahšie aj ťažšie jadrá je ε_j menšia ako pre $A \doteq 56$. Okrem toho vidíme, že niektoré jadrá sú veľmi stabilné, napr. $^{4}_{2}He$ ($\varepsilon_j = 7{,}07$ MeV).



Obr. 8-5
Väzbová energia na jeden nukleón ε_j v jadrách s rôznymi nukleónovými číslami A

Rozličné hodnoty ε_j pre rôzne jadrá objasňujú procesy, pri ktorých sa uvoľňuje časť vnútornej energie jadier. Takéto procesy prebiehajú vnútri hviezd, kde sa uvoľňuje energia syntézou ľahších jadier na ťažšie. Jadrá s menšou väzbovou energiou ε_j sa menia na jadrá s väčšou

väzbovou energiou a rozdiel väzbových energií sa uvoľňuje. V reaktoroch jadrových elektrární sa ťažké jadrá (urán) štiepia na ľahšie, jadrá s menšou hodnotou ε_j prechádzajú na jadrá s väčšou hodnotou ε_j a uvoľňuje sa rozdiel väzbových energií.

Obrovské hodnoty ε_j svedčia o veľkosti **jadrových síl**, ktoré viažu v jadre nukleóny, a to aj napriek silnému elektrostatickému odpudzovaniu kladne nabitých protónov. Navyše je známe, že nukleóny sa v jadre pohybujú veľkými rýchlosťami (asi $0{,}2\,c$) a majú veľkú kinetickú energiu. V jadre musia teda pôsobiť oveľa väčšie príťažlivé sily, ako sú elektrostatické sily. Ukazuje sa, že tieto sily nezávisia od elektrického náboja nukleónu a že ich pôsobenie veľmi rýchlo klesá so zväčšovaním vzdialenosti medzi nukleónmi.

Príťažlivé jadrové sily pôsobiace medzi dvoma nukleónmi majú krátky dosah, rádovo 10^{-15} m.

Štúdium jadrových síl patrí k ťažkým úlohám jadrovej fyziky. Niektoré závery o nich vyplývajú zo závislosti ε_j od počtu nukleónov v jadre, aj zo zrážkových experimentov, v ktorých sa študuje rozptyl neutrónov, protónov alebo častíc α na jadrách. V teórii atómového jadra musíme brať do úvahy aj to, že nukleóny sú mikročastice a správajú sa podľa zákonov **kvantovej fyziky**. Preto procesy, ktoré prebiehajú v atómovom jadre, môžeme často charakterizovať iba **určitou pravdepodobnosťou**. Prejavuje sa to napríklad pri zákonoch rádioaktívneho rozpadu.

Úlohy

1. a) Vypočítajte celkovú väzbovú energiu jadier v 1 kg uránu ^{238}U $\left(B_j \doteq \frac{2}{238}\, m_u\right)$. b) Vieme túto energiu priamo získať a využiť?
   [a) $7{,}6 \,.\, 10^{14}$ J $\doteq 2{,}1 \,.\, 10^{8}$ kW h; b) Táto energia by sa uvoľnila, keby sme z $\left(1 + \frac{2}{238}\right)$ kg nukleónov v pomere $Z : N = 92 : 146$ utvorili 1 kg uránu, čo nevieme.]
2. Odhadnite z obr. 8-5 energiu uvoľnenú pri samovoľnom štiepení jadra $^{235}_{92}$U na dve jadrá s približne rovnakými hmotnosťami. [Asi 200 MeV, vznikajúce jadrá budú nestabilné a neskôr sa rozpadnú s emisiou neutrónov. Samovoľné štiepenie $^{235}_{92}$U nastáva veľmi zriedka. Po dopade pomalého neutrónu do jadra sa však $^{235}_{92}$U štiepi veľmi rýchlo.]

3. Vypočítajte veľkosť elektrostatickej sily: a) ktorou sa odpudzujú dva protóny v jadre vo vzdialenosti 10^{-15} m; b) ktorou sa priťahuje elektrón a protón v atóme vodíka vo vzdialenosti 10^{-10} m. Mikročastice považujte za bodové náboje, zvoľte $(4\pi . \varepsilon_0)^{-1} = 9 . 10^9\ \mathrm{N . m^2 . C^{-2}}$. [a) asi 230 N; b) asi $2{,}3 . 10^{-8}$ N]

8.4 Syntéza a štiepenie jadier

Pri mnohých jadrových procesoch sa mení častícové zloženie jadier, podobne ako sa pri chemických procesoch mení zloženie molekúl. Ak do reakcie vstupujú jadrá s menšou hodnotou ε_j, reakciou vznikajú jadrá s väčšou hodnotou ε_j, jadrová energia sa uvoľňuje. Z obr. 8-5 vidíme, že existujú dva takéto deje: **syntéza ľahkých jadier** ($A < 56$, zvyčajne $A \ll 56$) a **štiepenie veľmi ťažkých jadier** ($A > 56$, zvyčajne $A > 200$).

Ako príklady syntézy ľahkých jadier uveďme jadrové reakcie

$$^2_1\mathrm{H} + {}^2_1\mathrm{H} \rightarrow {}^3_1\mathrm{H} + {}^1_1\mathrm{H} \qquad E_r = -4{,}03\ \mathrm{MeV} \qquad (8.4a)$$

$$^2_1\mathrm{H} + {}^6_3\mathrm{Li} \rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + {}^4_2\mathrm{He} \qquad E_r = -22{,}36\ \mathrm{MeV} \qquad (8.4b)$$

Pri týchto reakciách sa energia uvoľňuje. Symbolom E_r tu, podobne ako v chémii, označujeme energiu, ktorú treba dodať, ak sa má reakcia uskutočniť. Ak je E_r záporná, energia sa v reakcii uvoľňuje. V reakciách (8.4) sa uvoľnená energia prejaví tak, že produkty reakcie budú mať väčšiu kinetickú energiu ($E_k = -E_r$) ako jadrá, ktoré do reakcie vstúpili.

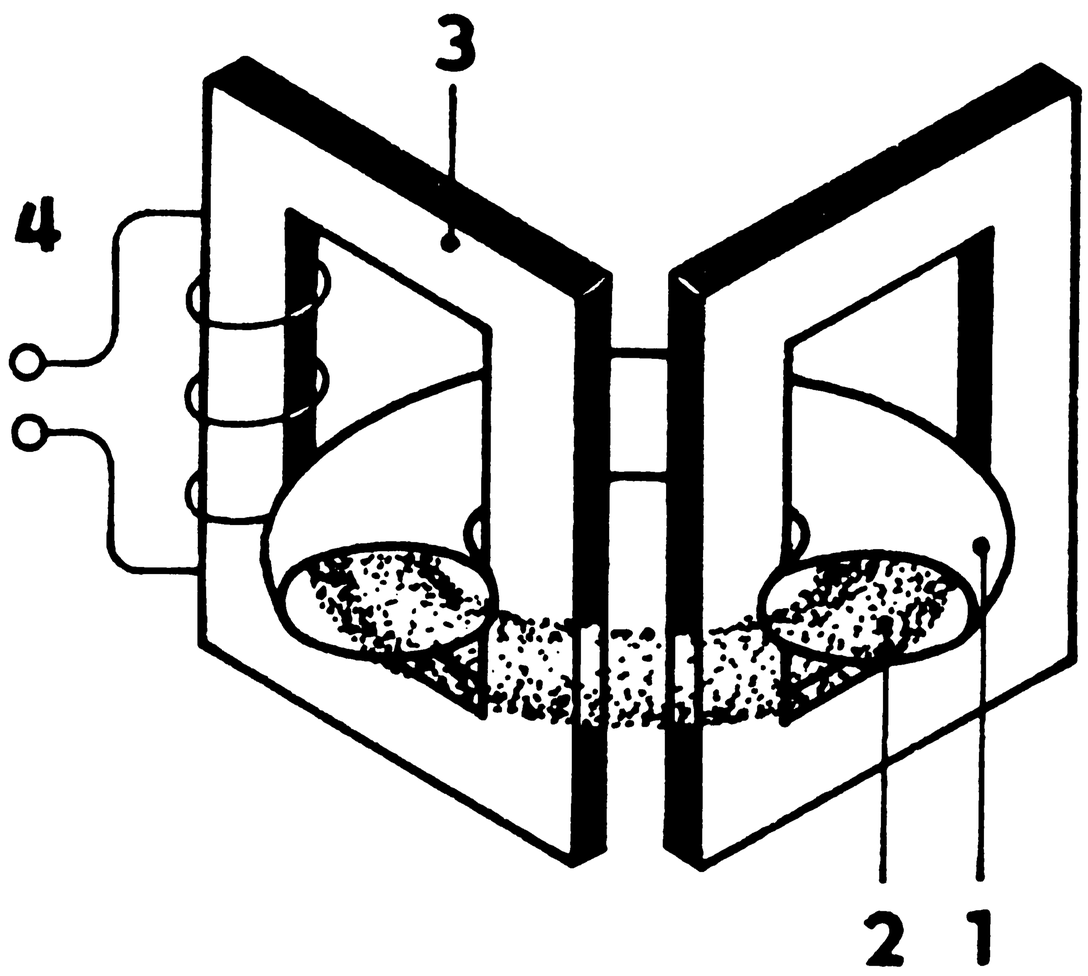
Všimnime si analógiu so zápisom reakcií v chémii, ktoré teraz zapíšeme napr. takto:

$$\mathrm{C} + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{CO_2}; \qquad E_r = -4{,}09\ \mathrm{eV}$$

Porovnaním energie uvoľnenej pri jadrových a chemických reakciách vidíme, že v jadrovej reakcii sa uvoľňuje rádovo 1 000-krát viac energie ako v chemickej. Preto sú jadrové zbrane oveľa ničivejšie ako chemické výbušniny.

Aby sa syntéza jadier uskutočnila, je nevyhnutné, aby sa kladne nabité jadrá vstupujúce do reakcie priblížili k sebe na vzdialenosť

približne rovnajúcu sa **dosahu jadrových síl**. Tomuto približovaniu bráni elektrostatické odpudzovanie jadier. Na jeho prekonanie potrebujú častice veľkú energiu, rádovo niekoľko MeV. Potrebnú energiu môžu získať napr. vo veľmi horúcom plyne (plazme). Potom hovoríme o **termonukleárnej syntéze**. Táto syntéza prebieha pomaly pri teplotách niekoľko miliónov kelvinov vnútri hviezd a veľmi rýchlo a krátkodobo v termojadrovej (vodíkovej) bombe*. **Riadená termonukleárna reakcia** je sľubným zdrojom energie. Dosiaľ sa však nepodarilo dosiahnuť dostatočne vysokú teplotu a hustotu plazmy. Pokusy sa uskutočňujú napríklad na zariadeniach, nazvaných Tokamak. V týchto zariadeniach (obr. 8-6) je horúca plazma v nádobe prstencového tvaru. Magnetické pole stláča plazmu vnútri nádoby do úzkeho zväzku a vzďaľuje ju od stien. Každá nádoba by sa totiž pri styku s horúcou plazmou roztavila a vyparila.



Obr. 8-6
Zjednodušená schéma Tokamaku:
1 kovová prstencová nádoba, v ktorej je plazma **2, 3** jadro elektromagnetu. Silný prúdový impulz vo vinutí **4** vyvolá elektrický prúd v plazme pozdĺž obvodu prstenca. Magnetické pole tohto prúdu odďaľuje plazmu od stien nádoby

Čoskoro po objave neutrónu si fyzici uvedomili, že neutrón, ktorý nemá elektrický náboj, **nebude od jadra odpudzovaný** elektrostatickými silami. Preto by mohol byť veľmi účinný pri vyvolávaní jadrových reakcií. Premeny jadier vyvolané dopadom neutrónov začal študovať v roku 1934 E. FERMI.

---

* „Rozbuškou" vodíkovej bomby poskytujúcou potrebnú vysokú teplotu je jadrová bomba, v ktorej sa reťazovou reakciou štiepia ťažké jadrá.

Princíp jeho pokusov bol jednoduchý. Zdrojom neutrónov bola sklená ampulka, v ktorej bol rádioaktívny plyn radón ($^{222}_{86}$Rn) a berýliový prášok. Pri rozpade radónu vznikajú častice α. Tieto vyvolávajú pri zrážkach s jadrami berýlia reakciu

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{0}n$$

Zvyšné častice α nevyletia z ampulky, lebo sú pohltené sklom. Uvoľnené neutróny však sklo nepohltí. V blízkosti tohto zdroja neutrónov bola na istý čas umiestená vzorka nejakého prvku. Po ožiarení neutrónmi bola pomocou detektora žiarenia odmeraná jeho rádioaktivita. Najťažšia bola chemická analýza ožiarenej vzorky, na základe ktorej sa zistilo, aké rádioaktívne prvky vo vzorke vznikli. Touto metódou bolo objavených niekoľko rádioaktívnych jadier, ktoré sa v prírode nevyskytujú (umelá rádioaktivita).

Pri týchto experimentoch Fermi zistil zaujímavú skutočnosť. Keď medzi zdroj neutrónov a ožarovanú vzorku vložil nádobu s vodou alebo parafín, rádioaktivita vzorky sa **prudko zväčšila** — ožiarenie bolo účinnejšie. Tento zdanlivo nezvyčajný výsledok mal jednoduché vysvetlenie. Pri prechode vodou alebo parafínom odovzdávajú neutróny časť svojej energie ľahkým jadrám v látke a spomaľujú sa. Pri vyvolávaní jadrových reakcií sú tieto **pomalé** neutróny často účinnejšie ako pôvodné rýchlejšie neutróny. Tento poznatok bol o niekoľko rokov využitý pri konštrukcii jadrových reaktorov.

Fermi ostreľoval neutrónmi aj jadrá ťažkých prvkov, najmä urán. Domnieval sa, že pozoroval reakcie, v ktorých zachytením neutrónov vznikajú jadrá prvkov ťažších ako urán (tzv. transuespecially transurány).

Uvedené pokusy opakovali v Nemecku rádiochemici HAHN a STRASSMANN a v roku 1938 došli k prekvapujúcemu záveru: pri ostreľovaní jadier uránu **sa jadrá uránu štiepia** na dve stredne ťažké jadrá, napr.

$$^{1}_{0}n + {}^{235}_{12}\mathrm{U} \rightarrow {}^{144}_{56}\mathrm{Ba}^{*} + {}^{89}_{36}\mathrm{Kr}^{*} + 3\,(^{1}_{0}n) \qquad (8.5a)$$

alebo

$$^{1}_{0}n + {}^{235}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{91}_{38}\mathrm{Sr}^{*} + {}^{140}_{54}\mathrm{Xe}^{*} + 5\,(^{1}_{0}n) \qquad (8.5b)$$

Hviezdičkami sa označujú excitované nestabilné jadrá, ktoré sa neskôr ďalej rozpadajú, symbol $3\,(^{1}_{0}n)$ značí tri neutróny v koncovom stave reakcie. Koncových stavov reakcie $^{1}_{0}n + {}^{235}\mathrm{U}$ je viac, ale dve vlastnosti majú spoločné:

a) v každej reakcii **sa uvoľňuje asi** 200 **MeV energie**, z toho asi 80 % ako kinetická energia jadier a neutrónov v koncovom stave;

b) vo väčšine reakcií **vznikajú opäť neutróny**.

Štiepenie jadier uránu je teda zdrojom obrovskej energie. Vlastnosť b) pritom umožňuje vznik reťazovej jadrovej reakcie, ktorú možno prakticky uskutočniť. Prírodný urán obsahuje iba 0,7 % izotopu ^{235}U a viac ako 99 % izotopu ^{238}U, ktorý sa pri dopade neutrónov takmer neštiepi. Oddeľovanie oboch izotopov a výroba uránu obohateného štiepnym izotopom ^{235}U sú veľmi ťažké postupy. Okrem toho pri štiepení ^{235}U nevznikajú pomalé neutróny, ktoré sú pri vyvolávaní štiepenia účinnejšie. Všetky tieto problémy však boli prekonané.

Možnosť využiť energiu uvoľnenú pri reťazovom štiepení uránu na konštrukciu bômb s obrovskou ničivou silou si fyzici uvedomovali. Za veľmi nebezpečnú považovali okolnosť, že by takýto projekt mohol byť uskutočnený v hitlerovskom Nemecku. V roku 1939 SZILÁRD (silard, 1898—1964) a WIGNER (1902), maďarskí fyzici žijúci v USA, presvedčili Einsteina, aby podpísal list adresovaný prezidentovi ROOSEWELTOVI. V liste sa píše: „V priebehu niekoľkých mesiacov práce Joliota vo Francúzsku, Fermiho a Szilárda v Amerike ukázali, že je pravdepodobne možné vyvolať vo veľkom množstve uránu reťazovú reakciu, pri ktorej sa uvoľní obrovské množstvo energie... Tento nový objav môže tiež viesť ku konštrukcii bômb... Bol som informovaný, že Nemecko zastavilo predaj uránu z československých baní... Azda to možno vysvetliť tým, že von Weizsäcker, syn nemeckého štátneho podsekretára, spolupracuje s ústavom cisára Wilhelma v Berlíne, kde sa práve opakujú niektoré pokusy uskutočnené v Amerike".

Nevie sa, ako Einsteinov list Rooseweltovi urýchlil vývoj atómovej bomby v USA. Faktom však je, že v decembri roku 1941 bolo v USA prijaté rozhodnutie o financovaní projektu Manhattan (tajný projekt na výrobu jadrovej zbrane). V decembri roku 1942 spustila skupina, ktorú viedol Fermi, prvý riadený jadrový reaktor. Riaditeľom laboratória na výrobu jadrovej zbrane sa stal v maci roku 1943 OPPENHEIMER (opnhajmer, 1904—1967).

V júli roku 1945 uskutočnili prvé skúšky jadrovej zbrane na pokusnej strelnici v štáte New Mexico v USA, 6. a 9. augusta dopadli bomby na Hirošimu a Nagasaki. Na následky týchto výbuchov zomrelo do konca roku 1945 asi 300 000 ľudí a ďalšie desaťtisíce zomreli neskôr.

Už v roku 1939 rozpracovali J. B. ZEĽDOVIČ a JU. B. CHARITON teóriu reťazovej jadrovej reakcie. Vzápätí si jadroví fyzici všimli, že výskum štiepenia uránu bol vo všetkých ostatných krajinách utajený. V roku 1943 sa stal vedúcim jadrového projektu IGOR VASILJEVIČ KURČATOV (1903—1960), v decembri roku 1946 uviedli do prevádzky prvý jadrový reaktor, v septembri roku 1949 vybuchla prvá sovietska jadrová bomba. V roku 1954 začala pracovať prvá jadrová elektráreň v Obninsku.

Počas druhej svetovej vojny skúmali možnosť konštrukcie jadrovej zbrane aj v Nemecku a Japonsku. V roku 1942 bol v Lipsku zostavený pokusný reaktor

zložený z vrstiev uránu, oddelených vrstvami ťažkej vody $^{2}_{1}H_2O$ (na spomaľovanie neutrónov). Zdá sa však, že pre nepriaznivé podmienky a kritickú situáciu v krajine bol tento projekt v roku 1943 zastavený. Hitlerova vláda vtedy schvaľovala iba projekty, ktoré bolo možné prakticky využiť v kratšom období ako pol roka. Povojnové hodnotenie situácie ukázalo, že v Nemecku nebolo dosť hospodárskych prostriedkov na obohacovanie prírodného uránu izotopom ^{235}U.

V období rokov 1943—1944 sa Bohr pokúsil presvedčiť Churchilla a Roosevelta, aby informácie o projekte jadrových zbraní odovzdali ZSSR a utvorili tak podmienky na zamedzenie jadrového zbrojenia po druhej svetovej vojne. Navrhoval tiež, aby jadrová zbraň nebola použitá na vojnové účely, ale iba predvedená komisii zloženej zo zástupcov bojujúcich štátov. Jeho pokus sa skončil neúspešne.

Ďalšie kolo jadrového zbrojenia sa začalo výbuchom americkej termonukleárnej zbrane v novembri roku 1952. Sovietska vodíková bomba bola vyskúšaná o necelý rok neskôr. V marci roku 1954 vyskúšali v USA prvú jadrovú zbraň dopravenú do cieľa medzikontinentálnou balistickou raketou. Podobnú zbraň vyskúšal zanedlho aj Sovietsky zväz.

Súčasné jadrové zbrane v arzenáloch veľmocí by stačili na zničenie civilizácie na Zemi. Finančné prostriedky vynakladané na zbrojenie by sa mohli využiť na riešenie mnohých naliehavých problémov (boj proti hladu a pod.).

Úlohy

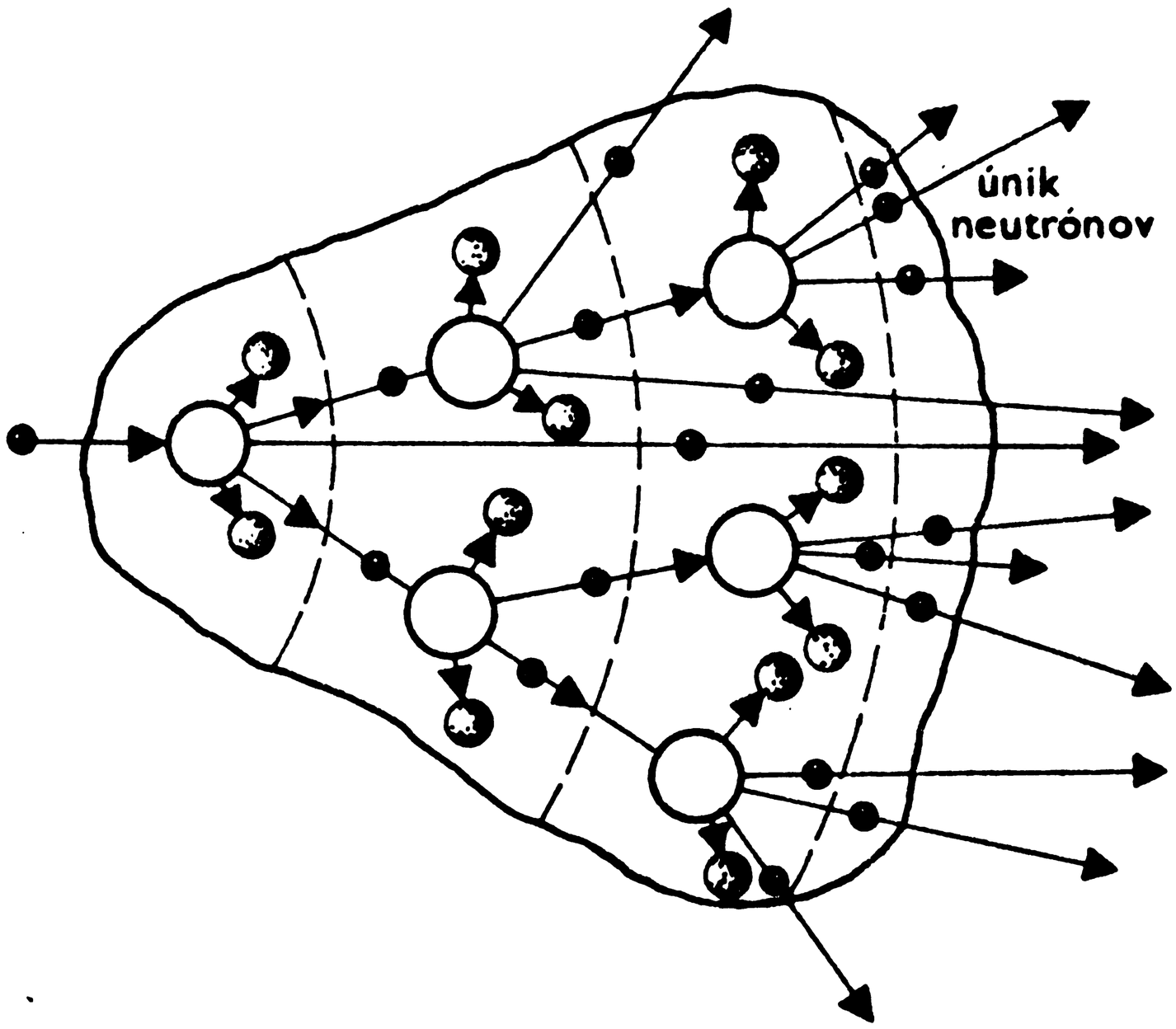
1. Vypočítajte E_r v reakcii (8.4b), ak z experimentov viete, že $\varepsilon_j(^{2}_{1}H) = 1{,}11$ MeV, $\varepsilon_j(^{6}_{3}Li) = 5{,}33$ MeV, $\varepsilon_j(^{4}_{2}He) = 7{,}07$ MeV. [Návod: Väzbová energia jadra $^{A}_{Z}X$ je $E_j = A\,\varepsilon_j(^{A}_{Z}X)$. Uvoľní sa energia $2\varepsilon_j(^{4}_{2}He)$, od ktorej musíme odčítať $(\varepsilon_j(^{2}_{1}H) + \varepsilon_j(^{6}_{3}Li))$.]
2. Prečo sa pri syntéze jadier hélia $^{4}_{2}He$ uvoľňuje mimoriadne veľká energia? [Porovnajte hodnotu $\varepsilon_j(^{4}_{2}He)$ s hodnotami ε_j iných jadier s blízkymi hodnotami čísla A, obr. 8-5.]
3. Aká energia $\frac{3}{2}kT$ zodpovedá teplote a) 300 K; b) 10^9 K? [0,039 eV; 0,13 MeV]
4. Porovnajte energiu uvoľnenú a) pri oxidácii 1 atómu C; b) pri syntéze jedného jadra deutéria s jadrom lítia podľa (8.4b); c) pri štiepení jadra $^{235}_{92}U$. [1 : 5,6 . 10^6 : 5 . 10^7. Uvedené tri častice majú, prírodzene, rôznu hmotnosť.]

8.5 Reťazová reakcia, jadrový reaktor, jadrová elektráreň

Na syntézu ľahkých jadier na Slnku a v kozme stačia isté prírodné podmienky. Jadrovú energiu možno štiepením veľmi ťažkých jadier

uvoľniť za zložitých, umelo utvorených podmienok. Kľúčom na pochopenie štiepnych reakcií je pochopenie úlohy **neutrónov** pri štiepení — ich vznik, pohyb a účinky.

Už vieme, že pri štiepení každého jadra vznikajú zväčša opäť neutróny. Ak tieto neutróny vyvolajú ďalšie štiepenie, vznikne reťazová reakcia (obr. 8-7). Niektoré neutróny unikajú zo vzorky štiepneho materiálu, niektoré zasiahnuté jadrá uránu sa nerozštiepia. Určitému usporiadaniu vzorky zodpovedá istý **stredný počet účinných neutrónov*** k emitovaných z každého rozštiepeného jadra. Pri $k > 1$ sa reťazová reakcia **lavínovite zväčšuje**, pri $k < 1$ **vyhasína**, pri $k = 1$ je **stacionárna**, t. j. počet štiepení za 1 s je konštantný. Na mierové využitie jadrovej energie je dôležitý stacionárny prípad. V jadrových bombách sa uplatňuje prípad $k > 1$.



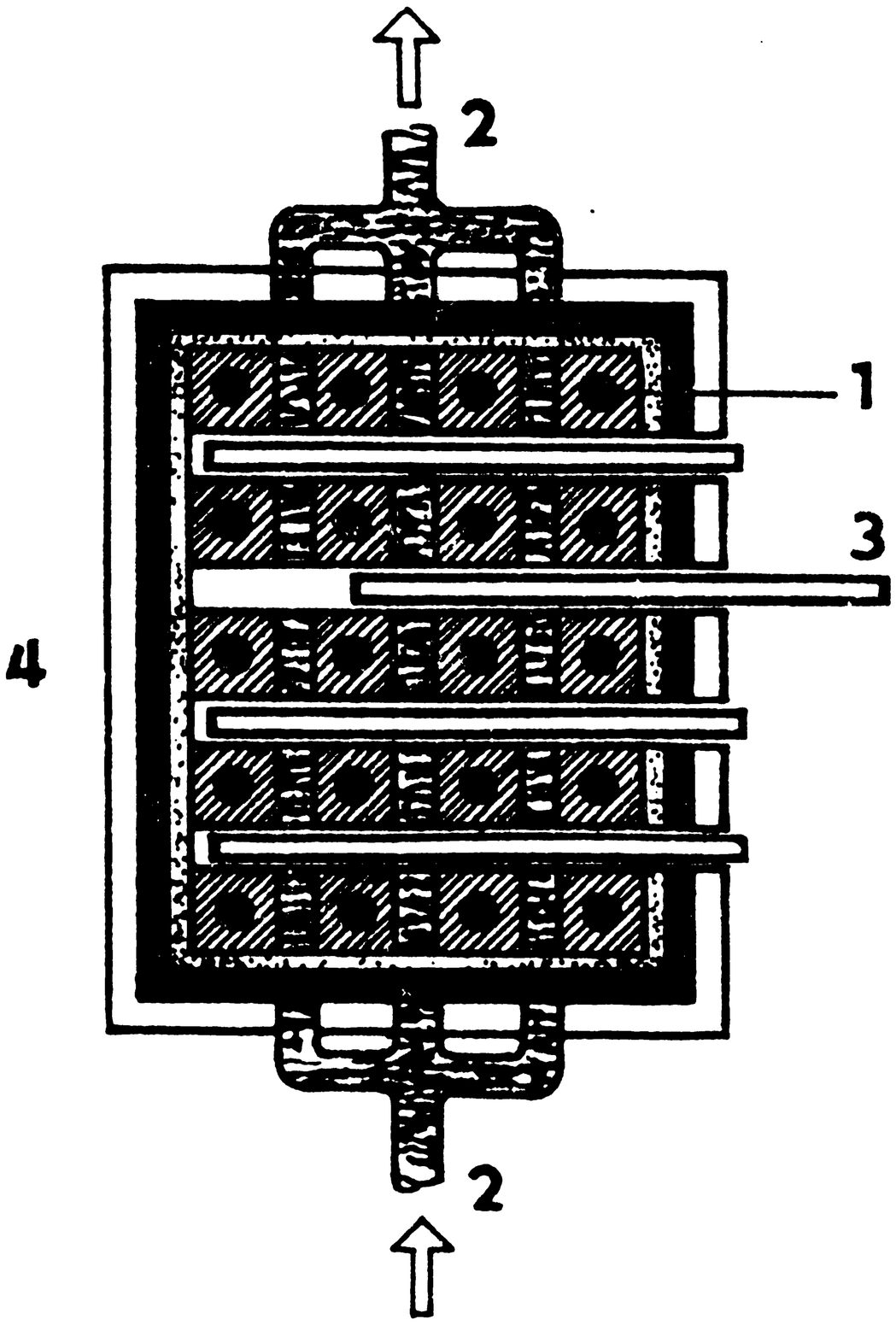
Obr. 8-7
Schéma reťazovej reakcie vo vzorke ^{235}U

Stacionárna riadená reťazová reakcia prebieha v **jadrovom reaktore** (obr. 8-8a). Pri návrhu konštrukcie reaktora treba všetko starostlivo prepočítať, aby hodnota k bola len o málo väčšia ako 1.

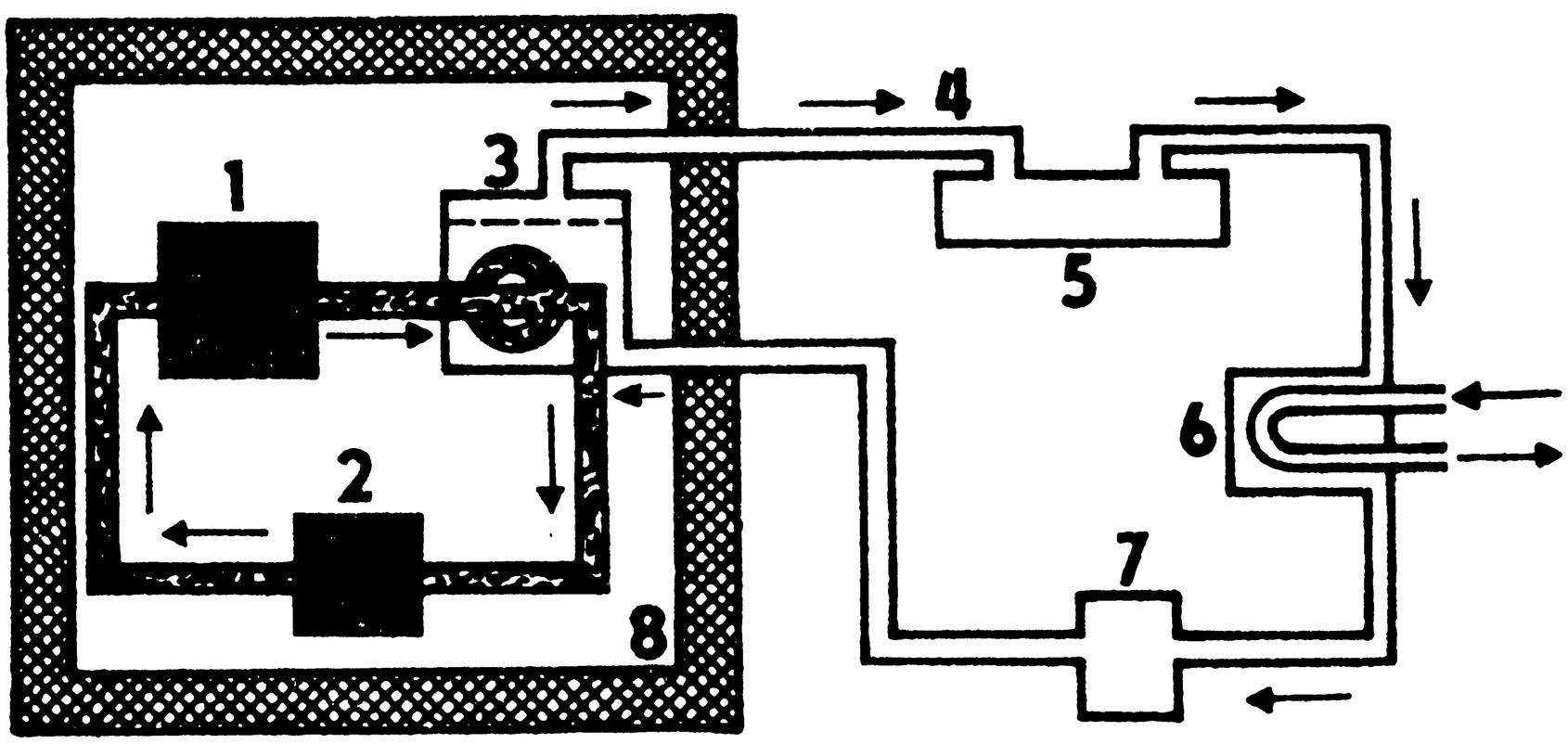
Reťazovú reakciu v reaktore možno riadiť **ovládaním toku neutrónov**. Pri štiepení jadra vznikajú neutróny dvoch typov. Prvé sa objavia hneď

---

* Je to priemerný počet neutrónov uvoľnených z jadra pri štiepení, ktoré vyvolajú ďalšie štiepenie.



Obr. 8-8a
Schéma jadrového reaktora:
1 palivové tyče (články), **2** chladiaca látka (napr. voda), **3** regulačné tyče obsahujúce kadmium, **4** tlaková nádoba reaktora



Obr. 8-8b
Zjednodušený náčrt jadrovej elektrárne: **1** reaktor, **2** pohon cirkulácie chladiacej látky v okruhu reaktora, **3** výmenník tepla medzi okruhom chladiacim reaktor (znázornený tmavšie) a okruhom poháňajúcim turbíny, **4** vedenie pary k turbínam, **5** turbíny poháňané parou, **6** kondenzácia pár na vodu, **7** pohon cirkulácie v okruhu poháňajúcom turbíny, **8** steny budovy (hrubý betón), v ktorej je reaktor a výmenník tepla

pri rozštiepení jadra, t. j. asi za 10^{-3} s po rozštiepení predchádzajúceho jadra. Druhé sa objavia, až keď sa rozpadnú nestabilné fragmenty rozštiepeného jadra. Takýchto neutrónov je asi 1 % a vznikajú až za niekoľko sekúnd po štiepení. Preto proces v reaktore možno technicky ovládať, alebo zastaviť pomocou regulačných tyčí z látok, ktoré silne pohlcujú neutróny (napr. kadmium Cd).

Jadrová energia sa pri štiepení uvoľňuje zväčša ako kinetická energia fragmentov štiepenia. Ich pôvodne rýchly pohyb sa skoro spomalí pri zrážkach s atómami látok v reaktore, ktoré sa tým zohrievajú. Reaktor sa musí chladiť, a to tak, aby sa odvádzaná energia mohla účinne a bezpečne využiť. Robí sa to najčastejšie v **jadrových elektrárňach** (obr. 8-8b) s parnými turbínami a generátormi. Z bezpečnostných dôvodov sa para nevyrába priamo v reaktore, ale používa sa dvojokruhový systém. Chladivo v reaktore cirkuluje v primárnom okruhu a vo výmenníku odovzdáva teplo sekundárnemu okruhu, v ktorom cirkuluje voda. Po prijatí tepla sa voda v sekundárnom okruhu mení na paru, ktorá poháňa turbíny.

Reaktory typu VVER (vodo-vodný energetický reaktor), ktoré sa u nás používali v jadrových elektrárňach, majú v primárnom aj sekundárnom okruhu vodu.

Bezpečnosť reaktora je zabezpečená takto: Chladivo v primárnom okruhu sa používa ako spomaľovač neutrónov. Pomalé neutróny sú pri vyvolávaní štiepenia oveľa účinnejšie ako rýchle neutróny. Keby sa primárny okruh narušil, voda v ňom by sa vyparila, spomaľovanie neutrónov by prestalo, reťazová reakcia by prešla do situácie s $k < 1$ a zastavila by sa.

Jadrové reaktory sú významné nielen ako zdroje energie, ale aj ako zdroje neutrónov. Prúdom neutrónov z reaktora možno ožarovať rôzne látky a získavať z nich rádioaktívne nuklidy na využitie v praxi.

Úlohy

1. Priemerná spotreba energie na obyvateľa vo vyspelej priemyselnej krajine je asi 10^{11} J za rok. V staroveku blahobyt rodiny z vládnucej vrstvy azda charakterizovali počtom otrokov, ktorý pripadal na jedného člena rodiny. Odhadnite energiu, ktorú môže vyprodukovať otrok za rok a porovnajte ju s uvedenou súčasnou spotrebou.

2. V čom je schematickosť obr. 8-7? [Predovšetkým v tom, že zasiahnuté jadrá sa vo všetkých prípadoch štiepia. Všetky neutróny letia doprava.]
3. Vypracujte stručný referát o činnosti súčasného jadrového reaktora. Na základe poznatkov z textu vysvetlite funkciu častí reaktora (regulačné tyče, moderátor, reflektor).
4. Určte energiu, ktorú možno získať štiepením 1 kg uránu ^{235}U. Z akého množstva čierneho uhlia s výhrevnosťou $3 \cdot 10^7\ J \cdot kg^{-1}$ by sa získala rovnaká energia? [$8 \cdot 10^{13}$ J; asi 2 700 t]

8.6 Zákony zachovania pri jadrových procesoch

Pri jadrových reakciách, s ktorými sme sa dosiaľ oboznámili, zachováva sa v jadrách počet protónov aj počet neutrónov. To znamená, že súčet počtu neutrónov v jadrách vstupujúcich do reakcie je rovnaký ako súčet počtu neutrónov v jadrách z reakcie vystupujúcich; podobne to platí aj pre protóny. No nie je to vždy tak. Napríklad neutrón sa samovoľne rozpadá na protón a elektrón* a existujú aj ďalšie procesy, ktoré svedčia o premenách jedných častíc na druhé.

Analýzou mnohých pokusov fyzici prišli k poznaniu, že existujú veličiny, ktorých celková hodnota sa pri jadrových procesoch nemení. Pre tieto veličiny platia **zákony zachovania**.

V súčasnosti známe zákony zachovania zahŕňajú veľmi veľa experimentálnych poznatkov, majú širokú platnosť a ukazujú na hlboké súvislosti v prírodných dejoch. Môžeme ich tiež chápať ako nevyhnutné podmienky, ktoré musia byť — a to všetky súčasne — splnené, ak sa má určitý proces uskutočniť. Zákony zachovania často podstatne zjednodušujú výpočty. V predchádzajúcich ročníkoch ste sa už oboznámili so zákonom zachovania energie, s jeho postupným zovšeobecňovaním (pre tepelné deje, pre relativistické rýchlosti) aj s jeho významom v prírodných vedách. V tejto stati sa nebudeme zaoberať históriou niektorých zákonov zachovania, uvedieme iba súčasný stav.

Vo všetkých jadrových procesoch sa zachováva **úhrnný elektrický náboj**. Napríklad pre rozpad neutrónu platí

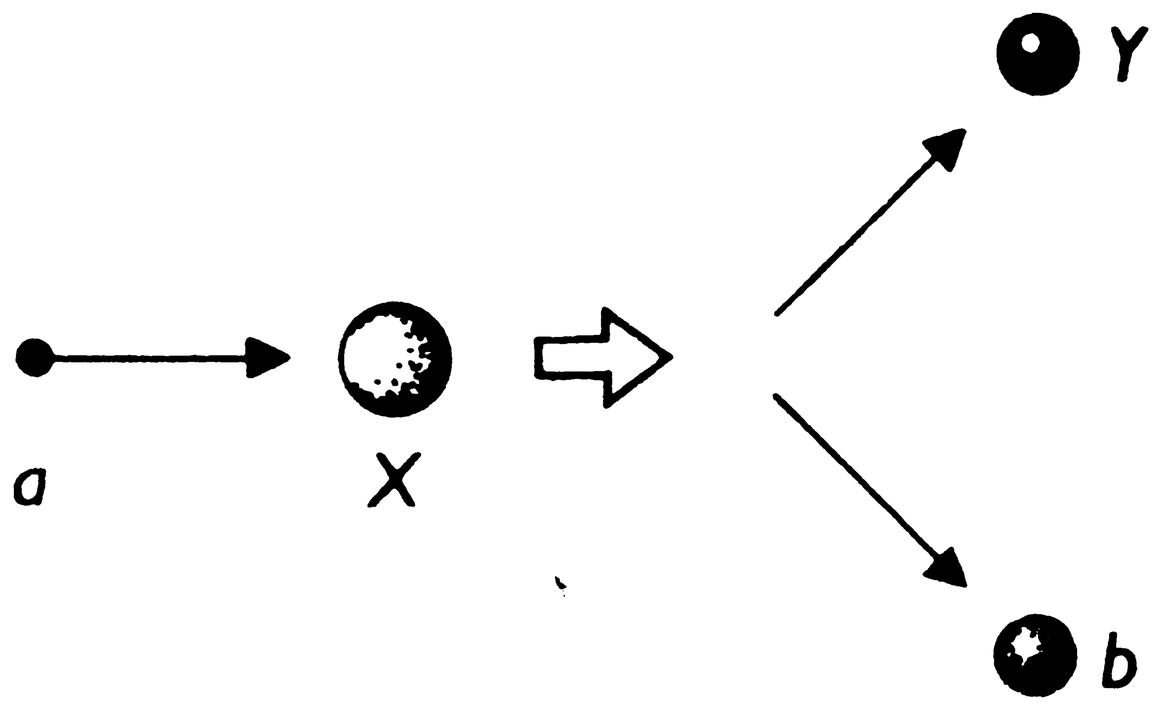
$$^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e \qquad (8.6)$$

---

* O elektrónovom antineutríne, ktoré pri tejto premene tiež vzniká, budeme hovoriť neskôr.

Neutrón sa teda rozpadáva na kladne nabitý protón a záporne nabitý elektrón. Súčet nábojov v koncovom stave premeny (8.6) je nulový a rovná sa náboju neutrónu. Dosiaľ nikdy nebola pozorovaná reakcia, pri ktorej by bol súčet elektrických nábojov v koncovom stave iný ako súčet elektrických nábojov v začiatočnom stave. Toto je obsahom zákona zachovania elektrického náboja.

Rozpad neutrónu je pomerne špeciálnym typom jadrovej reakcie. Jadrovú reakciu možno všeobecne opísať takto (obr. 8-9): Mikročastica a (**strela**) dopadá na jadro **terčíka** X. Pri jadrovej reakcii z pôvodných častíc a, X vzniknú častice b, Y, ktoré sú všeobecne iné ako častice a, X.



Obr. 8-9
Schéma jadrovej reakcie
$a + X \rightarrow Y + b$

Reakciu zapisujeme

$$a + X \rightarrow Y + b; E_r \tag{8.7}$$

kde E_r je **energia reakcie** (pri $E_r < 0$ sa v reakcii energia uvoľňuje). Keď $b = a$, $Y = X$, zrážka sa nazýva pružná, keď sa pri zrážke zmení štruktúra častíc ($E_r \neq 0$), hovoríme o nepružnej zrážke. Nepružné zrážky nazývame (podobne ako v chémii) najčastejšie **reakciami** a jadro Y produkt reakcie.

Energiu reakcie E_r niekedy nezapisujeme. Schematický zápis reakcie (8.7) nie je celkom všeobecný. Pri niektorých reakciách (napr. pri štiepení jadier) máme v koncovom stave viac častíc ako v začiatočnom, pri rozpadoch častíc máme v začiatočnom stave iba jednu časticu.

Zákony zachovania hybnosti, hmotnosti a energie platia aj v mikrosvete. Pre reakciu (8.7) zákon zachovania hybnosti zapisujeme v tvare

$$\boldsymbol{p} \equiv \boldsymbol{p}_a + \boldsymbol{p}_X = \boldsymbol{p}_b + \boldsymbol{p}_Y \equiv \boldsymbol{p}' \tag{8.8}$$

kde $\boldsymbol{p}$ je úhrnná relativistická hybnosť častíc v začiatočnom stave reakcie, $\boldsymbol{p}'$ je tá istá veličina v koncovom stave. Podľa zákona zachovania hybnosti pre každú jadrovú reakciu platí $\boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}'$.

Podľa spojeného **zákona zachovania hmotnosti a energie** sa pri jadrovej reakcii zachováva úhrnná relativistická energia častíc do reakcie vstupujúcich (E_k je kinetická energia):

$$E = E_{ka} + m_{0a}c^2 + E_{kX} + m_{0X}c^2 = E_{kY} + m_{0Y}c^2 + E_{kb} + m_{0b}c^2 = E' \tag{8.9a}$$

Pomocou vzťahu $E_k + m_0 c^2 = m c^2$ a delením c^2 dostaneme

$$\boxed{m = m_a + m_X = m_Y + m_b = m'} \tag{8.9b}$$

Zachováva sa teda aj súčet relativistických hmotností všetkých častíc zúčastňujúcich sa na reakcii. Súčet pokojových hmotností m_0 sa však nezachováva.

Pri jadrových reakciách niekedy vznikajú — najčastejšie ako častice b — fotóny γ. Potom je potrebné do uvedených vzťahov započítať aj relativistickú hybnosť fotónov $p = \frac{E}{c}$, hmotnosť $m = \frac{E}{c^2}$ a energiu $E = hf$.

Pre všetky jadrové procesy boli experimentom potvrdené **zákony zachovania elektrického náboja** a **počtu nukleónov**, ktoré zapisujeme takto:

$$\boxed{Z = Z_a + Z_X = Z_b + Z_Y = Z'} \tag{8.10}$$

$$\boxed{A = A_a + A_X = A_b + A_Y = A'}$$

Pre všetky častice tu zapisujeme náboj ako $q = Ze$ a počet nukleónov označujeme symbolom A, pričom $A = 0$ pre elektrón, fotón a pod.

Zákon zachovania energie je niekedy návodom pri nových objavoch. Koncom dvadsiatych rokov fyzici podrobne študovali rozpad neutró-

nov. Domnievali sa, že rozpad prebieha podľa schémy (8.6). Dôsledné merania energie protónu a elektrónu v koncovom stave naznačovali, že sa hybnosť a energia nezachováva. W. Pauli navrhol v roku 1930 riešenie, ktoré vychádza z platnosti zákonov zachovania energie a hybnosti. Podľa jeho myšlienky rozpad prebieha podľa schémy

$$ {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{0}\bar{\nu}_e $$

kde $\bar{\nu}_e$ značí dovtedy nepozorovanú časticu (dnes nazvanú elektrónové antineutríno). Zdanlivé nezachovanie energie a hybnosti je spôsobené tým, že určitú hybnosť a energiu odnáša antineutríno. Pauliho myšlienka bola po niekoľkých rokoch potvrdená; najprv nepriamo a v polovici päťdesiatych rokov bolo antineutríno registrované.

Úlohy

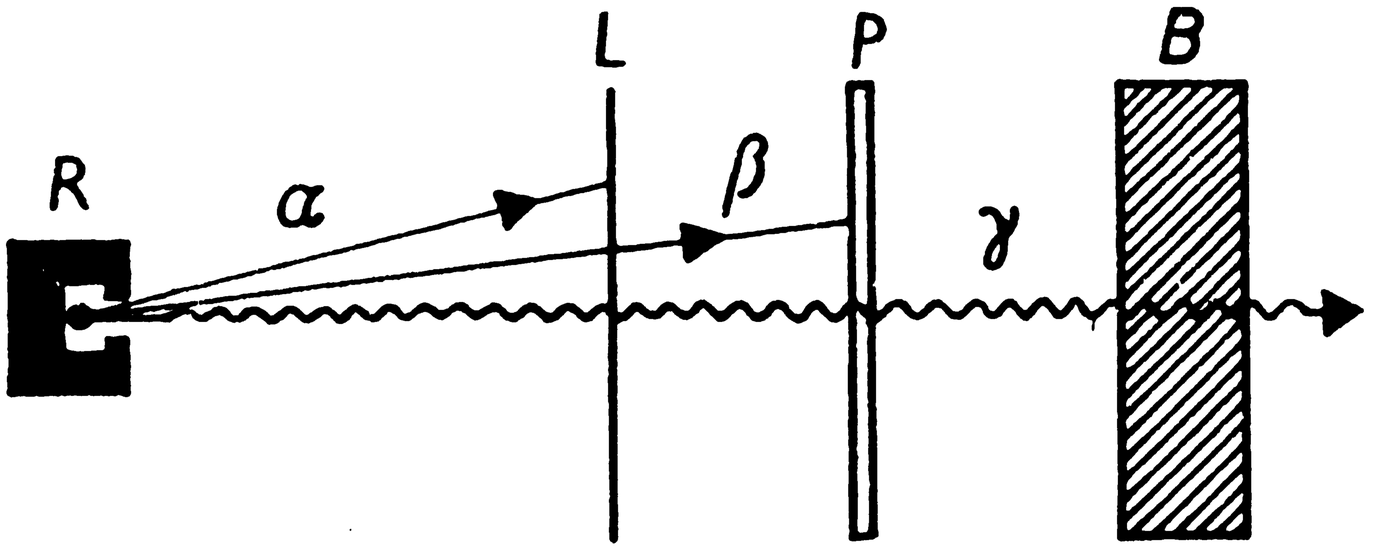
1. Overte, že vo vzťahoch (8.4a, b) a (8.5a, b) na oboch stranách rovníc vystupuje rovnaký počet protónov aj neutrónov. [Napríklad $N = 1 + 1 = 2 + 0$; $1 + 3 = 2 + 2$; $N = 1 + 143 = 88 + 53 + 3 = 53 + 86 + 5$]
2. a) Na základe hodnôt m_n, m_p, m_e zo state 8.2 vypočítajte energiu uvoľnenú pri rozpade neutrónu podľa (8.6). b) Vysvetlite, prečo môže nastať samovoľná premena neutrónu. [a) 0,782 MeV; b) $m_n > m_p + m_e$]
3. Vysvetlite, prečo sa stopa na obr. 8-2 vetví doprava a doľava. [Po pružnej zrážke častice α s protónom v pokoji sa musí súčet hybnosti odlietávajúcich častíc rovnať hybnosti pôvodnej častice α.]
4. Vyjadrite energiu reakcie E_r v procese (8.7) tak, že úbytok kinetických energií častíc vyjadríte pomocou ich pokojových hmotností.
   $[E_r = (E_{ka} + E_{kX}) - (E_{kb} + E_{kY}) = (m_{0Y} + m_{0b})\,c^2 - (m_{0a} + m_{0X})\,c^2]$
5. Ako sa zmení pokojová hmotnosť excitovaného jadra ${}^{60}_{27}\mathrm{Co}^*$ vyžiarením fotónu γ s energiou 1,722 MeV? [Poklesne o hmotnosť tohto fotónu, t. j. o $0{,}001\,85\,m_u \doteq 3{,}1 \cdot 10^{-30}$ kg. *Poznámka*: V procese $X^* \rightarrow Y + \gamma$ sa nevyskytuje častica a.]

8.7 Prirodzená a umelá rádioaktivita. Jadrové žiarenie

Rádioaktivita solí uránu, ktorú objavil v roku 1896 H. BECQUEREL, bola prvým zachyteným, ale ešte nerozlúšteným signálom zo sveta atómových jadier. História výskumov, ktoré vychádzali z tohto objavu, je mimoriadne zaujímavá,

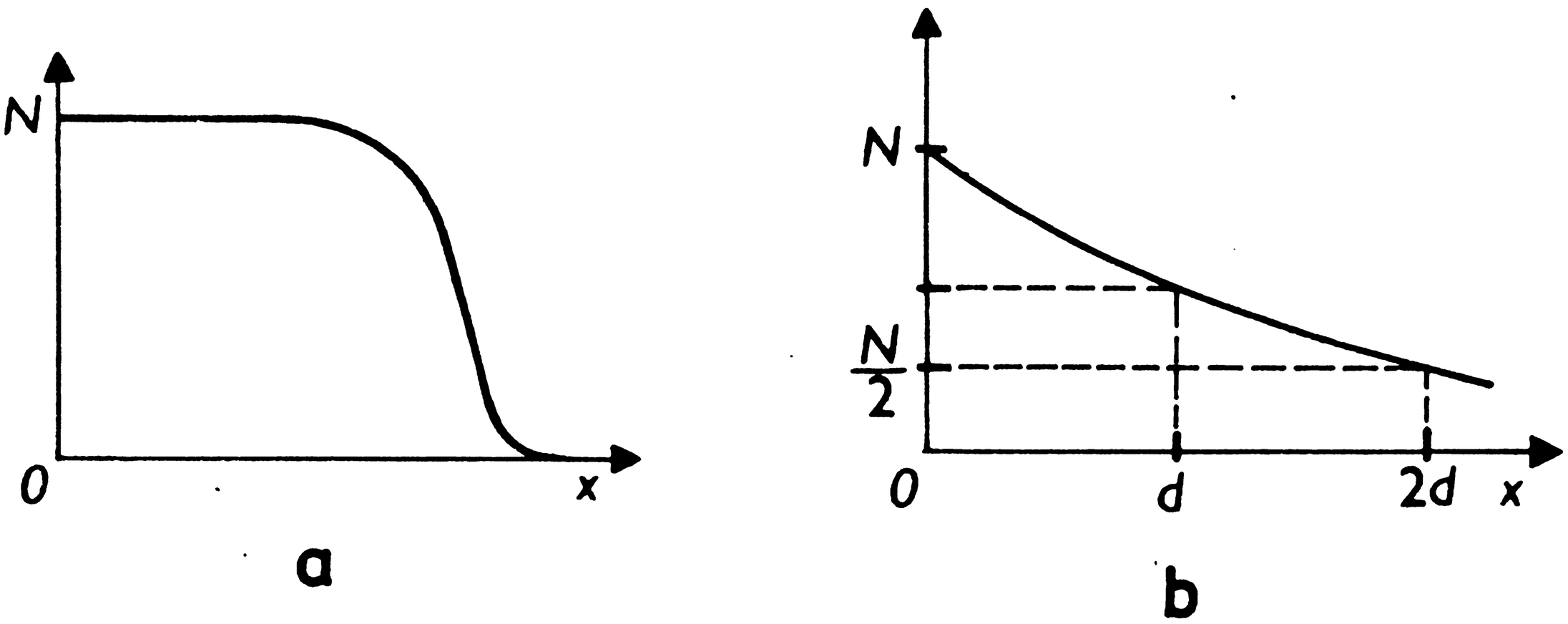
ale dlhá a spletitá. Preto sa zameriame najmä na fyzikálnu podstatu javu. Budeme sa zaoberať aj **umelou rádioaktivitou**, ktorá bola objavená v roku 1934. Pri štúdiu týchto otázok využijeme poznatky **relativistickej** a **kvantovej fyziky**.

Najskôr bolo objavené jadrové žiarenie vysielané jadrami rôznych prvkov. V ňom boli rozlíšené tri zložky označené α, β, γ — podľa zväčšujúcej sa prenikavosti (obr. 8-10). Experimenty ukázali, že žiarenie α a β je prúdom rýchlo letiacich nabitých častíc; pri žiarení α sú to jadrá hélia $^4_2\mathrm{He}^{++}$ a pri žiarení β elektróny. Žiarenie γ má elektromagnetickú povahu, sú to fotóny s vysokou energiou $hf > 10$ keV. Niektoré umelé rádionuklidy vyžarujú **pozitróny** e^+, preto teraz rozlišujeme žiarenie β^- a β^+.



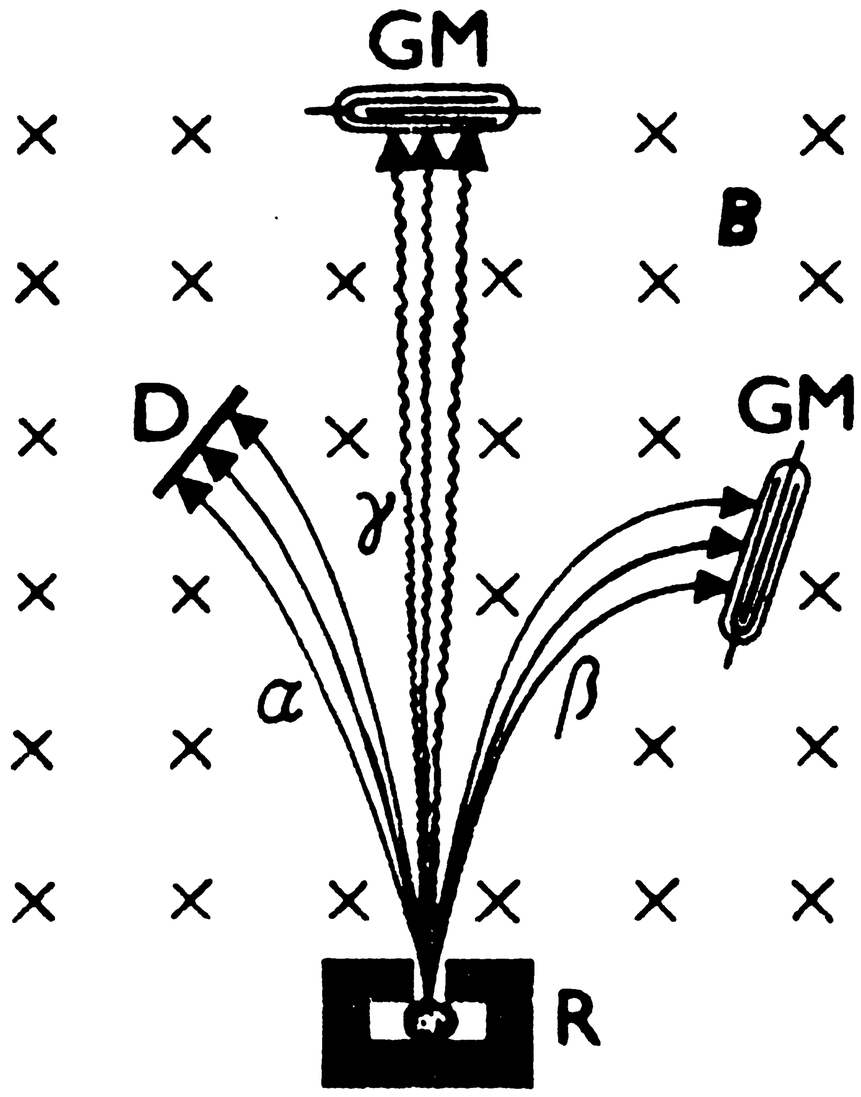
Obr. 8-10
Rozličná prenikavosť troch zložiek rádioaktívneho žiarenia (schematicky); **L** list papiera, **P** hliníkový plech, **B** olovený blok

Absorbcia žiarenia v látkach je veľmi dôležitá v aplikáciách aj pri ochrane zdravia. Zjednodušene si môžeme predstaviť, že letiace častice α, β sa v látkach postupne brzdia, kým fotóny sú v látkach pohlcované. Pohlcovanie fotónov v danej látke charakterizujeme dĺžkou d, na ktorej sa pohltí polovica fotónov (obr. 8-11a, b). Hodnota d sa zväčšuje so



Obr. 8-11
Pokles počtu N častíc jadrového žiarenia pri absorbcii v látkovom prostredí: **a)** pre častice α, **b)** pre fotóny γ

zväčšovaním energie fotónov a závisí od materiálu. Tri zložky jadrového žiarenia sa v magnetickom poli správajú rozlične (obr. 8-12). Žiarenie γ sa neodchyľuje, žiarenia α, β sa odchyľujú na opačné strany.



Obr. 8-12
Správanie sa troch zložiek jadrového žiarenia v homogénnom magnetickom poli (magnetické indukčné čiary vstupujú kolmo do roviny obrázka); GM Geigerov-Müllerov počítač

Dnes vieme, že jadrové žiarenie vzniká pri **samovoľných premenách** niektorých atómových jadier. Nuklidy, ktorých jadrá vysielajú jadrové žiarenie, nazývame **rádioaktívne**. Od roku 1896 bolo objavených asi 50 prirodzených rádionuklidov (RN, tiež rádioizotopov). Od roku 1934 bolo rozličnými jadrovými reakciami pripravených asi 1 500 umelých rádionuklidov.

Ďalej si bližšie všimneme niektoré jadrové reakcie, ktoré mali zásadný význam pri vývoji jadrovej fyziky a zákony zachovania v týchto reakciách.

Veľmi silným žiaričom je rádium, ktoré objavila v roku 1898 Mária Curieová. Rozpadá sa podľa schémy

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \qquad (8.11)$$

Experimentálne určené hmotnosti zúčastnených jadier potvrdzujú, že v reakcii (8.11) sa uvoľňuje energia — reakcia teda prebieha samovoľne. Častica α má energiu asi 4,8 MeV.

Pri určovaní veku archeologických vzoriek sa využíva rádioizotop uhlíka $^{14}_{6}\mathrm{C}$, ktorý sa rozpadá podľa schémy

$$^{14}_{6}\mathrm{C} \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{0}_{-1}e \qquad (8.12)$$

(Vzniká aj antineutríno, ale sme ho neuviedli.) Ľahko sa presvedčíme, že vo všetkých spomínaných reakciách sa zachováva počet nukleónov aj elektrický náboj.

Pomocou častíc α sa podarilo uskutočniť aj niektoré reakcie, ktoré samovoľne neprebiehajú. **Prvú umelú transmutáciu** (premenu) prvkov uskutočnil v roku 1919 Rutherford reakciou

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \qquad (8.13)$$

Tu sa uskutočnil prvýkrát sen alchymistov — jeden prvok (dusík) sa zmenil na iný (kyslík).

Pomocou reakcie

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{0}n \qquad (8.14)$$

bol objavený neutrón. Pri ostreľovaní berýlia prúdom častíc α vznikalo prenikavé žiarenie (neutróny), ktorého častice nemali elektrický náboj. Využitím zákonov zachovania hybnosti a energie Chadwick vylúčil možnosť, že je prenikavé žiarenie tvorené prúdom fotónov.

Manželia Frédéric a Irène Joliot-Curieovci objavili v roku 1934 ostreľovaním hliníka prúdom častíc α umelú rádioaktivitu. Uskutočnili reakciu

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{27}_{13}\mathrm{Al} \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P} + {}^{1}_{0}n$$

pričom vznikajúce jadrá fosforu sa ďalej spontánne menili na jadrá kremíka za súčasnej emisie pozitrónov (a neutrín)

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + {}^{0}_{1}e \qquad (8.15)$$

Pri štúdiu týchto dejov je veľmi dôležitá detekcia častíc. Najťažšia je detekcia neutrónov, lebo neionizujú prostredie a nenechávajú stopu (napr. v bublinovej komore). Preto sa detekujú nepriamo, napr. tak, že ich necháme dopadať na jadrá bóru. Dopadom neutrónov sa z jadier atómov bóru uvoľňujú častice α, ktoré možno detekovať ľahšie

$$^{1}_{0}n + {}^{10}_{5}\mathrm{B} \rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \qquad (8.16)$$

Úlohy

1. Pripravte si stručný referát o začiatkoch výskumu rádioaktivity. Pokúste sa vystihnúť, čo bolo vtedy známe, čo bolo nové a čo bolo nepochopiteľné.

2. Vysiela každý rádionuklid všetky tri druhy jadrového žiarenia? [Nie, zväčša iba α alebo β. Žiarenie γ „sprevádza" emisiu častíc α alebo β iba v niektorých prípadoch.]
3. Presvedčte sa, že zákony zachovania (8.10) sú splnené v reakciách (8.11) až (8.16).
4. Stredovekí alchymisti sa pokúšali premeniť jeden prvok (napr. olovo) na iný (napr. zlato). Porozmýšľajte, či z hľadiska súčasných poznatkov mali nádej na úspech. V čom bol rozdiel v úsilí alchymistov a Rutherforda pri jeho štúdiu reakcie (8.13)? [Chemickými reakciami možno uskutočniť len zmeny elektrónového obalu atómu, jadro sa pri nich nemení.]
   Poznámka: Úlohu si môžete pripraviť ako scénku. Jeden žiak hrá napr. Rudolfa II., druhý žiak alchymistu, tretí poradcu cisára. Poradca má presvedčiť cisára, aby alchymistu nezamestnal. Môžete si pripraviť návrh demonštrácií, analógií a pod. (demonštrácie netreba v skutočnosti urobiť, stačí ich opísať).
5. Prečo mávajú rádioaktívne preparáty zvyčajne vyššiu teplotu ako ich okolie? [Zo začiatku to bádateľov veľmi prekvapovalo. Uvážte spontánny priebeh premeny.]

8.8 Časový priebeh rádioaktívnej premeny. Aktivita žiariča

Aktivita žiariča A určuje počet premien vo vzorke určitého rádionuklidu za 1 s. Jednotkou aktivity je becquerel (Bq); zodpovedá 1 premene za 1 s*.

Aktivita vzoriek rádionuklidu sa s časom postupne zmenšuje. Napríklad pri experimente so vzorkou žiariča β $^{131}_{53}$I sa zistilo, že ak vzorka v čase $t = 0$ vysiela N_0 elektrónov za 1 s, bude v čase T (približne 8 dní) vysielať za 1 s iba $\frac{N_0}{2}$ elektrónov, v čase $2T$ iba $\frac{N_0}{4}$ elektrónov atď. Po uplynutí časového intervalu $t = T$ sa aktivita vzorky zmenšuje na polovicu predchádzajúcej hodnoty. Matematicky to možno zapísať vzťahom

$$\boxed{A(t) = A(0)\left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}} \qquad (8.17a)$$

---

* Jeden g rádionuklidu $^{131}_{53}$I vysiela za 1 s približne $4{,}6 \cdot 10^9$ elektrónov. Vzorka s hmotnosťou 1 g tohto rádionuklidu má teda aktivitu $4{,}6 \cdot 10^9$ Bq. Jeden mg rádionuklidu $^{226}_{88}$Ra vysiela za 1 s asi $3{,}7 \cdot 10^7$ častíc α. Jeho aktivita je $3{,}7 \cdot 10^7$ Bq.

Keďže $\frac{1}{2} = e^{-\ln 2}$, možno predchádzajúci vzťah zapísať aj takto:

$$\boxed{A(t) = A(0)\, e^{-\frac{\ln 2}{T} t}} \qquad (5.17b)$$

Keď zvolíme

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} \qquad (8.17c)$$

dostaneme

$$A(t) = A(0)\, e^{-\lambda t} \qquad (8.17d)$$

kde $A(t)$ je aktivita žiariča v čase t, $A(0)$ aktivita žiariča v čase $t = 0$ s.

Experimenty ukazujú, že vzťahy (8.17) platia pre všetky rádionuklidy. Pritom každý RN je charakterizovaný istým **polčasom premeny** T a **premenovou (rozpadovou) konštantou** λ.

Pre rádionuklid $^{131}_{53}I$ je polčas premeny približne 8 dní, no pre $^{226}_{88}Ra$ až 1 600 rokov.

Dosiaľ sme hovorili o aktivite vzoriek, ktoré obsahujú obrovské množstvo jadier. Teraz budeme hovoriť o zákonitostiach premeny jednotlivých jadier. **Jadrová premena je náhodný proces, ktorý sa uskutočňuje s istou pravdepodobnosťou.**

Túto pravdepodobnosť, charakteristickú pre každý nuklid, opisujeme premenovou konštantou λ. Premenová konštanta λ je konštanta úmernosti medzi časovým úbytkom počtu jadier rádionuklidu, spôsobeným samovoľnou premenou a celkovým počtom (nepremenených) rádioaktívnych jadier. Keď máme vo vzorke $N(t)$ jadier, potom za 1 s sa z nich rozpadne približne $\lambda N(t)$. Preto medzi aktivitou $A(t)$ a počtom jadier nuklidu existujúcich v čase t platí vzťah

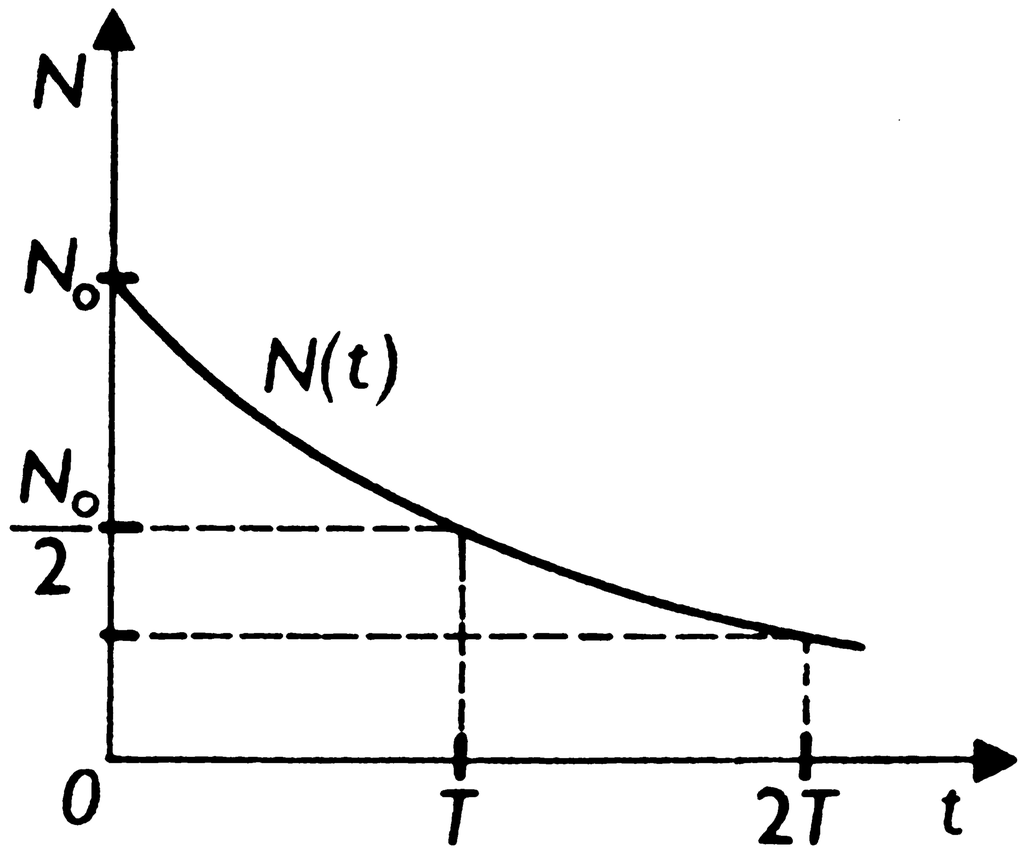
$$A(t) = \lambda N(t)$$

$N(t)$ závisí od času rovnako ako $A(t)$

$$\boxed{N(t) = N_0\, e^{-\lambda t}} \qquad (8.18)$$

pričom N_0 je počet jadier daného RN v čase $t = 0$, $N(t)$ je počet

(nerozpadnutých) jadier tohto RN v čase t (obr. 8-13). Rovnica (8.18) vyjadruje zákon rádioaktívnej premeny.



Obr. 8-13
Závislosť počtu N nepremenených jadier od času pre ľubovoľný rádionuklid

Pravdepodobnostný charakter premeny istého jadra súvisí s tým, že je to proces opisovaný kvantovou fyzikou.

Pripomeňme si (podľa obr. 6-12) energetické hladiny jadra bóru. Všeobecne platí: **Každé jadro môže byť buď v základnom, buď v excitovanom stave. Každý stav má istú energiu.**

Jadrá v excitovanom stave môžu energiu vyžiariť vo forme fotónov γ. Spektrum energií týchto fotónov je typické pre daný **nuklid** a možno ho použiť pri jeho identifikácii.

Pri premene α sa jadro nuklidu ${}^{A}_{Z}X$ mení na jadro charakterizované symbolom ${}^{A-4}_{Z-2}X$. Podobne pri premene β prechádza jadro z istého nuklidu ${}^{A}_{Z}X$ na iný nuklid ${}^{A}_{Z+1}X$. Vo všetkých prípadoch ide o „kvantové prechody“ s istými pravdepodobnosťami.

Zo začiatku bolo nepochopiteľné, prečo jadrové premeny prebiehajú celkom nezávisle od všetkých vonkajších podmienok. Z hľadiska kvantovej fyziky je to však pochopiteľné. Zohriatím alebo chemickým pôsobením možno atómu dodať energiu niekoľko eV. Na excitáciu jadra je však potrebná energia rádovo MeV.

Úlohy

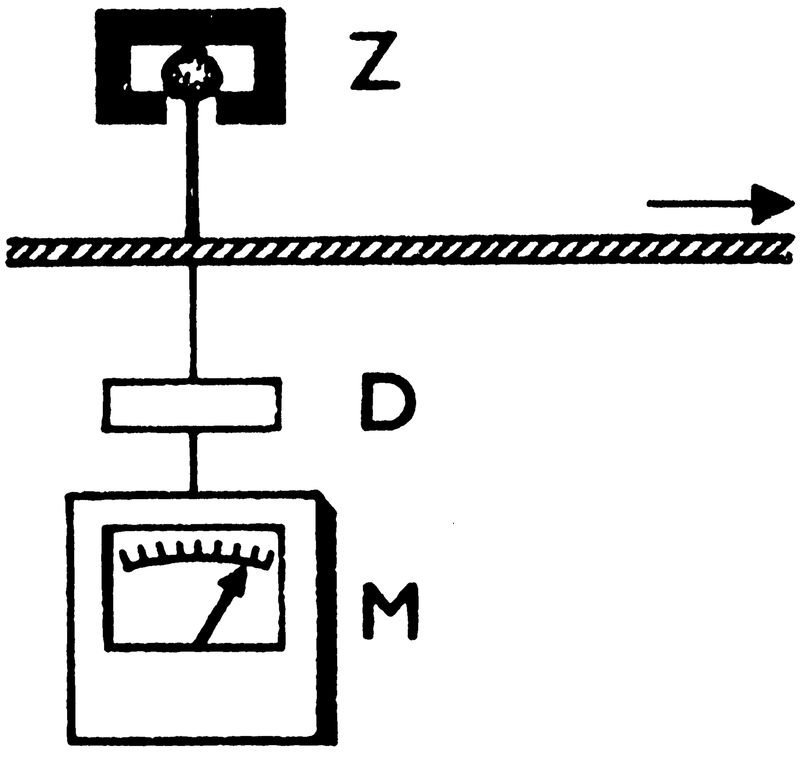
1. Akú aktivitu má a) vzorka obsahujúca 1 g ^{226}Ra; b) 1 g ^{131}I; c) aké množstvo oboch RN možno ešte dokázať detektorom schopným zaregistrovať prelet

jednej častice zo vzorky za 1 s? [a) asi $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Bq; b) asi $4{,}6 \cdot 10^{15}$ Bq; c) asi $2{,}7 \cdot 10^{-9}$ g a $2{,}2 \cdot 10^{-16}$ g]

2. Presvedčte sa, že pri závislosti $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$, $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$ platí $N(t + T) = \frac{1}{2} N(t)$. Pritom $N(t)$ je počet nerozpadnutých jadier v danej vzorke. Vysvetlite fyzikálny význam výsledku. [Za čas T zmenší sa počet nerozpadnutých jadier na polovicu. Tento úbytok nezávisí od „začiatočného" času t. Ak sa jadrová premena neuskutoční, stav jadra sa nezmení.]
3. Za aký čas sa zmenší počet RN vo vzorke na 0,1 % pôvodného počtu? [približne za $10\,T$; $2^{10} = 1\,024 \doteq 10^3$]
4. Aktivita žiarenia z čistého RN je ...úmerná počtu N nerozpadnutých jadier, ...úmerná polčasu premeny T, ...úmerná premenovej konštante λ. Namiesto ...doplňte „priamo" alebo „nepriamo" a odôvodnite. [priamo, nepriamo, priamo]
5. Po objavení zákona rádioaktívnej premeny $N(t) = N(0) e^{-\lambda t}$, jeden z fyzikov ho stručne charakterizoval: „jadro nestarne, kým sa nerozpadne". Vysvetlite význam tohto tvrdenia porovnaním krivky na obr. 8-13 s krivkou, ktorá kvalitatívne vystihuje počet $N(t)$ osôb žijúcich v čase t, z počtu osôb narodených v čase $t = 0$ s. [Prvá krivka klesá rovnomerne, druhá krivka klesá najprv veľmi pomaly, potom rýchlo.]

8.9 Využitie rádionuklidov

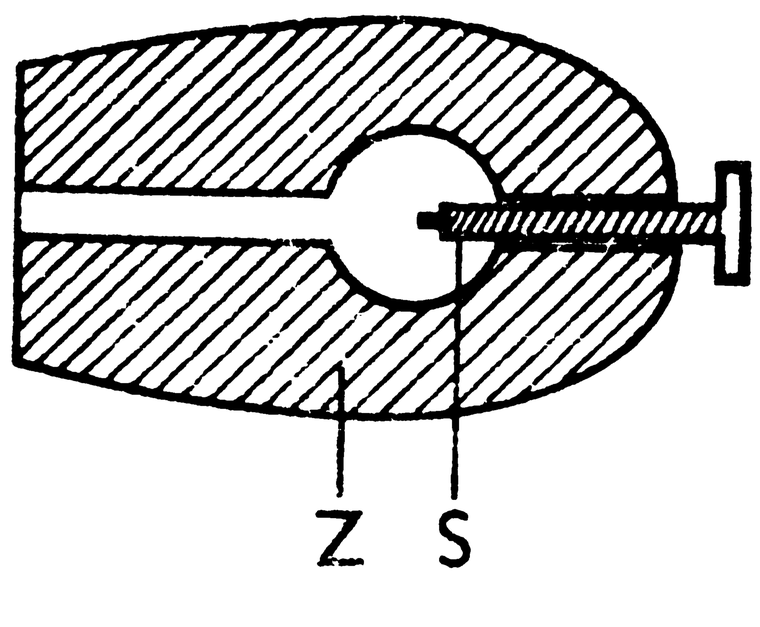
Aplikácia prirodzených, ale najmä umelých rádionuklidov, vo výskume aj v praxi je veľmi rozmanitá a čoraz častejšia. Teraz si objasníme fyzikálnu stránku niektorých aplikácií. Usporiadame ich podľa vlastností žiarenia a rádioaktívnych premien, ktoré sa v danej aplikácii využívajú.



Obr. 8-14
Kontrola bezdotykového merania hrúbky materiálu: **Z** zdroj žiarenia β alebo γ, **D** detektor, **M** merací prístroj

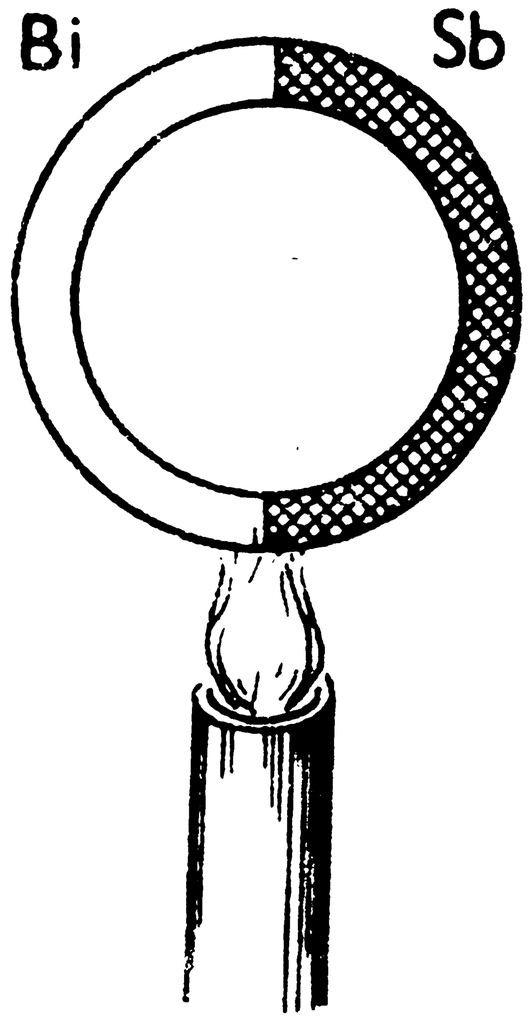
Zoslabenie žiarenia pri prechode látkou. Na tomto princípe pracujú zariadenia, ktoré zisťujú skryté chyby materiálu, podobne ako röntgen, alebo bez dotyku merajú hrúbku papiera, plechu a pod. (obr. 8-14). Toto možno využiť pri automatickej regulácii výrobných procesov.

Zmena vlastností látky pri ožiarení. V lekárstve sa na liečenie zhubných nádorov používa kobaltová bomba (obr. 8-15); vhodnejší názov je kobaltový ožarovač. Toto zariadenie nevybuchuje, ale je zdrojom intenzívneho a presne nasmerovaného zväzku žiarenia γ. Bunky zhubného nádoru sú citlivejšie na dopadajúce žiarenie, ktoré ich rozrušuje a môže spomaliť, alebo celkom zastaviť ich ďalšie rozmnožovanie. Namiesto kobaltu sa používa aj rádioaktívne cézium. Iným využitím rádioaktívneho žiarenia v lekárstve je sterilizácia nástrojov ožiarením. V potravinárstve možno vhodným ožiarením zemiakov zabrániť ich klíčeniu a pod.



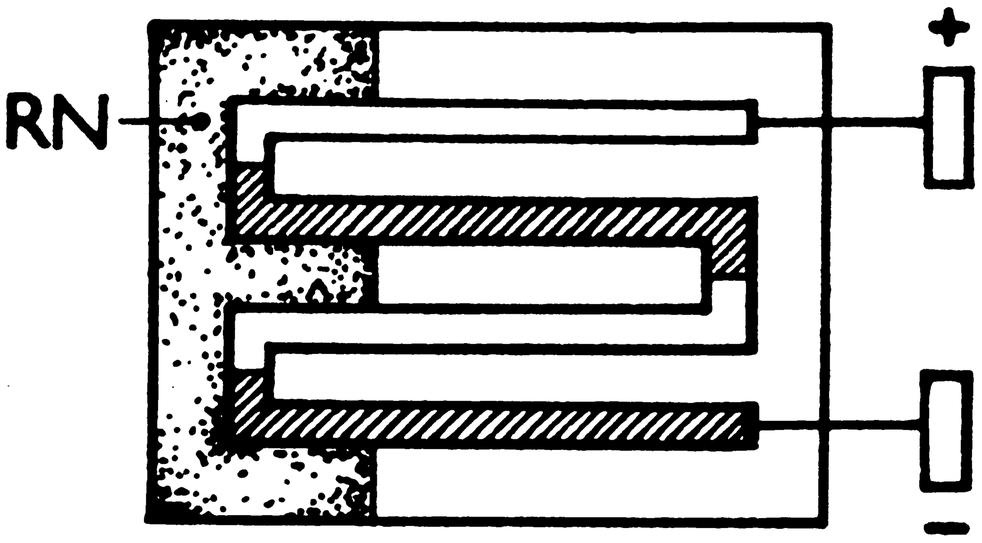
Obr. 8-15
Kobaltový ožarovač (schematicky): **Z** zdroj žiarenia γ, zvyčajne $^{60}_{27}Co$, **S** žiarenie

Teplo produkované rádionuklidmi pri jadrových premenách umožňuje konštruovať elektrické batérie s malou hmotnosťou a veľkou životnosťou. V 2. ročníku ste sa vo fyzike učili o termoelektrickom Seebeckovom



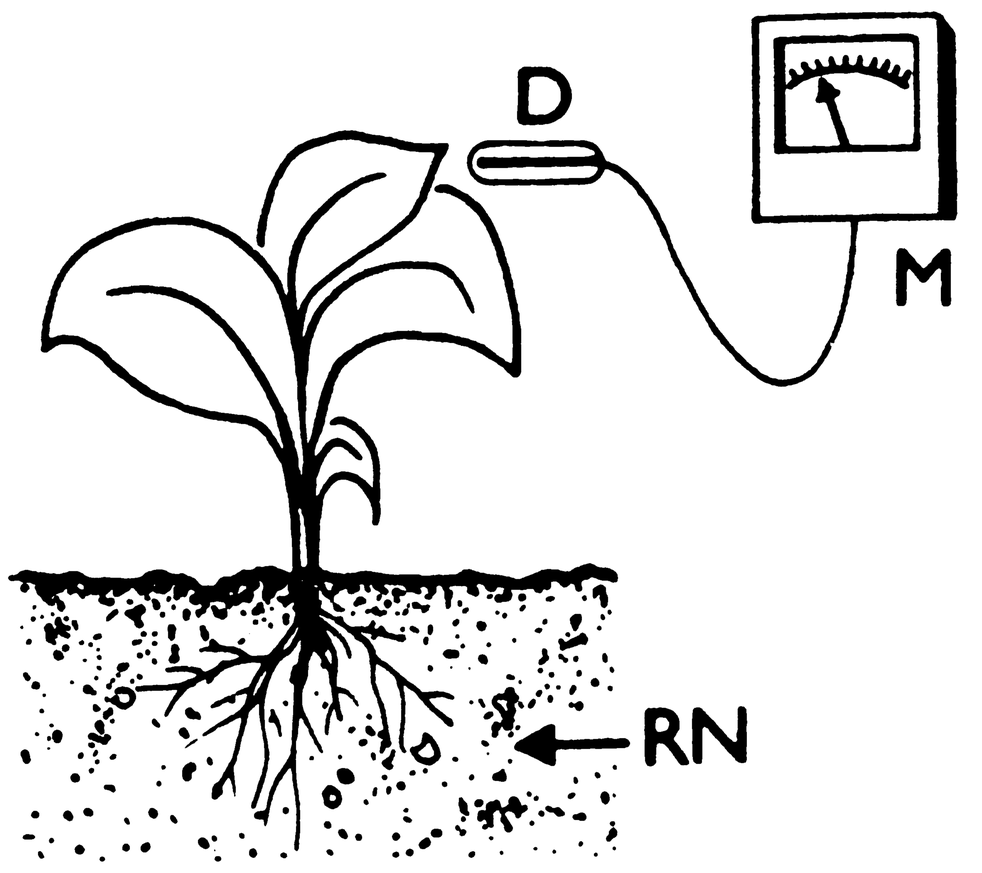
Obr. 8-16a
Seebeckov jav. Keď sa jeden kontakt Bi a Sb zohrieva, druhý udržiava v chlade, vzniká v obvode ems a prechádza prúd

jave (obr. 8-16a). Jadrová batéria (obr. 8-16b) pracuje na rovnakom princípe. Zohrievanie zabezpečuje premena vhodného RN, napr. $^{238}_{94}Pu$ s polčasom premeny $T = 87$ rokov. Jadrové batérie veľkosti pomaranča dlhodobo poskytujú výkon niekoľko W. Používajú sa v družiciach, automatických meteorologických staniciach a pod.



Obr. 8-16b
Schéma jadrovej batérie. Polovica kontaktov sa zohrieva premenou vhodného rádionuklidu

Značkované atómy alebo rádionuklidy dokazujú svoju prítomnosť žiarením, ktoré vysielajú. Rastlina potrebuje na vývin okrem iného aj fosfor, ktorý berie z pôdy. Pre biológov a poľnohospodárov je zaujímavé vedieť, ako rýchlo rastlina fosfor prijíma, z akej hĺbky ho berie a pod. Chemické vlastnosti rádioizotopu $^{32}_{15}P$ sú rovnaké ako vlastnosti obyčajného fosforu $^{31}_{15}P$, takže rastlina tieto izotopy „nerozozná". Do pôdy možno vstreknúť hnojivo s obsahom rádiofosforu $^{32}_{15}P$ a detektorom sledovať, ako rýchlo a v akom množstve sa $^{32}_{15}P$ objaví v jednotlivých častiach rastliny (obr. 8-17). Na podobnom princípe sú založené aj iné metódy biológie alebo medicíny, napr. meranie rýchlosti krvného obehu pomocou rádionuklidu $^{24}_{11}Na$. Na vhodnom mieste sa vstriekne do žily roztok NaCl so značkovanými atómami Na a inde, pomocou detektora, sa sleduje žiarenie vysielané $^{24}_{11}Na$. Činnosť štítnej žľazy mož-



Obr. 8-17
Sledovanie postupu $^{32}_{15}P$ v pôde a v rastline, **D** detektor

no sledovať pomocou rádiojódu $^{131}_{53}\mathrm{I}$ alebo $^{132}_{53}\mathrm{I}$. Je totiž známe, že jód, ktorý sa dostane do organizmu potravou, zhromažďuje sa v štítnej žľaze. Pacient vypije pohár roztoku obsahujúceho rádioaktívny jód, ktorý sa zhromažďuje v štítnej žľaze. Podľa toho, ako rýchlo sa jód v štítnej žľaze nahromadí, lekár posúdi jej funkciu.

Časový priebeh jadrovej premeny ako „jadrové hodiny". V archeológii má veľký význam datovanie pomocou uhlíka $^{14}_{6}\mathrm{C}$. Tento nuklid vzniká v atmosfére Zeme z dusíka vplyvom kozmického žiarenia reakciou $n + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{14}_{6}\mathrm{C} + p$. Takto vznikajú za 1 s asi 2 atómy $^{14}\mathrm{C}$ nad každým 1 cm^2 zemského povrchu. Rozpadom β^- podľa reakcie ${}^{14}_{6}\mathrm{C} \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{0}_{-1}e$ sa rádioaktívny uhlík $^{14}\mathrm{C}$ mení na stabilný dusík. Polčas premeny $T \doteq 5\,370$ rokov. Preto uhlík v atmosfére obsahuje malý, ale merateľný podiel izotopu $^{14}\mathrm{C}$. Tento uhlík prechádza do rastlín asimiláciou vzdušného CO_2 a potom do všetkých živých organizmov. Keď organizmus odumrie, prestane látková výmena a podiel $^{14}\mathrm{C}$ vo zvyškoch rastliny alebo organizmu postupne klesá podľa zákona $N(t) = N_0\,\mathrm{e}^{-\lambda t}$, $\lambda = \dfrac{\ln 2}{T}$. Detekciou žiarenia β^- z malej, presne odváženej vzorky uhlíka, možno určiť podiel $^{14}\mathrm{C}$ a z neho vek odumretého organizmu. Touto metódou možno vek organických zvyškov určiť asi do 60 000 rokov. Takto boli úspešne datované napr. zvyšky z pohrebného člna faraóna Sésostrita III. (výsledok bol 3 620 ± 180 rokov, podľa údajov archeológie asi 3 750 rokov), obdobie, v ktorom bola obývaná jaskyňa Lascaux (laskó) vo Francúzsku a kedy v nej vznikli známe nástenné maľby (15 500 ± 900 rokov).

Úlohy

1. Vypracujte stručný referát o zaujímavej aplikácii RN. Ukážte, aké fyzikálne zákony sa pri tom využili a čo nové aplikácia priniesla.
2. Nedávno sa objavil „senzačný" nález — nápis v dosiaľ neznámom písme starých Mayov. Zistilo sa však, že je to falzifikát starý najviac 20 rokov. Ako k tomu zisteniu prispela fyzika? [Určením veku kože, na ktorej bol nález napísaný.]
3. Voľba RN vhodného pre istú aplikáciu závisí často od polčasu premeny T. Pre ktoré z aplikácií, ktoré poznáte, je žiadúci dlhý a pre ktoré krátky polčas premeny?

4. Navrhnite princíp, na základe ktorého by mohla pracovať automatická stanica na meranie hrúbky snehovej prikrývky v Arktíde. [Hrúbku vrstvy možno merať pomocou pohlcovania jadrového žiarenia, energiu pre vysielačku možno získavať z jadrovej batérie.]

8.10 Bezpečnosť pri práci s jadrovými zariadeniami a rádionuklidmi. Ochrana životného prostredia

Každé ožiarenie tela ionizujúcim žiarením (jadrovým a röntgenovým) alebo neutrónmi **môže byť škodlivé** — ak nie je súčasťou liečenia. Človek takéto žiarenie zmyslami nevníma a nevaruje ho ani pocit bolesti. Preto v záujme ochrany zdravia a bezpečnosti pri práci treba dodržiavať príslušné predpisy. Tieto predpisy sa stále zdokonaľujú. Sú dôležité najmä pre osoby pracujúce priamo s jadrovými zariadeniami. Podľa týchto predpisov musia byť rádioaktívne žiariče zreteľne označené (obr. 8-18). Vzhľadom na rastúci počet a význam aplikácii jadrovej fyziky sú základné poznatky o ochrane zdravia súčasťou všeobecného vzdelania.

Obr. 8-18
Označenie jadrového žiarenia

Fyzikálne ľahko pochopíme tri spôsoby ochrany pred nežiadúcim ožiarením zvonka: **ochranu vzdialenosťou, časom a tienením**. Čím **ďalej** sa zdržujeme od žiariča, tým je ochrana lepšia. Žiarenie sa vo vzduchu šíri od zdroja priamočiaro všetkými smermi. Preto jeho intenzita klesá so štvorcom vzdialenosti. Ak má prekážku — **tienenie**, klesá rýchlejšie. Častica α doletí vo vzduchu len asi 10 cm. Čím **kratší** čas sa zdržujeme v blízkosti žiaričov, tým je to lepšie, lebo účinky žiarenia sa kumulujú (sčítavajú, zhromažďujú). Tienenie jadrového žiarenia vrstvami vhod-

ných látok môže žiarenie α a β celkom pohltiť. Pri žiarení γ a neutrónoch môže tienenie intenzitu žiarenia oveľa znížiť. Fotóny s krátkymi vlnovými dĺžkami sa silne absorbujú v látkach z ťažkých prvkov (Pb, Ba atď.). S neutrónmi je to naopak, najviac sa spomaľujú na ľahkých jadrách, prípadne sa od nich odrážajú.

Treba však zdôrazniť, že na ľudské organizmy pôsobí oddávna aj ionizujúce žiarenie z prírodných zdrojov. Pochádza napr. z RN v niektorých horninách, alebo z RN vznikajúcich dopadom kozmického žiarenia na jadrá v atmosfére alebo na Zemi. Dodatočné ožiarenie obyvateľstva aj pracovníkov v jadrových zariadeniach smie tvoriť len malý prírastok k ožiareniu z prírodných zdrojov*. Z tejto zásady vychádzajú súčasne platné predpisy.

Nukleárna medicína zistila, že rôzne bunky a tkanivá sú jadrovým žiarením nerovnako zraniteľné. Treba chrániť najmä **zárodkové bunky**, **krv** a **kostnú dreň**, v ktorej sa tvoria krvinky.

Ochrana zdravia pracovníkov v jadrovej energetike, vo výskume, v lekárskych laboratóriách atď. je zabezpečovaná tienením, používaním manipulátorov pri práci so silne aktívnymi žiaričmi a dôsledným **meraním ionizujúceho žiarenia**. Toto meranie je úlohou **dozimetrie**.

Čoraz väčší význam má aj **ochrana životného prostredia**. Jadrové elektrárne tvoria oveľa menej škodlivých exhalátov ako tepelné elektrárne s rovnakým výkonom. Rádioaktivita v okolí jadrových elektrární tiež nesmie byť vyššia ako povoľujú prísne predpisy. Mimoriadnu pozornosť však treba venovať skladovaniu vyhorených palivových článkov a ich prípadnému ďalšiemu spracovaniu. Výskum v jadrovej medicíne a starostlivosť o ochranu životného prostredia sú dôležité súčasti mierového využitia jadrovej energie a aplikácií RN v praxi. S tým ostro kontrastuje rast arzenálov jadrových zbraní.

Úlohy

1. Z rádioizotopov jódu, ktoré sa používajú pri vyšetrovaní štítnej žľazy, má $^{131}_{53}I$ polčas premeny 8,05 dňa, $^{132}_{53}I$ len 2,26 h. a) Za aký čas poklesne aktivita vzorky s jedným alebo druhým RN na 0,1 % pôvodnej hodnoty? b) Aké

---

* Túto mieru prekročili následky skúšok jadrových zbraní v ovzduší v päťdesiatych rokoch. Takéto pokusy sú už obmedzené medzinárodnými dohodami.

výhody a nevýhody má používanie $^{132}_{53}I$ v lekárskej diagnostike? [a) asi za 80,5 dní a za 22,6 h; b) nuklid $^{132}_{53}I$ menej ohrozuje pacienta, nemožno ho však dlho uchovávať.]

2. Stroncium je žiarič β aj γ; $T = 27{,}7$ rokov, v organizme sa usadzuje najmä v kostiach. Prečo bol veľmi nebezpečný RN $^{90}_{38}Sr$ z rádioaktívneho spádu po jadrových skúškach v ovzduší? [dlhodobé prenikavé ožiarenie kostnej drene, v ktorej sa tvoria krvinky]
3. Akú ochranu pri práci so žiaričmi poskytuje diaľkovo ovládaný manipulátor? [tienením a vzdialenosťou]
4. Neutrón nemá elektrický náboj. Preto neutrónové žiarenie neionizuje látku, ktorou prechádza. Predsa je však nebezpečné pre organizmus. Prečo? [Pohltením neutrónu vznikajú excitované, zvyčajne rádioaktívne jadrá, ktorých žiarenie je škodlivé.]

8.11 Fyzika „elementárnych" častíc

Starovekí atomisti hľadali základné „stavebné kamene" všetkých telies vo forme ďalej nedeliteľných, nezmeniteľných a nezničiteľných teliesok. Po Chadwickovom objave neutrónu v roku 1932 sa mohlo zdať, že fyzika konečne našla pravé elementárne častice vo forme elektrónov, protónov a neutrónov, z ktorých sú zložené všetky telesá (zatiaľ neuvažujeme o fyzikálnych poliach, a teda ani o fotónoch). Postupne sa však objavovali ďalšie elementárne častice. Najprv bol objavený (1932) pozitrón, ktorý spôsobil stopu v hmlovej komore umiestenej v magnetickom poli. Stopa bola rovnaká ako stopa elektrónu, len náboj častice bol kladný (obr. 8-19). Hovoríme, že pozitrón* je **antičasticou** elektrónu a elektrón je antičasticou pozitrónu. Obidve častice majú rovnaké vlastnosti, ale opačné znamienko elektrického náboja.

Existenciu mezónov** predpovedal v roku 1935 japonský fyzik H. YUKAWA (jukava, 1907—1981). Tieto častice sú nositeľmi jadrových síl.

V súčasnosti poznáme niekoľko sto „elementárnych" častíc s vlastnosťami podobnými elektrónom, mezónom a nukleónom.

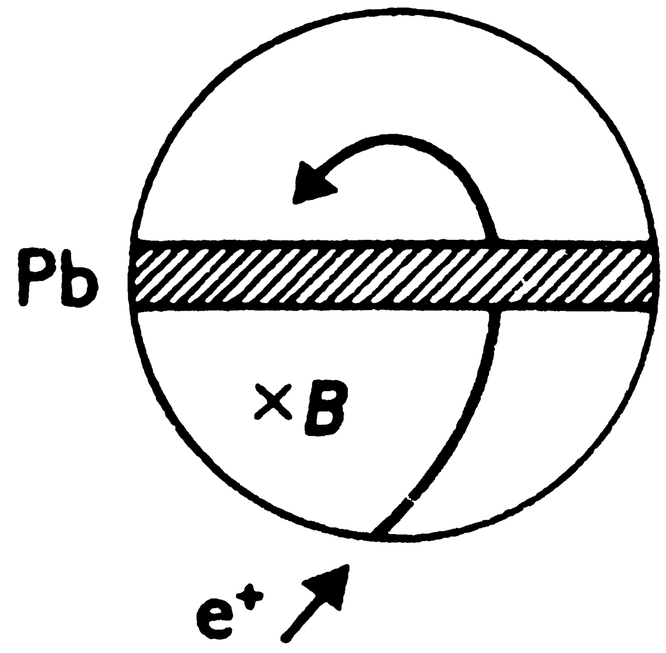
---

* Jeho existenciu predpovedal v roku 1928 anglický fyzik PAUL DIRAC (dyrak, 1902—1984) na základe rovnice spájajúcej kvantovú teóriu s teóriou relativity. Teória predpovedala aj existenciu antiprotónu so záporným elektrickým nábojom, ktorý bol neskôr skutočne objavený.

** Z gréčtiny *mesos* — stredný; názov pochádza z toho, že veľkosť hmotností prvých zo známych mezónov bola medzi veľkosťami hmotností elektrónu a protónu.

8-19

K objavu pozitrónu. Častice po prechode olovenou platňou letia pomalšie, teda letia zdola nahor a majú kladný elektrický náboj



Nezmeniteľnosť a nezničiteľnosť základných častíc sa nepotvrdila, práve naopak, tieto častice vznikajú a zanikajú. Napríklad neutrón sa samovoľne premieňa na iné častice podľa rovnice

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$$

Polčas premeny neutrónu $T \doteq 12$ min. Iné pozoruhodné premeny nastávajú pri zrážkach elektrónov s pozitrónmi

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$$

alebo (8.19)

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$$

V populárnej literatúre sa v súvislosti s týmito reakciami hovorí o **anihilácii** (zničení) hmoty. Tento termín nie je správny. Je pravdou, že častice na ľavej strane (8.19) majú nenulovú pokojovú hmotnosť, kým fotóny na pravej strane majú pokojovú hmotnosť nulovú. Pokojová hmotnosť však vôbec nie je dôležitá. Pri všetkých reakciách „elementárnych" častíc však platí zákon zachovania energie. Preto sa pri nich zachováva celková relativistická hmotnosť $m = \frac{E}{c^2}$. V tomto zmysle sa hmotnosť nestráca a o zničení hmoty (vo filozofickom zmysle) nemožno ani uvažovať. Antičastice sú v skutočnosti častice ako všetky iné, ale zákony zachovania pripúšťajú pri ich účasti aj reakcie typu (8.19).

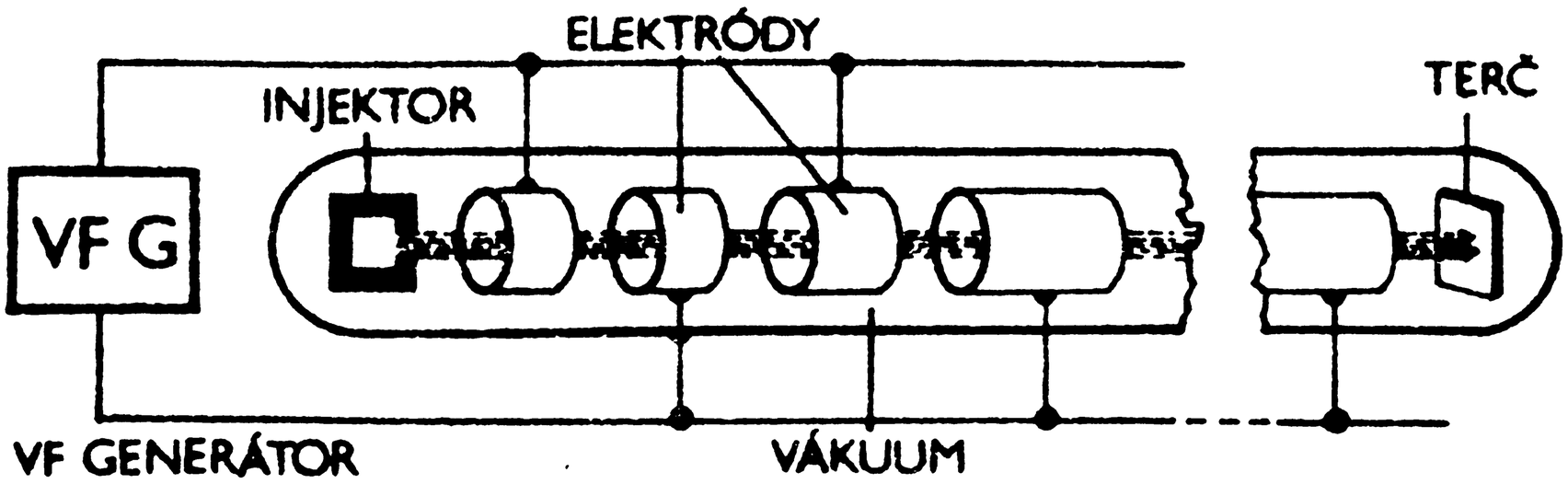
Prívlastok „elementárny" sme dávali často do úvodzoviek, lebo už vieme, že nukleóny a neutróny nie sú v skutočnosti elementárne. Sú to sústavy, ktoré majú svoju štruktúru a skladajú sa z ešte „elementárnejších" častíc. Štruktúra nukleónov bola objavená pri rozptyle vysokoenergetických elektrónov na protónoch a neutrónoch koncom šesťde-

siatych rokov*. Častice, z ktorých sa skladajú protón, neutrón, mezón π a pod., nazývame **kvarky**. Výskum vlastností častíc, ich štruktúry a interakcií je v súčasnosti predmetom samostatnej časti fyziky — **fyziky elementárnych častíc****. Dôležitým nástrojom fyziky elementárnych častíc sú „strely" s vysokými energiami. Pomocou týchto „striel" — elektrónov, protónov a pod. skúmame štruktúru a interakcie častíc. Čím je energia dopadajúcich častíc vyššia, tým podrobnejšie informácie môžeme získať o štruktúre častíc a ich interakciách.

Experimentálne metódy fyziky elementárnych častíc boli v jej začiatkoch jednoduché. V tridsiatych rokoch, keď fyzika elementárnych častíc vznikala, fyzici študovali stopy častíc kozmického žiarenia v hmlových komorách a v hrubých fotografických emulziách. Pri týchto experimentoch často pozorovali zrážky častíc kozmického žiarenia s jadrami emulzií a mohli študovať častice vznikajúce pri týchto zrážkach. Neskôr v päťdesiatych rokoch sa začali budovať urýchľovače, bublinové komory a nové systémy detektorov, ktoré využívali všetky poznatky modernej elektroniky.

Začiatkom tridsiatych rokov mohli častice v urýchľovačoch získať energiu rádovo až 10^7 eV (10 MeV). V súčasných urýchľovačoch dosahujú častice energie až 100 000-krát vyššie. Tieto vysoké energie získavajú častice v kruhových alebo v lineárnych urýchľovačoch.

V lineárnom urýchľovači (obr. 8-20) letí zväzok nabitých častíc radom dutých valcových elektród. Elektródy sú pripojené na vysokofrekvenčný generátor s konštantnou frekvenciou. Dĺžka trubíc je zvolená tak, aby istá skupina častíc bola urýchľovaná pri každom prechode medzi dvoma elektródami.



Obr. 8-20 Schéma lineárneho urýchľovača nabitých častíc

---

* Experimenty boli v istom zmysle analógiou Rutherfordových pokusov, v ktorých bola objavená zložená štruktúra atómov a atómového jadra.

** Niekedy hovoríme aj o subjadrovej fyzike. Tento názov je vhodnejší, lebo naznačuje len to, že predmetom výskumu sú častice s rozmermi porovnateľnými alebo menšími, ako sú rozmery najmenších jadier a nehovorí nič o ich „elementárnosti".

Ešte väčšie energie relatívneho pohybu urýchlených častíc možno dosiahnuť na urýchľovačoch s protibežnými zväzkami častíc. Dva zväzky častíc letia proti sebe a križujú sa v oblasti obkolesenej systémom detektorov. Produkty reakcií pri zrážkach častíc z jedného zväzku s časticami z druhého zväzku sú registrované v detektoroch a neskôr analyzované na veľkých počítačoch. Pri súčasne dosahovaných energiách vzniká pri jednej zrážke protónu s protónom (alebo protónu s antiprotónom) až 60 častíc.

Stavba veľkých urýchľovačov je veľmi nákladná, preto sa urýchľovače budujú často v medzinárodnej spolupráci (napr. Spojený ústav jadrových výskumov v Dubne, Európsky ústav jadrových výskumov (CERN) v Ženeve).

Úlohy

1. Pokojová hmotnosť elektrónu aj pozitrónu je $9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kg. Akú energiu budú mať fotóny, ktoré vzniknú pri zrážke pomalého pozitrónu s atómovým elektrónom v prvej z reakcií (8.19)? [Kinetické energie elektrónu a pozitrónu možno voči energii pochádzajúcej z ich pokojových hmotností zanedbať. Podľa zákona zachovania energie bude energia fotónu 511 keV.]
2. V najväčšom súčasnom urýchľovači dosahujú protóny energiu 10^{12} eV = = 1 TeV. Akou rýchlosťou sa takýto protón pohybuje?
$$\left[v \doteq \left(1 - \frac{1}{2} \cdot 10^{-6}\right) c \doteq 0{,}999\,995\, c \right]$$
3. Vypočítajte de Broglieho vlnovú dĺžku a) častice α s energiou 4,8 MeV; b) protónu s energiou 10^{10} eV. Porovnajte s rozmermi atómu a atómového jadra. [a) $7 \cdot 10^{-15}$ m $< 10^{-10}$ m $\doteq r_{at}$; b) 10^{-16} m $< 10^{-15}$ m $\doteq r_j$]

8.12 Od atómov ku kvarkom

Fyzika elementárnych častíc je oblasťou, kde experimenty prinášajú nové prekvapenia a kde sa navrhujú a overujú nové odvážne teórie. Cieľom tohto úsilia je objasniť štruktúru elementárnych častíc, objaviť a preskúmať zákonitosti ich interakcií, nájsť v „prírodopise" rastúceho počtu elementárnych častíc zjednocujúce princípy (podobne ako sa to podarilo Mendelejevovi s chemickými prvkami). Pochopenie interakcií častíc je dôležité pre objasnenie rôznych štádií vývoja vesmíru. Tu fyzika elementárnych častíc spolupracuje s astrofyzikou.

Nebudeme tu odpovedať na dané otázky, spomenieme iba dva prehľady, ktoré sú závažné pre súčasný fyzikálny obraz sveta.

Medzi dnes už „klasické" výsledky fyziky elementárnych častíc patrí

rozdelenie všetkých známych interakcií medzi časticami do štyroch skupín:

1. **silná interakcia** — pôsobí napr. medzi nukleónmi v jadre;
2. **elektromagnetická interakcia** — medzi všetkými elektricky nabitými časticami;
3. **slabá interakcia** — uplatňuje sa napr. pri rádioaktívnej premene $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$ (nedávno bola vypracovaná teória, ktorá zjednotila elektromagnetické a slabé interakcie do jedného typu interakcie);
4. **gravitačná** interakcia.

V makrosvete poznáme len druhý a štvrtý typ interakcie, ktoré majú ďaleký dosah. Zostávajúce dve majú krátky dosah a možno ich študovať len pomocou náročných experimentov.

Vo svete našej každodennej skúsenosti rozlišujeme elektrické, optické, tepelné, magnetické a chemické javy, ďalej sily trenia atď. Z hľadiska „elementárnych" častic a interakcií sú to však iba rôzne prejavy elektromagnetickej interakcie medzi časticami (atómami, elektrónmi, iónmi). Gravitačné pôsobenie je významné pri kozmických telesách, z ktorých jedným je aj Zem. Gravitačné pôsobenie medzi jednotlivými predmetmi na Zemi je však zväčša zanedbateľné.

Je pozoruhodné, **ako málo** je zásadne rôznych typov vzájomného pôsobenia medzi časticami. Súčasná fyzika sa usiluje celý obraz ešte zjednodušiť **spojením** typov interakcie do jednotného celku. Toto úsilie bolo úspešné pri 2. a 3. type interakcie, takže už môžeme hovoriť o jedinej „elektroslabej" interakcii*.

Iný smer výskumu sa zaoberá štúdiom vnútornej štruktúry nukleónov a ďalších častíc. Ich vlastnosti možno dobre vysvetliť za predpokladu, že sú zložené z niekoľkých málo subčastíc nazvaných kvarky. Napríklad protón sa skladá z troch kvarkov, mezón π z kvarku a antikvarku.

Podľa tohto možno načrtnúť schému, ktorá ukazuje hierarchiu stavby látok z ich základných stavebných kameňov:

---

* V roku 1979 bola udelená Nobelova cena Američanom S. WEINBERGOVI (1933) a S. GLASHOWOVI (1932) a Pakistancovi A. SALAMOVI (1926) za utvorenie zjednotenej teórie slabých interakcií. Za potvrdenie jednej z predpovedí tejto teórie (existencia častice bozónu W) dostali v roku 1984 Nobelovu cenu taliansky fyzik C. RUBBIA a Holanďan VAN DER MEER.

Sústava	Stavebné kamene	Pôvod väzby	Typická väzbová energia
pevné látky, kvapaliny	atómy	chemické sily	1 eV
atóm	elektróny, jadro	elektrické sily	10 eV
atómové jadro	nukleóny	jadrové sily	1 MeV = 10^6 eV
protóny, neutróny	kvarky	medzikvarkové sily	1 GeV = 10^9 eV

Zostáva ešte povedať niečo o zmysle a význame výskumu v oblasti jadrovej fyziky a fyziky „elementárnych" častíc. Výskum je vedený najmä túžbou ľudí po poznaní základných fyzikálnych zákonov sveta, v ktorom žijú. Uplatnenie získaných poznatkov je často nečakané (využitie RN v lekárstve, v archeológii), niekedy veľmi užitočné (jadrová energetika, perspektíva termojadrovej energetiky), inokedy veľmi nebezpečné (jadrové zbrane). Úsilie o ďalšie poznanie ľudí zbližuje — cez hranice národnostných, kultúrnych alebo náboženských tradícií. Čoraz viac sa zvyšuje medzinárodná spolupráca, ktorá je často príkladom čestnej a inšpirujúcej spolupráce a vďaka nej súčasná veda patrí k nádejám ľudstva na dôstojný život v mieri.

Úlohy

1. Pokúste sa ukázať, že naše zmyslové vnemy sú v podstate založené na jednej zo štyroch základných interakcií. [Napríklad hmatom zisťujeme pevné priestorové usporiadanie atómov v niektorých telesách, uplatňuje sa elektromagnetická interakcia.]
2. Objasnite myšlienku spojenia zdanlivo rôznorodých javov na príklade Newtonových zákonov, Maxwellovej teórie alebo inej zjednocujúcej teórie v dejinách vedy. [Newtonova mechanika zjednotila zákony pohybu nebeských telies so zákonmi pohybu telies na Zemi. Maxwellova elektrodynamika zjednotila elektrické, magnetické a optické javy.]

ZHRNUTIE — ATÓMOVÉ JADRÁ A ELEMENTÁRNE ČASTICE

V atómovom jadre nuklidu ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ je Z protónov a $N = A - Z$ neutrónov viazaných jadrovými silami s krátkym dosahom. Obrovská väzbová energia jadra sa prejavuje merateľným hmotnostným úbytkom $\Delta m = \Delta E\, c^{-2}$. Väzbová energia,

ktorá pripadá na jeden nukleón, je niekoľko MeV a je pre rozličné nuklidy rôzna. Preto sa syntézou ľahkých alebo štiepením ťažkých jadier môže uvoľňovať **jadrová energia**.

Samovoľne sa časť energie jadra uvoľňuje **premenami rádionuklidov.** Pri tom vzniká jadrové žiarenie α alebo β^+, β^-, sprevádzané niekedy žiarením γ.

Pre všetky jadrové procesy, vrátane reakcií, pri ktorých sa mení častícové zloženie jadier, **platia zákony zachovania hybnosti, relativistickej hmotnosti a energie, počtu nukleónov a elektrického náboja.**

Jadrové procesy často možno opisovať iba štatisticky. Príkladom je **zákon rádioaktívnej premeny.** Polčas premeny (od zlomkov sekundy po miliardy rokov) je charakteristický pre každý RN.

Poznatky jadrovej fyziky sa uplatňujú v **jadrovej energetike** a v mnohých **aplikáciách RN.** Významné je pôsobenie jadrového žiarenia na živé organizmy, môže byť využité pri diagnóze a liečbe, ale môže tiež škodiť. Preto treba venovať pozornosť ochrane zdravia a životného prostredia.

Niektoré objavy pri výskume jadier viedli k vzniku fyziky elementárnych častíc. Bolo ich už objavených veľa. Sú to napr. elektróny, protóny, neutróny, pozitróny, neutrína, fotóny. Všetky interakcie medzi časticami možno rozdeliť do štyroch druhov: **silné, elektromagnetické, slabé** a **gravitačné.**

Pri experimentoch je dôležitá **detekcia** častíc a ich urýchlenie na dostatočne vysokú energiu.

Hmotnostný úbytok jadra	$\Delta m_j = Z m_p + N m_n - m_j$
Väzbová energia jadra	$E_j = m_j c^2,\ \varepsilon_j = \frac{E_j}{A}$
Schéma jadrovej reakcie	$a + X \rightarrow Y + b;\ E_r$
Zákony zachovania platné pri všetkých jadrových procesoch	
Zákon zachovania hybnosti	$\boldsymbol{p} \equiv \boldsymbol{p}_a + \boldsymbol{p}_X = \boldsymbol{p}_b + \boldsymbol{p}_Y \equiv \boldsymbol{p}'$
Zákon zachovania hmotnosti a energie	$m = m_a + m_X = m_Y + m_b = m'$ $m = (m_0 c^2 + E_k) c^{-2}$
Zákon zachovania počtu nukleónov	$A = A_a + A_X = A_b + A_Y = A'$
Zákon zachovania elektrického náboja	$Z = Z_a + Z_X = Z_b + Z_Y = Z'$
Zákon rádioaktívnej premeny ľubovoľného RN	$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},\quad \lambda = \frac{\ln 2}{T}$
aktivita žiariča	$A(t) = \lambda N(t) = A(0) e^{-\lambda t}$
Významné typy jadrových dejov	
premena α	${}^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} + {}^{4}_{2}\mathrm{He},\quad Z \rightarrow Z-2,\ A \rightarrow A-4$
premena β^-	${}^{14}_{6}\mathrm{C} \rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{0}_{-1}e,\quad Z \rightarrow Z+1,\ A \rightarrow A$
Vznik dvoch fotónov γ pri anihilácii elektrónu a pozitrónu	$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$

ASTROFYZIKA

Nočná obloha, na ktorej je veľké množstvo žiariacich hviezd, priťahovala od nepamäti pozornosť ľudí. Pozorovanie oblohy lákalo ľudí nielen pre jej krásu, ale najmä pre praktické potreby. Na základe pravidelného pohybu Slnka a hviezd po oblohe začali ľudia merať čas, pomocou Slnka a hviezd sa orientovali na mori. Z pozorovania premien nočnej oblohy počas roka, zmien polohy a doby západu a východu Slnka, vedeli už kňazi v starom Egypte predpovedať začiatok záplav na Níle, čo malo obrovský hospodársky význam. Aj na území Európy sa našli zvyšky kamenných stavieb, ktoré svedčia o tom, že aj tu sa ľudia pred viac ako štyrmi tisícročiami venovali astronomickým pozorovaniam. Astronómia teda patrí medzi najstaršie prírodné vedy.

V dávnych dobách si ľudia predstavovali, že všetky hviezdy sú v rovnakej vzdialenosti od Zeme. Predpokladali, že hviezdy sú pripevnené na obrovskej sfére, ktorá sa otáča okolo Zeme. Zem pokladali za stred vesmíru a mysleli si, že okolo nej obiehajú nielen hviezdy, ale aj Slnko a planéty. Už vtedy si ľudia všimli, že poloha planét (z gréčtiny *planéta* — „pútnik") sa medzi hviezdami, usporiadanými do zdanlivo nemenných súhvezdí, neustále mení. Poznali tiež kométy a meteory, ale o ich podstate nič nevedeli.

Kozmickým telesám bývala prisudzovaná nadprirodzená moc — napr. kométy predstavovali zlé znamenie. Z polohy planét pri narodení človeka sa odvodzovala povaha a osud ľudí. Vznikla astrológia, ktorá bola veľmi rozšírená ešte v 17. storočí a zaoberali sa ňou aj významní astronómovia. Potom sa vďaka Galileimu, Newtonovi a mnohým iným vedcom začala intenzívne rozvíjať fyzika. V súčasnosti je astronómia vedou, ktorá študuje pohyby kozmických telies, podmienené gravitačnými silami.

Mladším odvetvím astronómie je **astrofyzika**, ktorá skúma fyzikálne a chemické vlastnosti kozmických telies. Dnes vieme, že hviezdy sú

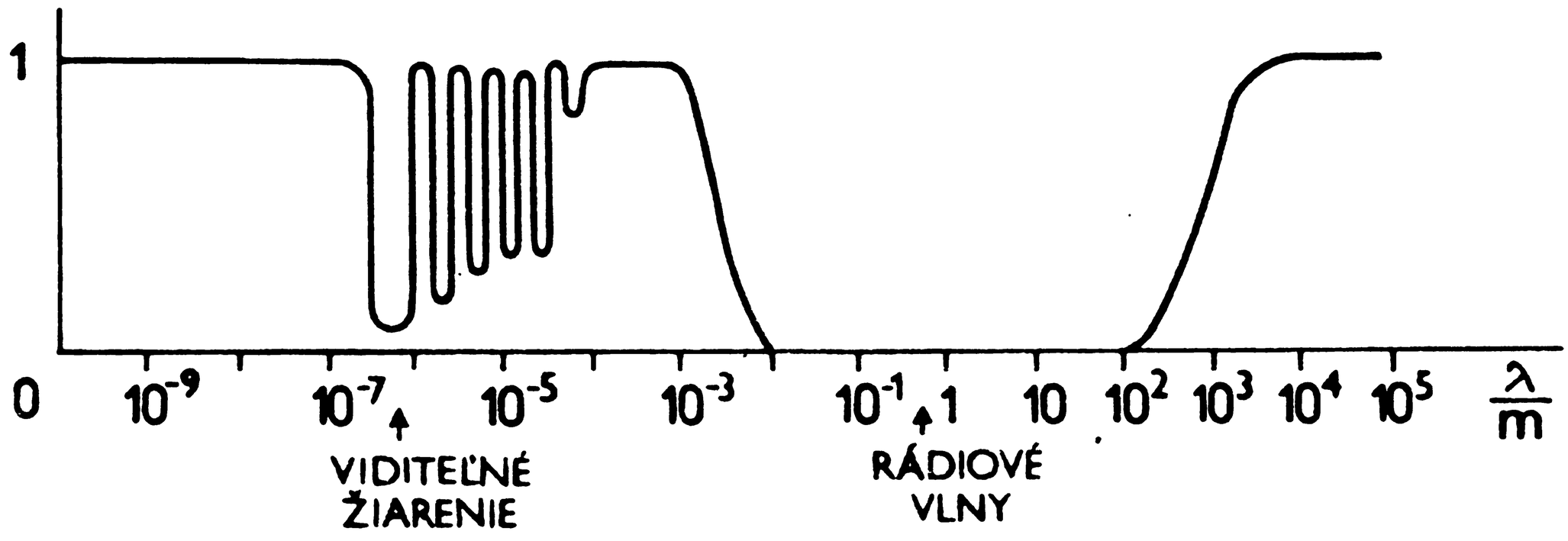
— podobne ako naše Slnko — obrovské plynné telesá, ktoré sa javia ako svietiace body preto, že sú od nás veľmi ďaleko. Vieme, že hviezdy sa skladajú z prvkov, ktoré sa vyskytujú aj na Zemi. Poznáme zdroje energie vyžarovanej hviezdami; vieme, že hviezdy nie sú nemenné, vznikajú, vyvíjajú sa a zanikajú. Tieto procesy sú riadené fyzikálnymi zákonmi, ktoré platia aj na Zemi. Je tiež dobre známe, že ani Zem, ani Slnko nie je stredom vesmíru. Slnko so slnečnou sústavou a so všetkými hviezdami viditeľnými na oblohe, vrátane hviezd, ktoré tvoria pás Mliečnej cesty, sú súčasťou veľkej kozmickej sústavy— našej **Galaxie**.

Veľa procesov, ktoré prebiehajú vo vesmíre, nevieme zatiaľ v laboratóriách uskutočniť. Vnútri hviezd prebiehajú termonukleárne reakcie, môžeme pozorovať výbuchy nov a supernov, neutrónové hviezdy a predpokladá sa aj existencia tzv. **čiernych dier**.

Všetky informácie o takýchto procesoch a stavoch látky sú veľmi cenné. Potvrdzujú platnosť známych fyzikálnych zákonov v extrémnych podmienkach, alebo naznačujú platnosť nových zákonitostí. Je napr. známe, že existencia neutrónových hviezd bola najprv predpovedaná teóriou, a až dlho potom boli tieto hviezdy objavené ako **pulzary**. Dnes máme aj približnú predstavu o tom, kedy a ako vzniklo Slnko, Zem a ostatné planéty a kedy vznikali prvky, z ktorých sa tieto telesá skladajú. Je známe, že ani vesmír ako celok nie je nemenný, ale sa vyvíja.

9. Žiarenie — zdroj informácií o hviezdach a vesmíre

My, ľudia, žijeme na dne vzdušného oceánu. Tlak vzduchu nad povrchom Zeme zodpovedá približne tlaku 10 m vysokej vrstvy vody. Poznatky o vesmíre získavame predovšetkým štúdiom elektromagnetického žiarenia, ktoré dopadá na povrch Zeme. Zemská atmosféra však prepúšťa iba žiarenie v istých intervaloch vlnových dĺžok (obr. 9-1). Je to oblasť viditeľného žiarenia (svetla) s vlnovými dĺžkami 380 nm až 780 nm, ďalej niekoľko úzkych pásov infračerveného žiarenia (s vlnovými dĺžkami 10^{-4} m až 10^{-7} m) a napokon široká oblasť rádiových vĺn (1 cm až 1000 m). Až do tridsiatych rokov nášho storočia bolo jediným zdrojom informácií o vesmíre žiarenie vo viditeľnej oblasti spektra*.



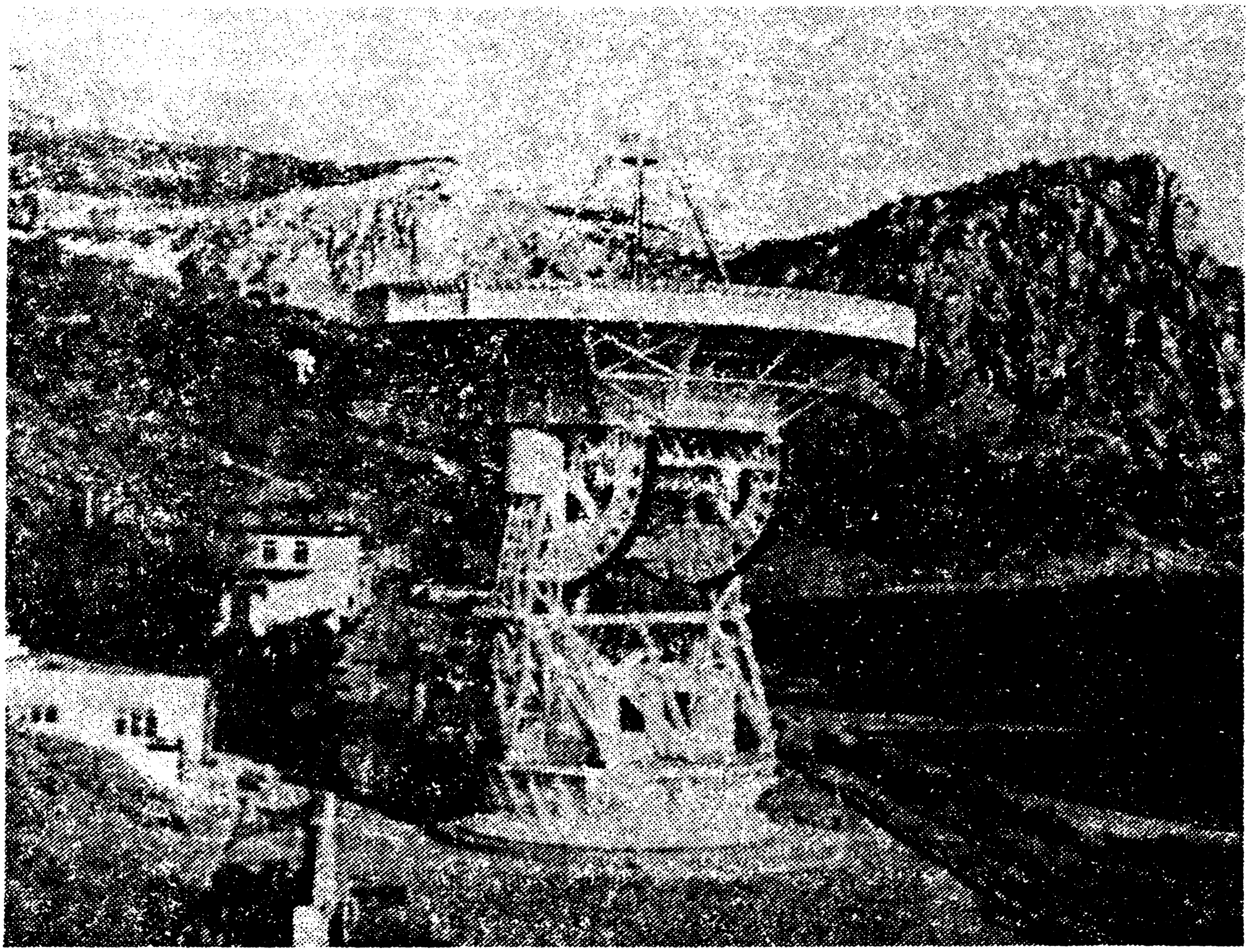
Obr. 9-1
Pohlcovanie elektromagnetického žiarenia s rôznymi vlnovými dĺžkami zemskou atmosférou. Hodnota **0** znamená úplnú priepustnosť atmosféry, hodnota **1** úplné pohltenie

Mimozemské rádiové žiarenie prvýkrát zachytil v roku 1932 americký rádiofyzik českého pôvodu KAREL GUSTAV JANSKY (1905—1950).

---

* Z obr. 9-1 vidieť, ako dokonale sa dlhoročným vývojom prispôsobilo naše oko životu v zemskej atmosfére. Oko je citlivé práve na tú oblasť spektra, ktorú atmosféra iba veľmi málo pohlcuje.

Po zdokonalení techniky prijímania rádiových vĺn v štyridsiatych a v päťdesiatych rokoch sa rádiové žiarenie, prichádzajúce z vesmíru, stalo mimoriadne dôležitým zdrojom poznania a prispelo k mnohým významným objavom, ako sú napr. pulzary, kvazary a tzv. reliktové žiarenie. O týchto objavoch budeme podrobnejšie hovoriť ďalej. Základným zariadením na príjem rádiových vĺn sú **rádiové ďalekohľady** (obr. 9-2).



Obr. 9-2
Rádiový ďalekohľad Krymského astrofyzikálneho observatória s priemerom antény 22 metrov

Po vypustení prvých umelých družíc Zeme — a čiastočne aj predtým pomocou výškových balónov a rakiet — bolo možné registrovať aj žiarenie v iných oblastiach vlnových dĺžok. Podľa oblasti spektra skúmaného žiarenia hovoríme dnes o rádiovej, mikrovlnnej, infračervenej, optickej (vizuálnej), ultrafialovej, röntgenovej a gama astronómii. Ďalšie informácie získavame aj pomocou častíc kozmického žiarenia. Toto

„žiarenie“ je prúd vysokoenergetických častíc (niekedy aj jadier prvkov s malou atómovou hmotnosťou) dopadajúcich na Zem z kozmického priestoru. Pôvod kozmického žiarenia nie je zatiaľ celkom zrejmý. Pravdepodobne vzniká pri procesoch, pri ktorých sa v krátkych časových úsekoch uvoľňuje veľká energia, napr. pri výbuchoch supernov.

Na priame štúdium látky mimozemského pôvodu mala veda až do roku 1969 len meteority. S rozvojom kozmonautiky pribudli k nim vzorky mesačnej horniny a informácie o planétach získané medziplanetárnymi sondami.

9.1 Vzdialenosti v slnečnej sústave

Pod pojmom slnečná sústava rozumieme Slnko a všetky telesá, ktoré sa pohybujú v jeho gravitačnom poli. Je to predovšetkým deväť planét, ďalej mesiace týchto planét, planétky, kométy, meteory a meteorické roje a napokon drobné plynné a prachové častice medziplanetárnej látky.

Na meranie vzdialeností v slnečnej sústave sa používa **astronomická jednotka** AU, ktorá sa rovná strednej vzdialenosti Zeme od Slnka

$$1\ \mathrm{AU} = 1{,}496 \,.\, 10^{11}\ \mathrm{m} \doteq 150 \,.\, 10^{6}\ \mathrm{km}$$

Pred objavom ďalekohľadu* nepoznali astronómovia skutočné vzdialenosti platét od Zeme, ani od Slnka. Zakladateľ heliocentrickej sústavy MIKULÁŠ KOPERNIK poznal tiež len pomery polomerov trajektórií planét, ale nepoznal ich skutočné rozmery. Až keď bola pod vedením astronóma CASSINIHO odmeraná v roku 1672 vzdialenosť Zeme od Marsu, získali astronómovia informácie o skutočných rozmeroch trajektórií planét. Podstata tzv. trigonometrickej metódy merania vzdialenosti planéty je v tom, že sa odmerajú presné súradnice planéty (t. j. poloha stredu kotúča planéty vzhľadom na okolité hviezdy) na dvoch od seba dosť vzdialených miestach Zeme** v rovnakom okami-

---

* Ako jeden z prvých začal v roku 1610 ďalekohľad používať na pozorovanie kozmických telies GALILEO GALILEI.

** Cassini zvolil za jedno miesto Paríž, druhým miestom bola Francúzska Guyana na severnom pobreží Južnej Ameriky.

hu. Z takto odmeraných rozdielov možno určiť uhol, pod ktorým by pozorovateľ na Marse videl vzdialenosť medzi pozorovacími miestami na Zemi. Z tohto uhla a zo známej vzdialenosti oboch miest na Zemi možno geometrickou úvahou určiť okamžitú vzdialenosť planéty od Zeme. Týmto trigonometrickým spôsobom možno určiť iba vzdialenosti pomerne blízkych telies (Mesiac, planéty).

Úlohy

1. Kedy sa definitívne dokázalo, že Zem je guľatá? Porozmýšľajte, či rozvoj námornej plavby a objavenie Ameriky súviseli s rozvojom astronómie v 16. storočí a so vznikom Kopernikovej heliocentrickej sústavy.
2. Polomer Zeme je 6 370 km a polomer trajektórie Marsu pri jeho pohybe okolo Slnka je 1,5 AU. Odhadnite najväčší možný uhol medzi smermi, pod ktorými možno pozorovať stred kotúča Marsa v danom okamihu z rôznych miest na Zemi. Aký záver odtiaľ vyplýva pre presnosť pozorovaní, na základe ktorých Cassini určil vzdialenosť Zeme od Marsu? [35″; Cassini musel merať uhly s presnosťou oblúkovej sekundy.]

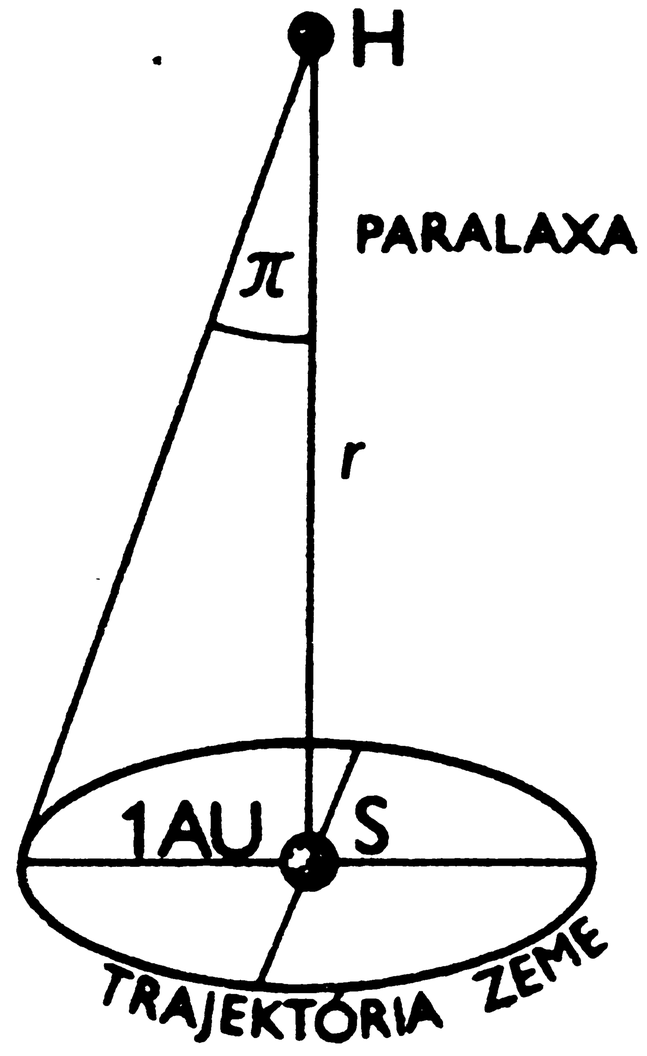
9.2 Vzdialenosti hviezd

Na meranie vzdialeností hviezd sa používa tiež trigonometrická metóda. Hviezdy sú od nás však tak ďaleko, že vzdialenosť dvoch miest na Zemi nemožno brať ako základňu meraní — uhol, pod ktorým by z hviezdy bolo vidieť túto základňu, bol by nemerateľne malý. Preto sa ako základňa používa priemer trajektórie Zeme okolo Slnka. Pri meraniach sa určuje poloha blízkej (jasnejšej) hviezdy vzhľadom na okolité veľmi slabé (vzdialené) hviezdy. Meranie sa opakuje opäť po pol roku. Tieto merania vzdialeností hviezd boli uskutočnené prvýkrát v rokoch 1830—1840. Pri meraniach určujeme uhol, pod ktorým by sme z hviezdy videli polomer trajektórie Zeme, umiestený kolmo na smer lúčov. Tento uhol sa nazýva **ročná paralaxa** a označuje sa π (obr. 9-3). Vzdialenosti hviezd vyjadrujeme pomocou jednotky nazvanej **parsek** (pc)*. Je to vzdialenosť, z ktorej by sme videli úsečku s dĺžkou 1 AU, umiestenú kolmo na smer lúčov, pod uhlom jednej oblúkovej sekundy.

---

* Názov jednotky parsek vznikol spojením slov paralaxa a sekunda.

Obr. 9-3
Meranie vzdialenosti hviezd pomocou ročnej paralaxy



Medzi vzdialenosťou r hviezdy, vyjadrenou v parsekoch, a jej paralaxou π, vyjadrenou v oblúkových sekundách, platí vzťah

$$\{r\} = \frac{1}{\{\pi\}}$$

Pri prepočte jednotky parsek na metre možno vychádzať z obr. 9-3. Keďže uhol π je veľmi malý, pre uhol π v radiánoch platí $\pi \doteq \operatorname{tg} \pi = \frac{1\ \mathrm{AU}}{1\ \mathrm{pc}}$, odkiaľ

$$1\ \mathrm{pc} = \frac{1\ \mathrm{AU}}{\operatorname{tg} 1''} = \frac{1{,}496 \,.\, 10^{11}\ \mathrm{m}}{4{,}848 \,.\, 10^{-6}} = 3{,}086 \,.\, 10^{16}\ \mathrm{m}$$

Preto platí

$$\boxed{1\ \mathrm{pc} \doteq 3{,}09 \,.\, 10^{13}\ \mathrm{km} \doteq 2{,}06 \,.\, 10^{5}\ \mathrm{AU}}$$

Pre väčšiu názornosť sa používa aj dĺžková jednotka nazvaná **svetelný rok**. Je to vzdialenosť, ktorú prejde svetlo vo vákuu za 1 rok. Keďže rok má približne $3{,}156 \,.\, 10^{7}\ \mathrm{s}$ a rýchlosť svetla vo vákuu $c \doteq 2{,}998 \,.\, 10^{5}\ \mathrm{km} \,.\, \mathrm{s}^{-1}$, je

$$1\ \text{svetelný rok} = 3{,}156 \,.\, 10^{7}\ \mathrm{s} \,.\, 2{,}998 \,.\, 10^{5}\ \mathrm{km} \,.\, \mathrm{s}^{-1} \doteq 9{,}46 \,.\, 10^{12}\ \mathrm{km}$$

Z predchádzajúcich údajov ľahko zistíme, že

$$1\ \text{pc} = 3{,}26 \text{ svetelného roka}$$

Najbližšia hviezda Proxima Centauri (z latinčiny *proxima* — najbližšia, *Centaurus* je názov súhvezdia) je od nás vzdialená asi 1,3 pc. To znamená, že svetlo tejto hviezdy k nám dôjde za 4,2 roka.

Použitie trigonometrickej metódy je obmedzené presnosťou merania paralaxy. Touto metódou môžeme určovať vzdialenosti hviezd s paralaxami do 0,02″, teda tie, ktoré sú k nám bližšie ako 50 pc.

Určovanie vzdialenosti hviezd, ktoré sú od nás ďalej ako 50 pc, je zložitejší problém. Zakladá sa na predpoklade, že vzdialená hviezda má rovnaké fyzikálne vlastnosti, ako má hviezda, ktorej vzdialenosť poznáme. Keď je napr. vo veľkej vzdialenosti hviezda, ktorá má rovnaké fyzikálne vlastnosti (spektrum, povrchovú teplotu atď.) ako naše Slnko, predpokladáme, že aj celková energia, vyžiarená hviezdou, je rovnaká ako energia vyžarovaná Slnkom. Na základe toho, akou jasnou sa nám hviezda javí, môžeme potom odhadnúť jej vzdialenosť.

Najpresnejšími „etalónmi žiarivosti“ sú niektoré periodické premenné hviezdy, ktorých celková žiarivosť súvisí jednoznačne s periódou zmien žiarivosti.

Úlohy

1. Najjasnejšou hviezdou je Sírius v súhvezdí Veľkého Psa. Svetlo zo Síria k nám príde za 8,7 roka. Akú má Sírius paralaxu? [0,37″]
2. Má zmysel hovoriť o výprave kozmickej lode do súhvezdia Kasiopeje? [Nemá. Hviezdy určitého súhvezdia sa na oblohe premietajú blízko seba, ale v skutočnosti sú medzi nimi obrovské vzdialenosti; niektoré hviezdy sú k nám bližšie, iné ďalej.]
3. Pod akým uhlom by sme videli polomer trajektórie Jupitera (5,2 AU) z hviezdy, ktorá je vo vzdialenosti 10 pc od Slnka? [0,52″]
4. Keby ste trajektóriu Zeme znázornili obvodom jednokorunovej mince, ako ďaleko by od tejto mince bola Proxima Centauri? [asi 3 km]

9.3 Hmotnosti hviezd

Hmotnosť kozmického telesa môžeme ľahko určiť, ak pozorujeme pohyb iného telesa v jeho gravitačnom poli. Ukážeme, ako možno určiť

hmotnosť najbližšej hviezdy — Slnka — zo zákonitostí pohybu planét. Predpokladajme, že Zem obieha okolo Slnka po kružnici s polomerom $r = 1\ \mathrm{AU} = 1{,}496 \,.\, 10^{11}$ m s obežnou dobou $T = 1$ rok $= 3{,}156 \,.\, 10^{7}$ s. Keď označíme $M_\odot$ hmotnosť Slnka, m hmotnosť Zeme, bude na Zem pôsobiť gravitačná sila s veľkosťou

$$F_g = \varkappa \frac{M_\odot m}{r^2}$$

kde $\varkappa = 6{,}67 \,.\, 10^{-11}\ \mathrm{m^3 \,.\, kg^{-1} \,.\, s^{-2}}$ je gravitačná konštanta. Táto gravitačná sila je dostredivou silou F_d pri pohybe Zeme okolo Slnka. Pre veľkosť dostredivej sily platí

$$F_d = m \frac{v^2}{r}$$

Keď rýchlosť Zeme vyjadríme pomocou obežnej doby T a polomeru trajektórie r

$$v = \frac{2\pi r}{T}$$

bude

$$F_d = \frac{m\, 4\pi^2 r}{T^2}$$

Z podmienky $F_g = F_d$ dostaneme

$$\varkappa \frac{M_\odot m}{r^2} = \frac{m\, 4\pi^2 r}{T^2} \tag{9.1}$$

Odtiaľ pre hmotnosť Slnka

$$M_\odot = \frac{4\pi^2}{\varkappa} \frac{r^3}{T^2} = 1{,}99 \,.\, 10^{30}\ \mathrm{kg} \tag{9.1a}$$

Planéty vzdialených hviezd nemôžeme pozorovať, preto túto metódu určovania hmotnosti hviezd nemôžeme použiť. Veľký počet hviezd sa však vyskytuje ako združené v dvojhviezdach; potom možno predchádzajúcu metódu použiť s malými obmenami: Obidve zložky dvojhviez-

dy obiehajú okolo hmotného stredu (ťažiska) dvojhviezdy*. Keď vzdialenosť medzi obidvoma hviezdami je r a ich hmotnosti sú M, m, potom namiesto vzťahu (9.1a) platí vzťah

$$M + m = \frac{4\pi^2}{\varkappa} \frac{r^3}{T^2} \tag{9.2}$$

Niektoré dvojhviezdy môžeme pozorovať priamo ako dve hviezdy blízko seba a ich pohyb okolo spoločného ťažiska (hmotného stredu) možno zistiť zo zmeny vzájomnej polohy. Takouto dvojhviezdou je napr. Alphirk v súhvezdí Cefea. Keď sa obe zložky dvojhviezdy pri vzájomnom obehu periodicky zakrývajú (vzhľadom na pozorovateľa na Zemi), prezradí sa hviezda periodickým kolísaním jasnosti. Hovoríme o **zákrytových dvojhviezdach**. Známou zákrytovou dvojhviezdou je napríklad Algol v súhvezdí Perzea**.

Zo vzťahu (9.2) môžeme získať zovšeobecnený tvar tretieho Keplerovho zákona. Keď vzťah (9.2) násobíme T^2 a delíme r^3, dostaneme

$$\frac{(M + m)\, T^2}{r^3} = \frac{4\pi^2}{\varkappa^2}$$

Tento vzťah platí pre ľubovoľné dve telesá s hmotnosťami M, m obiehajúce okolo seba vo vzdialenosti r s obežnou dobou T. Keď je jedna dvojica charakterizovaná veličinami M_1, m_1, T_1, r_1 a druhá M_2, m_2, T_2, r_2, potom pre obe dvojice platí predchádzajúci vzťah. Jednoduchou úpravou odtiaľ dostaneme

$$\frac{r_1^3}{r_2^3} = \frac{T_1^2 (M_1 + m_1)}{T_2^2 (M_2 + m_2)} \tag{9.3}$$

---

* Ťažisko dvojhviezdy skladajúcej sa z dvoch hviezd s rovnakou hmotnosťou leží uprostred spojnice ich stredov. Ak majú hviezdy hmotnosti m_1, m_2, leží ťažisko na spojnici ich stredov a rozdeľuje túto vzdialenosť v pomere $m_2 : m_1$.

** Názvy jednotlivých hviezd majú často arabský pôvod, čo svedčí o vedúcej úlohe arabských hvezdárov v období medzi starými Grékmi a 14. storočím v Európe. Napríklad meno premennej hviezdy Algol v súhvezdí Perzea pochádza z arabského *Ras al Ghul* — v preklade značí diablova hlava alebo hlava démona púšte. Hviezdy súhvezdia Veľkej Medvedice majú napríklad takéto mená: α — Dubhe (skrátením arabského názvu *Thar al Dubb al Akbar*), v preklade chrbát veľkého medveďa, β — Merak (*Al Marakk*), v preklade bedro medveďa, γ — Phekda (*Al Falidh*), v preklade stehno medveďa.

Keď do (9.3) dosadíme za jednu dvojicu telies hodnoty zodpovedajúce obehu Zeme okolo Slnka, t. j. $r_1 = 1$ AU, $T_1 = 1$ rok, $(M_1 + m_1) \doteq M_\odot$ (hmotnosť Zeme vzhľadom na hmotnosť Slnka môžeme zanedbať), dostaneme súčet hmotností zložiek dvojhviezdy v jednotkách hmotnosti Slnka $M_\odot$.

Úlohy

1. V texte sme určili hmotnosť Slnka pomocou obehu Zeme okolo Slnka. Určte podobne hmotnosť Zeme pomocou obehu Mesiaca okolo Zeme, ak viete, že stredná vzdialenosť Mesiaca od Zeme je 385 000 km. Určte tiež strednú hustotu Zeme. Zem považujte za guľu s polomerom 6 370 km, hmotnosť Mesiaca považujte za veľmi malú vzhľadom na hmotnosť Zeme. [$6 . 10^{24}$ kg; $5{,}5 . 10^3$ kg . m^{-3}]
   Poznámka: Hmotnosť Zeme možno určiť aj z veľkosti gravitačného zrýchlenia na povrchu Zeme $a_g = \varkappa M_Z R_Z^{-2}$.
2. Zložky dvojhviezdy α Centauri obiehajú okolo spoločného hmotného stredu vo vzájomnej vzdialenosti 23,2 AU s obežnou dobou 79 rokov. Vypočítajte súčet hmotností zložiek. [2,0 $M_\odot$]
3. Zložky dvojhviezdy Capelly v súhvezdí Vozataja majú strednú vzdialenosť 0,85 AU a obežnú dobu 0,285 roka. Vypočítajte súčet hmotností zložiek. [7,6 $M_\odot$]

9.4 Žiarivé výkony a povrchové teploty hviezd

Žiarivý výkon označovaný v astrofyzike písmenom L je jednou zo základných charakteristík hviezd. Je to celkový výkon žiarenia, vysielaný celým povrchom hviezdy do celého priestoru. Pre žiarivý tok Φ_e, dopadajúci kolmo na plochu s obsahom S vo vzdialenosti r od hviezdy, platí*

$$\Phi_e = \frac{L}{4\pi r^2} S \tag{9.4}$$

Keď vzdialenosť r hviezdy poznáme a odmeriame žiarivý tok, ktorý z hviezdy dopadá na plochu s obsahom S, môžeme z (9.4) vypočítať žiarivý výkon hviezdy L.

Na vzťahu (9.4) sa zakladá aj metóda určovania vzdialeností hviezd spomenutá v predchádzajúcej stati. Pritom si treba uvedomiť, že vo

---

* Jednotkou žiarivého výkonu a žiarivého toku je watt, $\{L\} = \mathrm{W}$, $\{\Phi_e\} = \mathrm{W}$

vzťahu (9.4) sme zanedbali absorpciu žiarenia v medzihviezdnej hmote.

Žiarivý výkon hviezdy L je daný jej povrchovou teplotou a obsahom jej povrchu $4\pi R^2$. Keď predpokladáme — a tento predpoklad je potvrdený experimentom — že hviezda žiari približne ako čierne teleso, potom pri efektívnej teplote jej povrchu T_{ef} sa intenzita vyžarovania hviezdy rovná σT_{ef}^4, kde $\sigma = 5{,}67 \,.\, 10^{-8}\ \mathrm{W\,.\,m^{-2}\,.\,K^{-4}}$ je Stefanova-Boltzmannova konštanta. Plošný obsah povrchu hviezdy je $4\pi R^2$ a jej žiarivý výkon je teda

$$\boxed{L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4} \tag{9.5}$$

Žiarivý výkon hviezdy môžeme určiť aj pomocou vzťahu (9.4). Jednoduchou úpravou (9.4) dostaneme

$$L = 4\pi r^2 \frac{\Phi_e}{S} \tag{9.6}$$

Keď odmeriame žiarivý tok Φ_e, ktorý dopadá z hviezdy na plochu s obsahom S na povrchu Zeme a ak poznáme vzdialenosť r hviezdy od Zeme, môžeme pomocou (9.6) určiť žiarivý výkon hviezdy L. Keď takto určený žiarivý výkon L dosadíme do (9.5) a ak poznáme polomer hviezdy R, môžeme zo vzťahu (9.5) určiť jej efektívnu povrchovú teplotu T_{ef}.

V astronómii sa často používa pojem **hviezdna magnitúda**. Vyjadrujeme ňou pozorovanú jasnosť hviezdy. Historicky vzniklo rozdelenie hviezd podľa ich jasnosti do šiestich magnitúd. Najjasnejšie boli hviezdy prvej magnitúdy, najslabšie (okom viditeľné) hviezdy boli šiestej magnitúdy. Neskôr, pri presnejšej klasifikácii bol rozdiel magnitúd m_A, m_B dvoch hviezd A, B definovaný vzťahom

$$m_A - m_B = -2{,}5 \log \frac{\Phi_A}{\Phi_B} \tag{9.7}$$

kde Φ_A, Φ_B sú žiarivé toky dopadajúce z týchto hviezd na Zem.

Tieto zdanlivé hviezdne magnitúdy nepodávajú informáciu o skutočných žiarivých výkonoch rôznych hviezd. Zo vzťahov (9.4) a (9.7) je zrejmé, že zdanlivé magnitúdy závisia nielen od žiarivých výkonov hviezd, ale aj od ich vzdialeností. Preto bola definovaná **absolútna hviezdna magnitúda** M ako magnitúda prepočítaná na vzdialenosť 10 pc. Za predpokladu, že absorpciu žiarenia v kozmickom priestore môžeme zanedbať, pre absolútnu hviezdnu magnitúdu

platí

$$M = m + 5 - 5 \log r$$

kde m je zdanlivá hviezdna magnitúda, r je vzdialenosť hviezdy v parsekoch. Naše Slnko, ktoré má zdanlivú magnitúdu $-26{,}8^{m}$, má absolútnu magnitúdu $+4{,}7^{M}$; zo vzdialenosti 10 pc by sa naše Slnko javilo ako pomerne slabá hviezdička.

Úlohy

1. Žiarivý tok slnečného žiarenia na plochu s obsahom 1 m^2 na Zemi je $1{,}36 \cdot 10^3$ W. Vypočítajte žiarivý výkon Slnka. [$3{,}83 \cdot 10^{26}$ W]
2. Polomer Slnka je $6{,}96 \cdot 10^8$ m, žiarivý výkon Slnka je $3{,}83 \cdot 10^{26}$ W. Vypočítajte efektívnu povrchovú teplotu Slnka. [5 770 K]
3. Aký žiarivý tok dopadá zo Slnka na plochu s obsahom 1 m^2: a) na Venušu; b) na Jupiter? Vzdialenosť Venuše od Slnka je 0,72 AU, vzdialenosť Jupitera je 5,2 AU. [a) $2{,}6 \cdot 10^3$ W; b) 50 W]
4. Zdanlivá hviezdna magnitúda Síria je $-1{,}43^{m}$, ročná paralaxa $\pi = 0{,}376''$. Vypočítajte jeho absolútnu hviezdnu magnitúdu. [$M = m + 5 + 5 \log \pi = +1{,}45$, t. j. absolútna magnitúda Síria je $+1{,}45^{M}$]

9.5 Spektrá hviezd

Až do polovice minulého storočia málokto veril, že ľudia niekedy spoznajú chemické zloženie hviezd. Niektorí známi filozofi tvrdili, že chemické zloženie hviezd je ukážkou problému, ktorý ľudia nikdy nevyriešia. Situácia sa zmenila v roku 1869, keď Bunsen a Kirchhoff založili spektrálnu analýzu.

Spektrá hviezd sú jedným z hlavných zdrojov informácií o hviezdach. Spektrum hviezd a iných kozmických objektov sa zvyčajne skladá zo spojitého spektra a na jeho pozadí sú absorpčné (tmavé) alebo emisné (jasné) čiary.

Zo spojitého spektra možno odhadnúť napr. efektívnu povrchovú teplotu hviezdy. Z absorpčných a emisných spektier získavame informácie o chemickom zložení hviezd*.

---

* To isté platí v laboratórnej spektroskopii: spektrum rozžeraveného vlákna žiarovky je spojité. Z tohto spojitého spektra môžeme zistiť teplotu vlákna, no nie jeho chemické zloženie. Výbojová trubica však poskytuje emisné čiarové spektrum a podľa neho vieme určiť, aký plyn je v trubici.

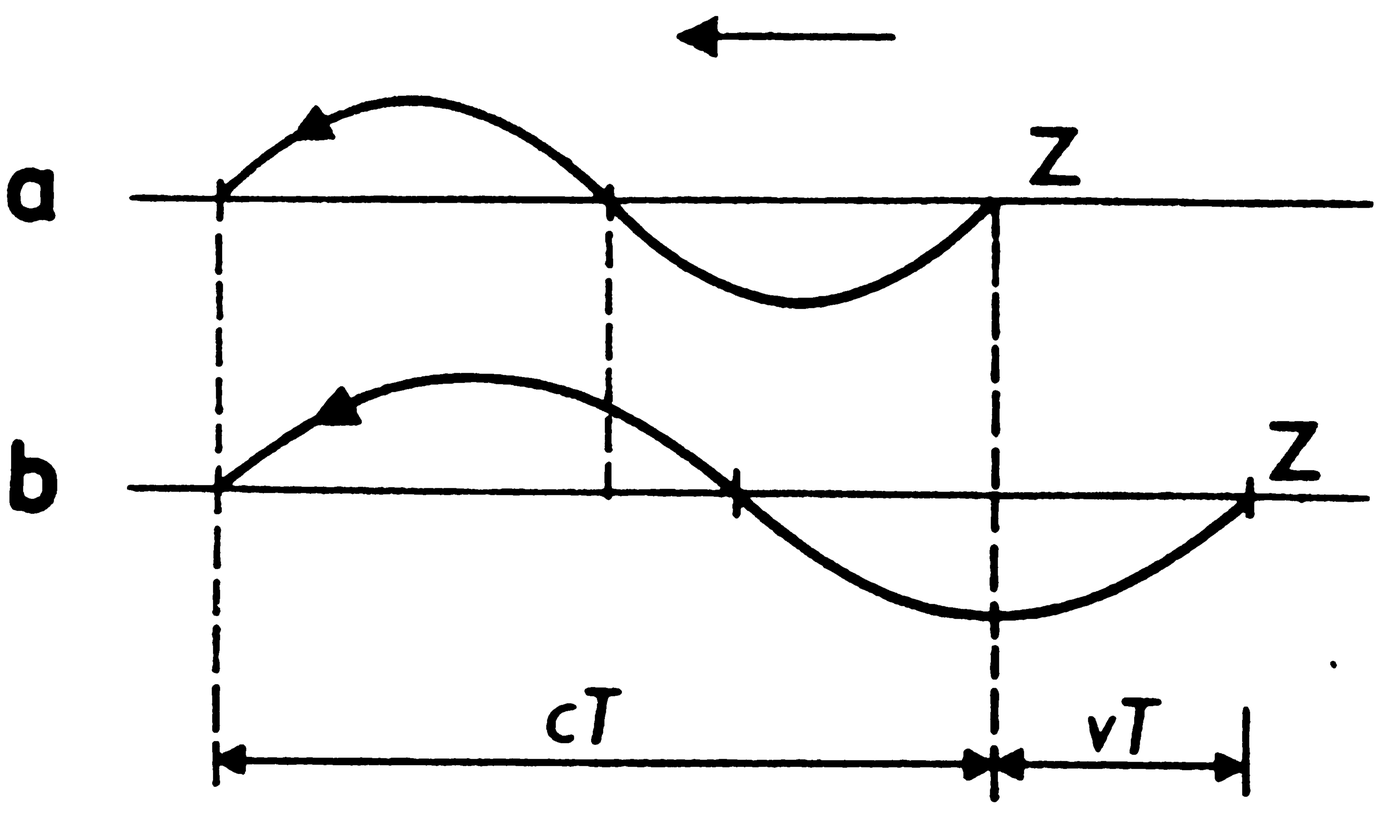
Vysvetlíme si stručne vznik absorpčných spektrálnych čiar v spektre hviezdy. Teplota hviezd je najvyššia v ich strede a smerom k povrchu sa postupne znižuje. Žiarenie vznikajúce hlboko vnútri hviezdy je pohlcované susednými vrstvami, ktoré tiež vyžarujú. Žiarenie, ktoré k nám prichádza, vzniká vo fotosfére, ktorá tvorí viditeľný povrch hviezdy a je najnižšou vrstvou hviezdnej atmosféry. Vo fotosfére vzniká žiarenie so spojitým spektrom. Vo vonkajších vrstvách fotosféry a v atmosfére nad ňou sa pohlcuje žiarenie s vlnovými dĺžkami zodpovedajúcimi prechodom medzi stacionárnymi stavmi atómov prvkov, z ktorých sa atmosféra skladá. Keď sú napríklad v atmosfére atómy vodíka v stave s energiou E_2 (prvý excitovaný stav), bude pohlcované žiarenie, pre ktorého vlnové dĺžky platí vzťah

$$hf = h\frac{c}{\lambda} = E_m - E_2, \qquad m = 3, 4, \ldots$$

V žiarení, prichádzajúcom z hviezdy, vidíme tmavé čiary s vlnovými dĺžkami Balmerovej série. Takto sa dozvieme, že v atmosfére hviezdy sú atómy vodíka v stave s $n = 2$.

Z rozdelenia intenzity žiarenia podľa vlnových dĺžok* v spojitej časti spektra získavame informáciu o teplote fotosféry. Z tmavých čiar v spektre zistíme, aké prvky sú v hviezdnej atmosfére.

Zo spektrálnych čiar získame informáciu aj o tom, akou rýchlosťou sa hviezda od nás vzďaľuje, alebo sa k nám približuje. Pripomeňme si najprv Dopplerov jav (obr. 9-4). Na prvej časti obrázka je zdroj žiarenia



Obr. 9-4
K vysvetleniu Dopplerovho javu

* S touto otázkou sme sa zaoberali podrobnejšie v 4. kapitole.

v pokoji vzhľadom na pozorovateľa a pre vlnovú dĺžku žiarenia platí $\lambda = c\,T$. Na druhej časti obrázka sa zdroj vzďaľuje od pozorovateľa. Za periódu T sa zdroj posunie o vzdialenosť $v\,T$ a pre vlnovú dĺžku vysielaného žiarenia platí

$$\lambda' = c\,T + v\,T = (c + v)\,T = \left(1 + \frac{v}{c}\right) c\,T$$

Po dosadení $c\,T = \lambda$ do posledného výrazu bude

$$\boxed{\lambda' = \left(1 + \frac{v}{c}\right)\lambda} \tag{9.8}$$

Keď sa zdroj od pozorovateľa vzďaľuje, vlnové dĺžky spektrálnych čiar sa zväčšujú (posúvajú sa k červenému koncu spektra). Keď sa hviezda k pozorovateľovi približuje rýchlosťou u, platí

$$\boxed{\lambda' = \left(1 - \frac{u}{c}\right)\lambda} \tag{9.9}$$

a spektrálne čiary sa posúvajú k fialovému koncu spektra.

Pomocou Dopplerovho javu môžeme určiť rýchlosť, ktorou sa hviezda od pozorovateľa vzďaľuje, alebo ktorou sa k pozorovateľovi približuje.

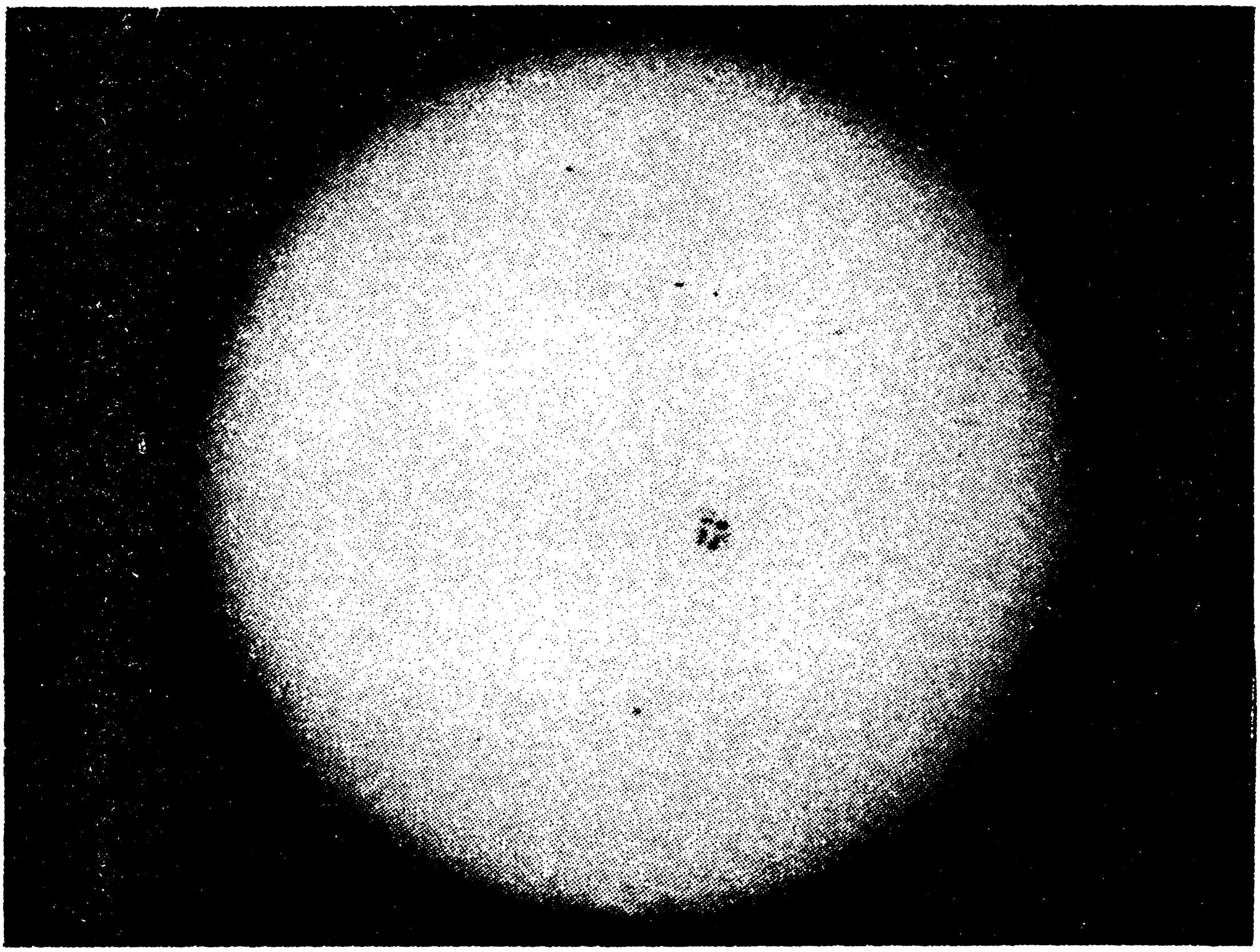
Úlohy

1. Označme zmenu vlnovej dĺžky vyplývajúcu z Dopplerovho javu $\Delta\lambda$. Ukážte, že platí $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$.
2. V spektre hviezdy nájdete čiaru s vlnovou dĺžkou 486,27 nm. Máte podozrenie, že je to dopplerovsky posunutá čiara Balmerovej série s vlnovou dĺžkou 486,13 nm. Akou rýchlosťou sa (v radiálnom smere) vzhľadom na nás hviezda pohybuje, ak je vaša hypotéza správna a ako by ste ju overili? [Hviezda sa od nás vzďaľuje rýchlosťou 86 km . s^{-1}. Hypotézu by sme overili pomocou ďalších čiar Balmerovej série.]

9.6 Základné údaje o hviezdach

V predchádzajúcich statiach sme naznačili, ako sa získavajú základné údaje o hviezdach, o ich vzdialenostiach, žiarivých výkonoch, o povrchových teplotách. Na základe týchto údajov bolo možné začiatkom nášho storočia získať predstavu o rozložení hviezd v našom okolí a o ich fyzikálnych vlastnostiach. Ukázalo sa, že naše Slnko (obr. 9-5) je priemernou hviezdou. O jeho základných charakteristikách sme už hovorili. Teraz si ich stručne zhrnieme, lebo fyzikálne vlastnosti ostatných hviezd vyjadrujeme vo vzťahu k príslušným vlastnostiam Slnka:

hmotnosť	$M_\odot = 1{,}99 \,.\, 10^{30}$ kg
polomer	$R_\odot = 6{,}96 \,.\, 10^{8}$ m
povrchová teplota	$T_\odot = 5\,770$ K
žiarivý výkon	$L_\odot = 3{,}83 \,.\, 10^{26}$ W



Obr. 9-5
Fotografia Slnka; vo fotosfére vidieť slnečné škvrny

Hmotnosti ostatných hviezd sa od hmotnosti Slnka veľmi neodlišujú. Najmenšie pozorované hmotnosti hviezd sú rádovo 0,01 $M_\odot$, najhmotnejšie hviezdy dosahujú hmotnosť 100 $M_\odot$. Polomery hviezd sú v intervale od jednej stotiny $R_\odot$ (tzv. **bieli trpaslíci**) až do takmer 1 000 $R_\odot$ (**červení nadobri**). Žiarivé výkony hviezd sú vo veľkom rozpätí, od $10^{-4}\ L_\odot$ do $10^5\ L_\odot$*. Spektrum žiarenia vysielaného hviezdou závisí do veľkej miery od jej povrchovej teploty. Z historických dôvodov sú hviezdy podľa spektra klasifikované do spektrálnych tried, ktoré podľa klesajúcej teploty označujeme písmenami O, B, A, F, G, K, M. Hviezdy spektrálnych tried O a B majú povrchovú teplotu väčšiu ako 20 000 K, hviezdy triedy K asi 4 000 K, hviezdy triedy M len 2 000 K. Naše Slnko je hviezda spektrálnej triedy G.

Podrobným štúdiom spektier a rozmerov hviezd sa zistilo, že **chemické zloženie hviezd** nezávisí od ich veľkosti. Hlavnými zložkami sú vodík (70 %), hélium (25 %) a zvyšok pripadá na ostatné prvky. Existujú však aj isté výnimky, napr. hviezdy z abnormálne vysokým obsahom uhlíka.

Úlohy

1. Vypočítajte strednú hustotu nášho Slnka. [asi 1 400 $kg.m^{-3}$]
2. Určte žiarivý výkon hviezdy, ktorá má rovnakú teplotu ako Slnko, ale desaťkrát väčší polomer. [100 $L_\odot$]

ZHRNUTIE — ŽIARENIE, ZDROJ INFORMÁCIÍ O HVIEZDACH A VESMÍRE

Poznatky o vesmíre získavame najmä štúdiom elektromagnetického žiarenia dopadajúceho z hviezd a ostatných kozmických telies na Zem. Žiarenie s vlnovými dĺžkami, absorbované atmosférou Zeme, registrujú prístroje na umelých družiciach.

Vzdialenosti telies v slnečnej sústave vyjadrujeme v **astronomických jednotkách**, vzdialenosti hviezd **v parsekoch** alebo **svetelných rokoch**. Vzdialenosti

* Keby sme žiarivý výkon bieleho trpaslíka znázornili žiarovkou s výkonom 6 W, potrebovali by sme pre Slnko 60 kW, pre nadobriu hviezdu až 6 000 MW.

blízkych hviezd meriame **trigonometrickou metódou.** Pre vzdialené hviezdy používame zložitejšie metódy.

Hmotnosti hviezd určujeme pomocou zovšeobecneného tvaru tretieho Keplerovho zákona. Tento zákon vyplýva z gravitačného zákona aplikovaného na pohyb dvoch telies okolo ich spoločného hmotného stredu.

Medzi základné charakteristiky hviezd patrí ich **žiarivý výkon.** Rozumieme ním celkový výkon vyžarovaný povrchom hviezdy. Žiarivý výkon hviezdy úzko súvisí s veľkosťou polomeru hviezdy a s jej efektívnou povrchovou teplotou. Pritom predpokladáme, že hviezdy žiaria ako čierne telesá.

Pozorované jasnosti hviezd vyjadrujeme pomocou **hviezdnych magnitúd.** Pozorovanú jasnosť hviezdy vyjadruje zdanlivá magnitúda, jasnosť prepočítanú na vzdialenosť 10 parsekov vyjadruje absolútna hviezdna magnitúda.

Spektrá hviezd sa skladajú zo spojitého spektra, v ktorom pozorujeme emisné alebo absorpčné spektrálne čiary. Zo spojitého spektra môžeme určiť **teplotu hviezdy**, zo spektrálnych čiar jej **chemické zloženie.** Pomocou Dopplerovho javu môžeme určiť **rýchlosť**, ktorou sa hviezda od nás vzďaľuje, alebo sa k nám približuje.

Základné charakteristiky hviezd zvyčajne porovnávame s príslušnými charakteristikami nášho Slnka (pozri tabuľku v stati 9.6).

10. Zdroje energie, stavba a vývoj hviezd

Hviezdy ustavične vyžarujú energiu, ktorá musí byť dodávaná z nejakého zdroja. Chemické reakcie, ktoré sú najbežnejšími zdrojmi energie na Zemi, sú málo účinné a ako zdroje energie hviezd neprichádzajú do úvahy. Prvú prijateľnú teóriu o zdrojoch energie Slnka a ostatných hviezd navrhli A. HELMHOLTZ a W. THOMSON (lord Kelvin). Podľa nich sa hviezdy vplyvom vlastných gravitačných síl postupne zmršťujú, čím sa potenciálna gravitačná energia postupne mení na energiu vyžarovanú hviezdou. Možno vypočítať, že Slnko by takto mohlo žiariť len niekoľko desiatok miliónov rokov. Už v čase vzniku Helmholtzovej a Kelvinovej teórie geológovia vedeli, že Zem je staršia. Dnes zo štúdia rádioaktivity hornín vieme, že Zem má niekoľko miliárd rokov. Slnko musí byť také staré ako Zem. Toto vylučuje Helmholtzovu a Kelvinovu teóriu.

Premena potenciálnej energie na vnútornú (a na žiarivú) energiu je dôležitá pri vzniku hviezd a v niektorých neskorších fázach vývoja hviezd. Nemôže však byť hlavným zdrojom energie hviezd.

Správne riešenie načrtol až v roku 1920 jeden zo zakladateľov astrofyziky sir ARTHUR EDDINGTON (1882—1944). Predpokladal, že zdrojom energie hviezd je energia uvoľňovaná pri jadrových reakciách. Bolo to zanedlho po tom, ako sa Rutherfordovi podarilo uskutočniť prvé jadrové premeny prvkov. O jadrových reakciách sa vtedy vedelo veľmi málo, preto Eddington nemohol presne opísať mechanizmus, ktorým sa jadrová energia vo hviezdach uvoľňuje. Nebolo tiež jasné, či jadrové reakcie môžu prebiehať už pri teplotách okolo 10^7 K, ktoré sú napr. vnútri Slnka. Neskôr sa však ukázalo, že už pri týchto teplotách majú protóny niekedy dosť energie na to, aby prekonali elektrostatické odpudzovanie jadier a priblížili sa k sebe na takú malú vzdialenosť, aby prebehla jadrová reakcia. Ďalším rozhodujúcim objavom bolo, že pri

interakcii dvoch protónov môže vznikať jadro ťažkého vodíka — deuterón — skladajúce sa z protónu a neutrónu.

Mechanizmus jadrových reakcií, ktoré prebiehajú na Slnku, načrtol v hrubých črtách v roku 1937 nemecký fyzik CARL VON WEIZSÄCKER. Podrobnú teóriu vypracoval ďalší nemecký fyzik HANS BETHE*.

10.1 Zdroje energie vo hviezdach

Hviezdy sú v podstate veľké plynné gule (obr. 7 v prílohe). Pri vysokých teplotách, ktoré sú vo hviezdach, nie je možné iné skupenstvo látky ako čiastočne alebo celkom ionizovaný plyn — **plazma**. Fyzikálne podmienky vnútri hviezd závisia najmä od vzdialenosti r od stredu hviezdy. Všetky stavové veličiny, ako tlak, teplota, hustota atď. závisia od tejto vzdialenosti.

V stabilnej hviezde musí byť v každom mieste jej vnútra v rovnováhe gravitačná a vztlaková sila. Vnútri veľmi horúcich hviezd treba uvažovať aj o tlaku žiarenia. V okolí každého miesta platí aj stavová rovnica pre plyn, z ktorého sa hviezda skladá. Navyše musí byť splnená rovnica energetickej rovnováhy — hviezda vyžaruje zo svojho povrchu toľko energie, koľko sa jej uvoľňuje vnútri hviezdy. Z týchto podmienok možno odvodiť rovnice, ktoré umožňujú vypočítať hodnoty stavových veličín v závislosti od vzdialenosti r.

Ukazuje sa, že tlak vnútri Slnka je až 10^{11}-krát väčší ako atmosferický tlak na povrchu Zeme (10^5 Pa). Hustota v strede Slnka je asi 150-krát väčšia ako hustota vody, teplota v strede Slnka je asi $1{,}5 \cdot 10^7$ K. Za týchto podmienok už môžu prebiehať **termonukleárne reakcie**.

V našom Slnku a vo hviezdach rovnakých alebo menších ako Slnko je v centrálnej oblasti teplota menšia ako $2 \cdot 10^7$ K. Za týchto podmienok v termonukleárnych reakciách prevláda **protón-protónový reťazec**. Začína sa zrážkou dvoch protónov, pri ktorej vzniká deuterón, pozitrón

---

* Obidvaja počas druhej svetovej vojny pracovali na uránových projektoch. Prvý v Nemecku, druhý v emigrácii v USA. Za svoje práce dostal H. Bethe v roku 1967 Nobelovu cenu.

a neutríno. Deuterón ľahko reaguje s ďalším protónom, vzniká jadro $^3_2$He a vyžiari sa vysokoenergetický fotón γ. Jadro $^3_2$He reaguje s ďalším jadrom $^3_2$He, pričom vznikne jadro $^4_2$He a dva protóny. Reakcie v protón-protónovom reťazci môžme zapísať takto:

$$\begin{aligned} {}^1_1p + {}^1_1p &\rightarrow {}^2_1D + e^+ + \nu \\ {}^2_1D + {}^1_1p &\rightarrow {}^3_2\mathrm{He} + \gamma \\ {}^3_2\mathrm{He} + {}^3_2\mathrm{He} &\rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + {}^1_1p + {}^1_1p \end{aligned} \qquad (10.1)$$

Do týchto reakcií vstupuje celkom 6 protónov, vystupuje jadro $^4_2$He a dva protóny. Jadro $^4_2$He je veľmi silne viazané a jeho hmotnosť je o Δm menšia ako súčet hmotností štyroch protónov. Celková energia uvoľnená pri vzniku jadra $^4_2$He zo štyroch protónov je

$$\Delta E = \Delta m\, c^2 = 26{,}2 \text{ MeV}$$

Neutríno, ktoré vzniká pri prvej reakcii, odnáša v priemere energiu 0,26 MeV. Pretože interaguje s látkou hviezdy len veľmi málo, preletí zvyčajne celou hviezdou a uniká do vesmírneho priestoru. Pozitrón aj fotón sú pohltené materiálom hviezdy a zvyšujú jej teplotu. Pozitrón pri zrážke s elektrónom zaniká, obe častice sa premenia na fotóny, čím sa uvoľní energia $2m_e c^2 \doteq 1$ MeV.

Žiarenie, ktoré vzniká v hlbinách hviezdy, je pohltené vyššími vrstvami, ktoré tiež vyžarujú. Žiarivá energia takto pomaly postupuje zvnútra hviezdy na povrch*. Žiarenie, ktoré k nám doletí, je vysielané fotosférou blízko povrchu Slnka.

Vo hviezdach, ktoré majú väčšiu hmotnosť ako naše Slnko, je v centrálnej oblasti teplota vyššia ako v strede Slnka. Termonukleárne reakcie v (10.1) prebiehajú rýchlejšie ako na Slnku a hviezda spotrebuje rýchlejšie svoju zásobu vodíka. Vyššia teplota v takýchto hviezdach súčasne umožňuje, aby sa na termonukleárnych reakciách zúčastnili aj ťažšie prvky**.

---

* Keby napr. z nejakých dôvodov vyhasol zdroj energie vnútri Slnka, trvalo by ešte niekoľko miliónov rokov, kým by sa všetka jeho vnútorná energia podmienená tepelným pohybom častíc vyžiarila do kozmického priestoru.

** Jadrá ťažších prvkov majú väčší náboj a elektrostatické odpudzovanie medzi protónom a ťažším jadrom je väčšie ako medzi dvoma protónmi. Keď sa teplota zvýši, zväčší sa aj kinetická energia častíc, ktorá umožní prekonať toto odpudzovanie.

V hmotnejších hviezdach prevláda tzv. **CNO cyklus**, ktorý po dôkladnej analýze pravdepodobností jadrových reakcií vypracoval Bethe. Reakcie tohto cyklu (neučte sa celý cyklus naspamäť, stačí, keď si ho prezriete a uvedomíte si jeho konečný výsledok) môžeme zapísať takto:

$$
\begin{aligned}
{}^{1}_{1}p + {}^{12}_{6}\mathrm{C} &\rightarrow {}^{13}_{7}\mathrm{N} + \gamma \\
{}^{13}_{7}\mathrm{N} &\rightarrow {}^{13}_{6}\mathrm{C} + e^{+} + \nu \\
{}^{1}_{1}p + {}^{13}_{6}\mathrm{C} &\rightarrow {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \gamma \\
{}^{1}_{1}p + {}^{14}_{7}\mathrm{N} &\rightarrow {}^{15}_{8}\mathrm{O} + \gamma \\
{}^{15}_{8}\mathrm{O} &\rightarrow {}^{15}_{7}\mathrm{N} + e^{+} + \nu \\
{}^{1}_{1}p + {}^{15}_{7}\mathrm{N} &\rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} + \gamma
\end{aligned}
\qquad (10.2)
$$

Druhý a piaty riadok zápisu vyjadruje rozpad nestabilných nuklidov ${}^{13}_{7}\mathrm{N}$, ${}^{15}_{8}\mathrm{O}$. Ak zapíšeme, čo do cyklu vstupuje a čo z neho vystupuje, zistíme:

$$
{}^{1}_{1}p + {}^{1}_{1}p + {}^{1}_{1}p + {}^{1}_{1}p + {}^{12}_{6}\mathrm{C} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + \gamma + e^{+} + \nu + \gamma + \gamma + e^{+} + \nu + {}^{12}_{6}\mathrm{C}
$$

Jadro uhlíka ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$ pôsobilo ako katalyzátor, vystúpilo z cyklu bez zmeny a môže sa zúčastňovať na ďalších reakciách. Energia uvoľnená pri vzniku jedného jadra ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ je 26,2 MeV.

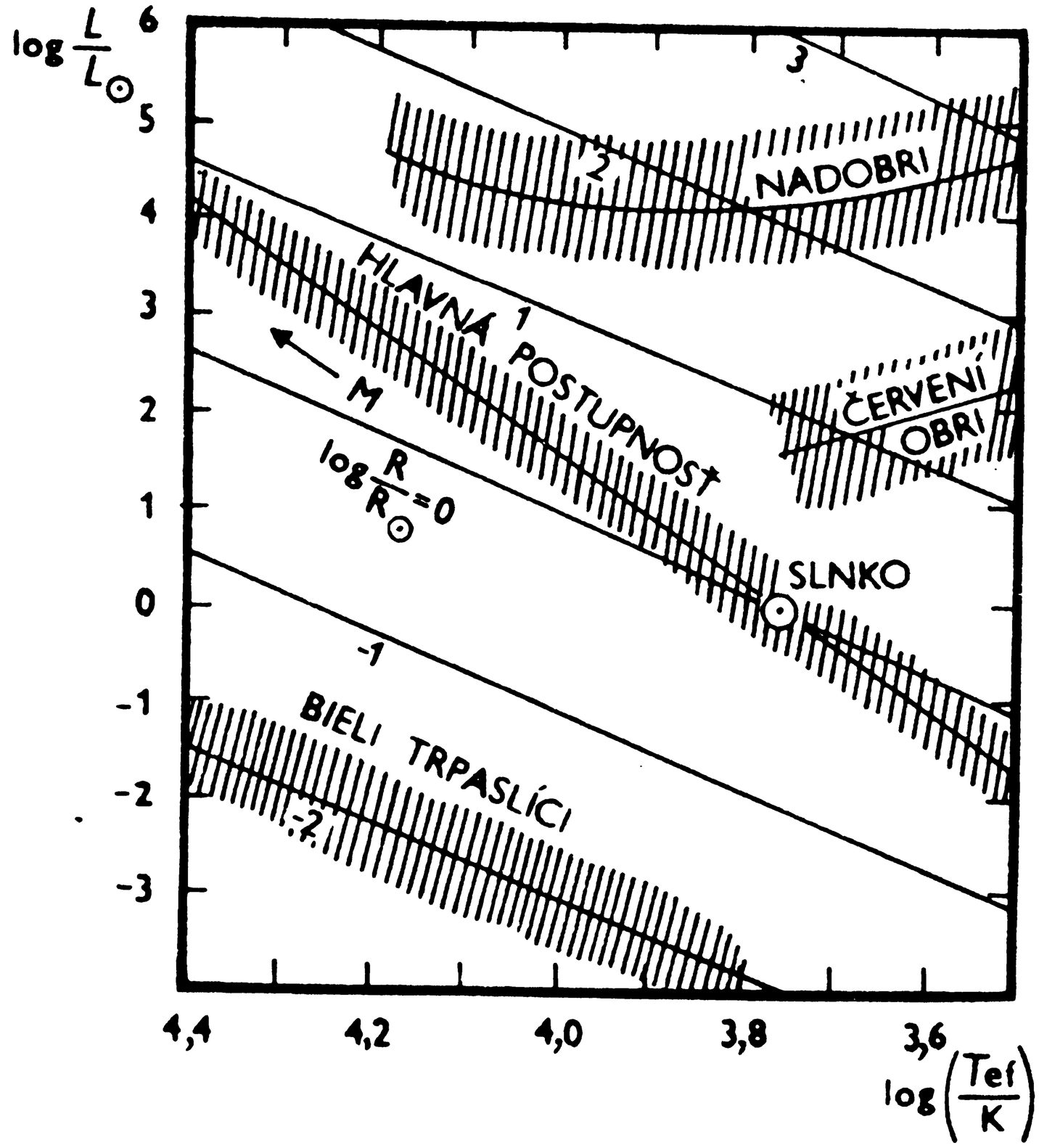
Úlohy

1. Hmotnosť jadra ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ je o 0,07 % menšia ako hmotnosť štyroch protónov. Aká energia sa uvoľní pri premene 1 kg vodíka na hélium? [$6{,}3 \cdot 10^{14}$ J]
2. Aké množstvo vodíka sa za 1 s premení na hélium v hviezde, ktorej celkový žiarivý výkon je $3{,}83 \cdot 10^{26}$ W? [asi $6 \cdot 10^{11}$ kg]

10.2 Stavové diagramy hviezd

Keď sa zaujímame o vývoj hviezd, bolo by najjednoduchšie sledovať niekoľko hviezd od ich zrodu až po ich zánik. To však nie je možné, lebo hviezdy „žijú“ až miliardy rokov. Druhou možnosťou je študovať súčasne veľa hviezd, ktoré sú v rôznych štádiách vývoja a na základe fyzikálnych poznatkov prísť na to, ako hviezda prechádza jednotlivými

štádiami svojho vývoja*. Celkový pohľad na hviezdnu populáciu dáva **stavový diagram hviezd**** (obr. 10-1).



Obr. 10-1
Schematický stavový diagram hviezd

Na tomto diagrame je každá hviezda znázornená bodom so súradnicami $\log \frac{T_{ef}}{K}$ na vodorovnej osi a $\log \frac{L}{L_\odot}$ na zvislej osi (T_{ef} je efektívna povrchová teplota hviezdy v kelvinoch, L je žiarivý výkon hviezdy, $L_\odot$ žiarivý výkon Slnka). Slnku zodpovedá bod so súradnicami $\log \frac{T_{ef}}{K} = \log 5\,780 \doteq 3{,}76$; $\log \frac{L}{L_\odot} = \log 1 = 0$. Na diagrame sú vyznačené aj

---

* Medzi populáciou ľudí vidíme deti, dospelých aj starcov a s istou znalosťou biológie by sme mohli zistiť, ktorými štádiami vývoja človek postupne prechádza.

** Pôvodný Hertzsprungov-Russelov (hercšprungov-raslov) diagram bol zostavený začiatkom tohto storočia ako závislosť medzi spektrálnou triedou hviezd a ich absolútnou magnitúdou.

priamky, ktoré klesajú smerom doprava. Každá priamka zodpovedá istej hodnote $\log \frac{R}{R_\odot}$, kde R je polomer hviezdy, $R_\odot$ polomer Slnka.

Je to zrejmé z nasledujúcej úvahy: v stati 9.4 sme pre žiarivý výkon hviezdy odvodili vzťah

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4$$

Keď tento vzťah delíme príslušným výrazom pre žiarivý výkon Slnka $L_\odot = 4\pi R_\odot^2 \sigma T_\odot^4$, dostaneme

$$\frac{L}{L_\odot} = \frac{R^2}{R_\odot^2} \frac{T_{ef}^4}{T_\odot^4}$$

Odtiaľ logaritmovaním a úpravou

$$\log \frac{L}{L_\odot} = 4 \log \frac{T_{ef}}{K} + 2 \log \frac{R}{R_\odot} - 4 \log \frac{T_\odot}{K}$$

Pre rozličné hodnoty $\log \frac{R}{R_\odot}$ takto dostaneme pre závislosť $\log \frac{L}{L_\odot}$ od $\log \frac{T_{ef}}{T_\odot}$ sústavu priamok. Hodnota $\log \frac{R}{R_\odot}$ je pri každej priamke uvedená.

Každej hviezde, ktorú vidíme na oblohe, zodpovedá jeden bod na stavovom diagrame. Z obr. 10-1 vidíme, že tieto body sú sústredené iba do niekoľkých oblastí. Väčšina hviezd, vrátane nášho Slnka, je na hlavnej postupnosti znázornenej pásom, ktorý sa začína vľavo hore a končí sa vpravo dole. Nad hlavnou postupnosťou sú dva pásy nazvané „vetva obrov“ a „vetva nadobrov“. Tieto pásy zobrazujú hviezdy, ktorých polomery sú 10-krát až 1 000-krát väčšie ako polomer Slnka. V ľavom dolnom rohu sú bieli trpaslíci, hviezdy s vysokou povrchovou teplotou, ale s polomermi rádovo 100-krát menšími, ako je polomer Slnka. V nasledujúcej stati uvidíme, že pri svojom vývoji hviezda — v závislosti od svojej hmotnosti — prechádza postupne istými oblasťami stavového diagramu.

Úlohy

1. Ukážte na diagrame body zodpovedajúce hviezde, pre ktorú

a) Povrchová teplota je rovnaká ako povrchová teplota Slnka, jej polomer je 10-krát väčší ako $R_\odot$.

$\left[\text{nad bodom označujúcim Slnko na priamke s } \log\left(\frac{R}{R_\odot}\right) = 1\right]$

b) Žiarivý výkon hviezdy je rovnaký ako pri Slnku, ale povrchová teplota je 2-krát väčšia. [Hviezda by bola posunutá vodorovne doľava od Slnka o hodnotu $\log 2 \doteq 0{,}3$.]

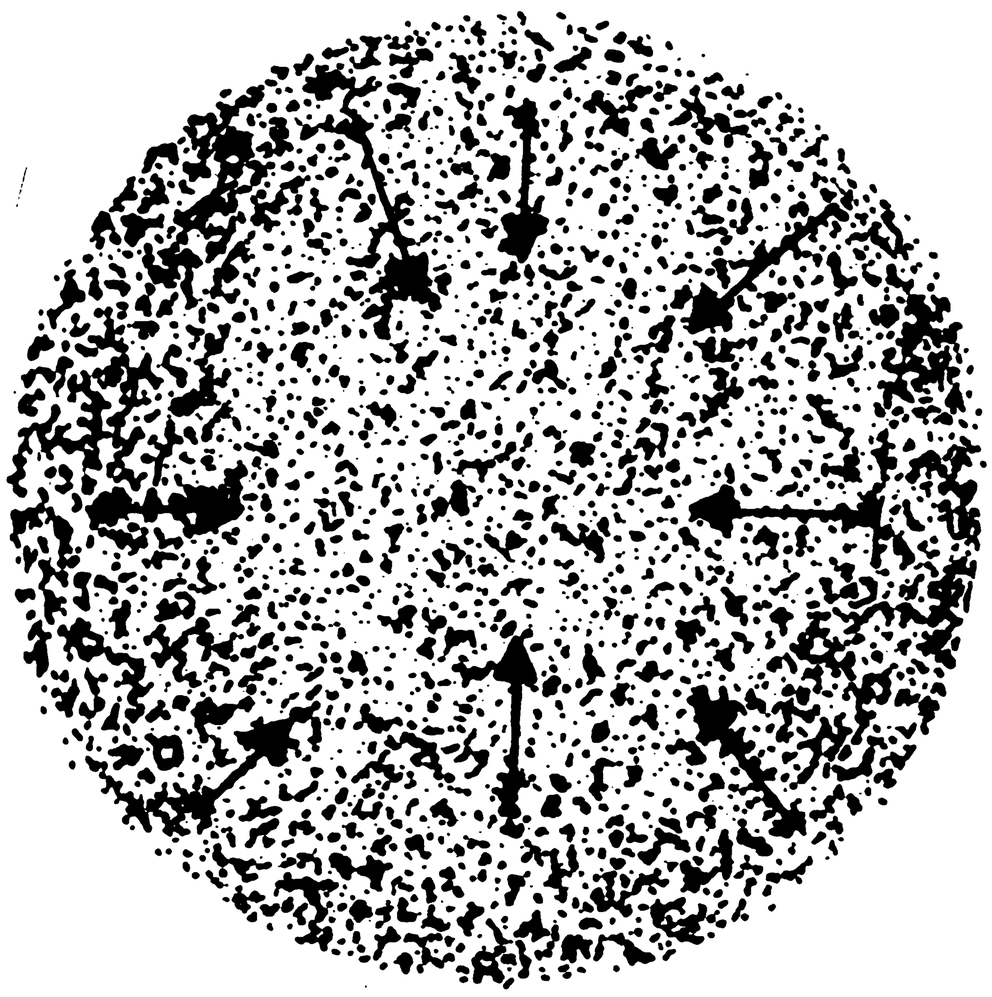
2. Hviezda Capella má žiarivý výkon asi $100\,L_\odot$ a jej povrchová teplota $T_{ef} = T_\odot$. Nájdite jej polohu na stavovom diagrame. Aký bude polomer tejto hviezdy? [$10\,R_\odot$]

3. Žiarivý výkon Síria je asi $40\,L_\odot$ a jeho povrchová teplota je približne 10 000 K. Nájdite jeho polohu na stavovom diagrame.

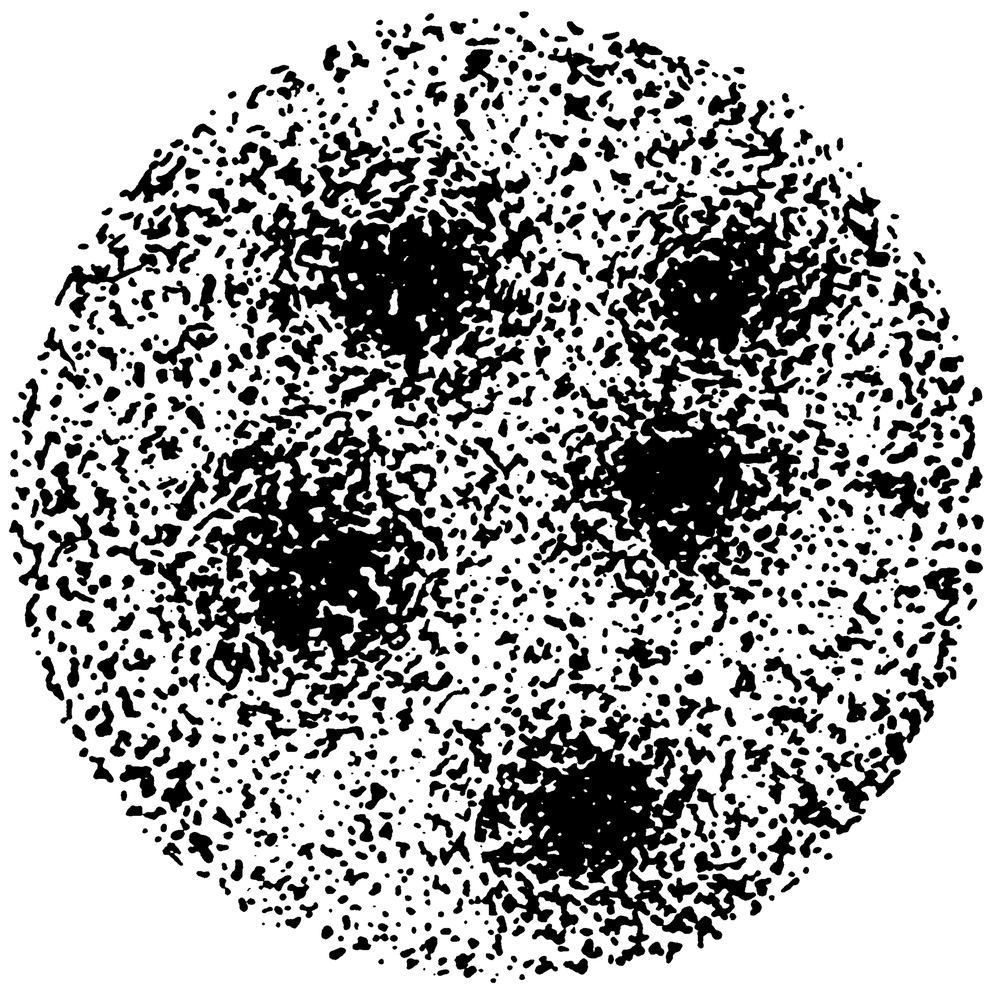
$\left[\text{na hlavnej postupnosti nad bodom so súradnicou } \log\frac{T_{ef}}{K} = 4\right]$

10.3 Vývoj hviezd

Hviezdy vznikali a vznikajú aj dnes z medzihviezdneho plynu obsahujúceho prevažne vodík (obr. 8 a 9 v prílohe). Veľké mračno plynu sa postupne zmršťuje vplyvom gravitačných síl. Hmotnosť plynu, pri ktorej sa takéto zmršťovanie začína, je oveľa väčšia ako hmotnosť typickej hviezdy (obr. 10-2). Pri zmršťovaní plynu prebiehajú dva dôležité procesy. Plyn sa zohrieva a vznikajú miestne nestability. Zohrievanie plynu

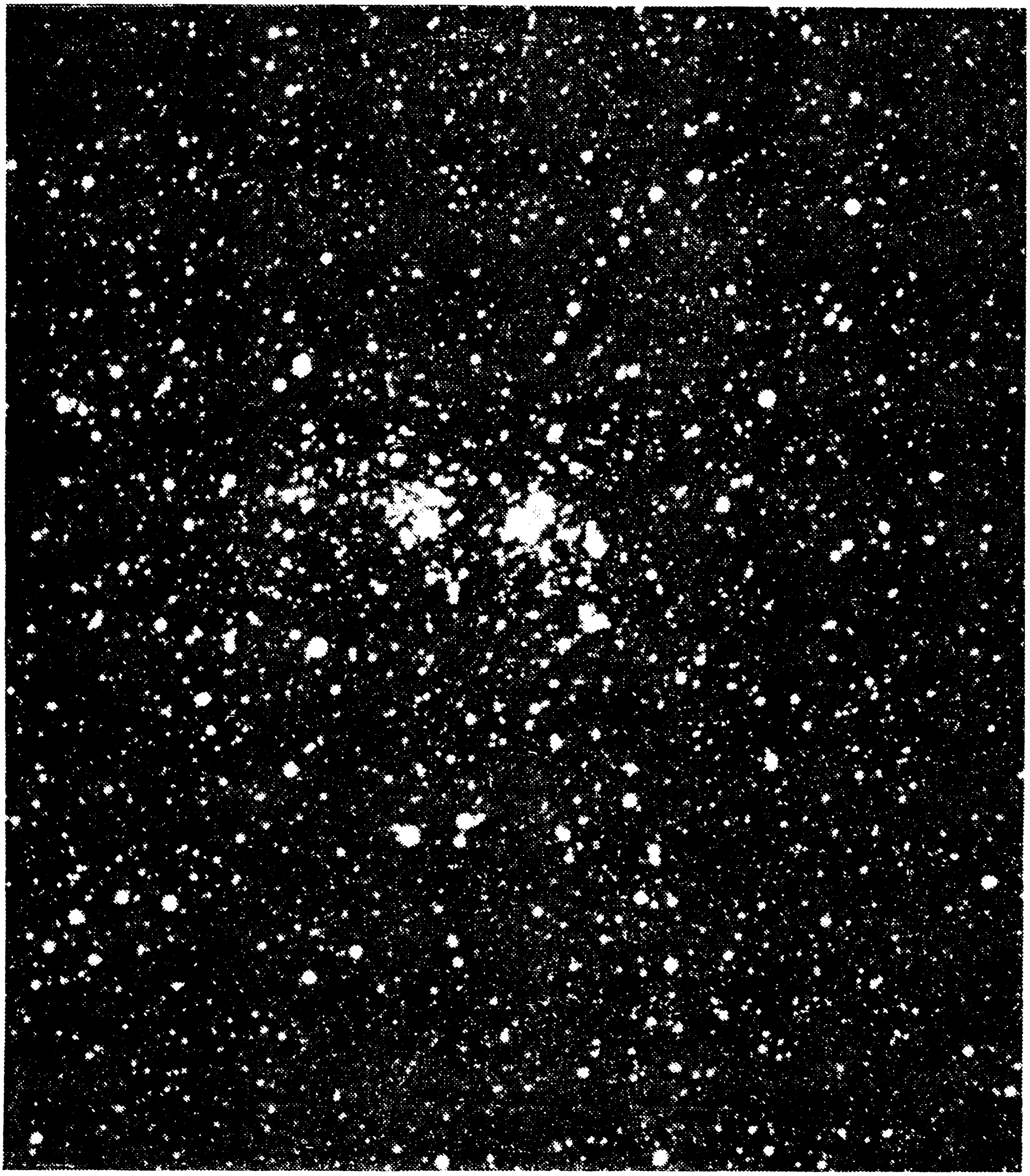


Obr. 10-2
Začiatočné štádium vzniku hviezd



Obr. 10-3
Miestne zhustenia v mračne medzihviezdnej hmoty

je spôsobené tým, že jednotlivé molekuly padajú v gravitačnom poli a ich kinetická energia sa zväčšuje. Pri vzájomných zrážkach molekúl sa menia ich rýchlosti a vzniká rozloženie rýchlostí molekúl zodpovedajúce plynu s istou teplotou. Miestne zhustenia majú približne hmotnosti zodpovedajúce hmotnostiam hviezd (obr. 10-3). Z týchto miestnych zhustení postupne vznikajú hviezdy. Z celého mračna plynu vzniká



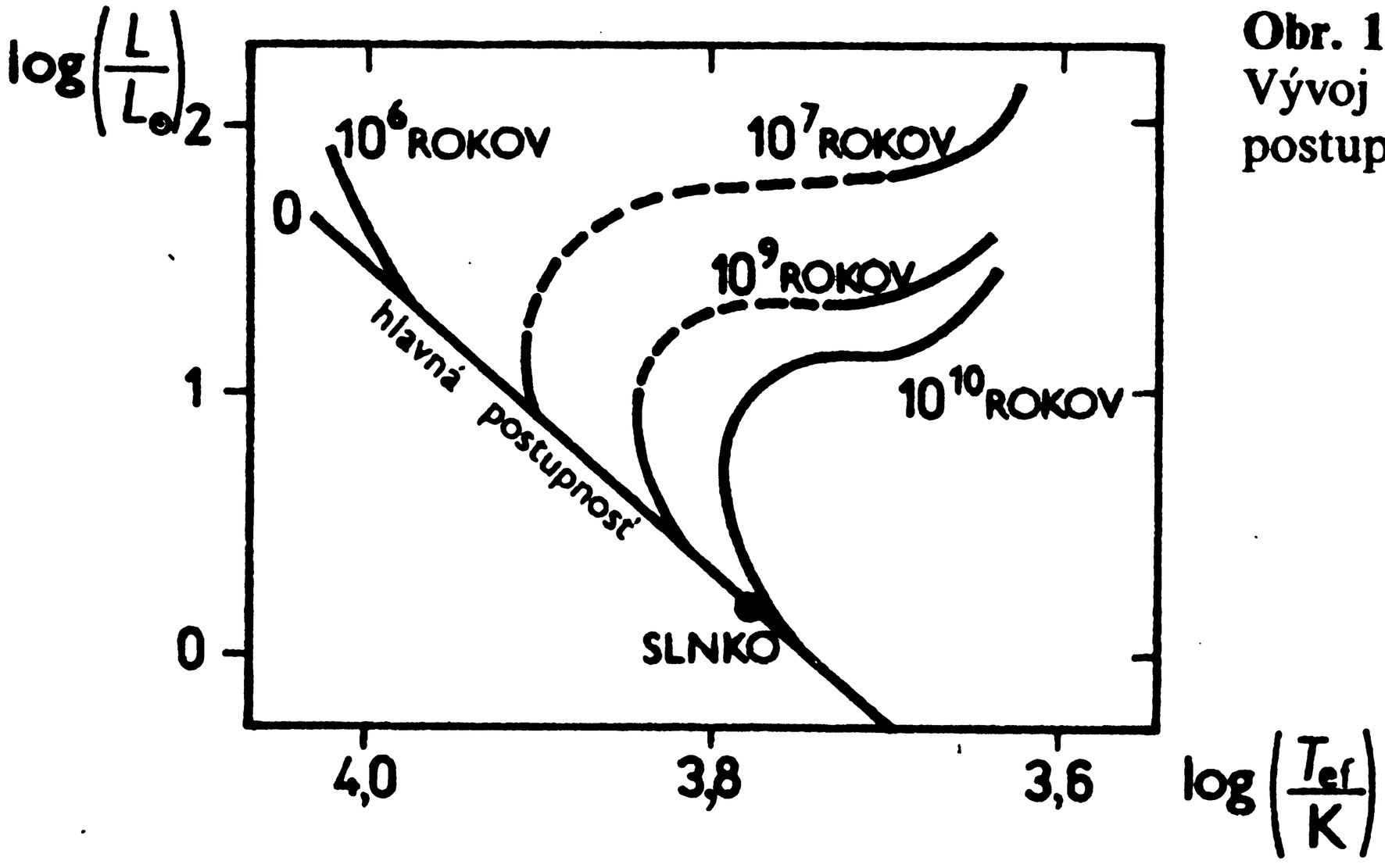
Obr. 10-4
Hviezdokopa obsahujúca mladé hviezdy

hviezdokopa. Z pozorovaní je známych veľa takýchto hviezdokôp. Niektoré z nich sú v štádiu, keď v nich hviezdy ešte vznikajú (obr. 10-4), v iných už hviezdy vznikli v dávnych časoch (obr. 10-5).

Obr. 10-5
Guľová hviezdokopa obsahujúca veľmi staré hviezdy

Ďalej budeme sledovať už osud jednotlivých hviezd. Po dostatočnom zmenšení objemu a zohriatí začína vnútri hviezdy prebiehať termojadrová syntéza protón-protónovým reťazcom. Hviezda začína žiariť. Na obr. 10-1 tomuto štádiu zodpovedá vstup hviezdy na hlavnú postupnosť. Miesto na hlavnej postupnosti, v ktorom hviezda začína žiariť, závisí od jej hmotnosti. Čím má hviezda väčšiu hmotnosť, tým sú jej žiarivý výkon a efektívna povrchová teplota v tomto štádiu väčšie (obr. 10-6). Obdobie, v ktorom je hviezda na hlavnej postupnosti, je pomerne stabilné. Žiarivý výkon hviezdy sa iba málo mení a hviezda sa o niečo — ale iba veľmi málo — posunie na hlavnej postupnosti doľava a nahor.

Čím má hviezda väčšiu hmotnosť, tým je v jej centrálnej oblasti väčšia teplota, tlak aj hustota látky a termojadrová syntéza hélia z vodíka prebieha rýchlejšie. Slnko spotrebuje 10 % svojej zásoby vodíka asi za 10^{10} rokov, hviezdy s veľkou hmotnosťou rádovo za 10^{6} rokov.



Obr. 10-6
Vývoj hviezd hlavnej postupnosti

Po spotrebovaní 10 % až 12 % vodíka sa charakter termojadrových reakcií v hviezde zmení. V centrálnej oblasti vznikne **héliové jadro.** Premena vodíka prebieha len vo vrstvách nad týmto jadrom. Keď je hviezda dostatočne hmotná, nastane v héliovom jadre hviezdy aj syntéza ťažších prvkov.

Premena vodíka vo vyšších vrstvách hviezdy zvyšuje teplotu a tlak v oblasti bližšej k povrchu hviezdy. Tlak vrstiev hviezdy nad touto oblasťou už nestačí vyrovnať zvýšenie tlaku vo vrstve, v ktorej sa mení vodík na hélium a hviezda zväčšuje svoj objem. Povrchové vrstvy chladnú a mení sa teda farba hviezdy. Hviezda sa stáva **červeným obrom** a opúšťa hlavnú postupnosť. Keď je hmotnosť hviezdy dostatočne veľká, v héliovom jadre je dostatočný tlak a teplota, v jadre môže prebiehať termonukleárna syntéza hélia na jadrá ťažších prvkov. Napríklad jadrá uhlíka vznikajú reakciami

$$^4_2\mathrm{He} + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow {}^8_4\mathrm{Be}^* + \gamma$$

$$^4_2\mathrm{He} + {}^8_4\mathrm{Be}^* \rightarrow {}^{12}_6\mathrm{C}^* + \gamma$$

$$^{12}_6\mathrm{C}^* \rightarrow {}^{12}_6\mathrm{C} + \gamma$$

Hviezdička pri istom nuklide značí, že príslušný nuklid je nestabilný. Prítomnosť uhlíka v hviezde umožňuje spotrebu vodíka CNO cyklom. Z jadier uhlíka a hélia vznikajú pri termojadrových reakciách ťažšie nuklidy, ako kyslík, dusík atď. až po železo, ktoré má najvyššiu väzbovú energiu pripadajúcu na jeden nukleón.

Štádium červeného obra je oveľa menej stabilné ako štádium, v ktorom prebiehala pozvoľná premena vodíka v centrálnej oblasti hviezdy. Záverečné štádiá života hviezdy môžu byť rozličné; závisí to najmä od hmotnosti hviezdy.

Úlohy

1. Aký je priemerný merný výkon látky vnútri Slnka? Predpokladajte, že termonukleárne reakcie prebiehajú v oblasti obsahujúcej 10 % hmotnosti Slnka. Aká hmotnosť látky vnútri Slnka produkuje výkon potrebný na svietenie 100 W žiarovky? [1,9 . 10^{-3} W . kg^{-1}; výkon 100 W žiarovky dáva 53 t slnečnej látky — preto Slnko zostáva tak dlho na hlavnej postupnosti.]
2. Väčšina hviezd je na hlavnej postupnosti. Pokúste sa vysvetliť túto skutočnosť. [Hviezda strávi na hlavnej postupnosti väčšinu svojho života, preto na oblohe pozorujeme najviac hviezd práve v tomto štádiu vývoja.]

10.4 Záverečné štádiá života hviezd

Hviezda začína svoj život postupným premieňaním vodíka na hélium vo svojej centrálnej oblasti. V tomto období je na hlavnej postupnosti stavového diagramu. Potom opúšťa hlavnú postupnosť a stáva sa červeným obrom. Hviezda je vtedy v pomerne nestabilnom stave; zásoby jadrového paliva v hviezde sú podstatne zmenšené a hviezda sa začína zmršťovať. Ďalší osud hviezdy závisí od jej hmotnosti. Touto hmotnosťou je totiž určený mechanizmus, ktorý môže zastaviť zmršťovanie hviezdy („gravitačný kolaps“) spôsobené vplyvom gravitačných síl.

Hviezdy s hmotnosťami menšími ako 1,4 $M_\odot$

Zmršťovanie hviezdy sa zastaví tlakom elektrónového plynu*. Tento tlak zastaví zmršťovanie hviezdy až pri veľmi malom objeme hviezdy. Napríklad sprievodca Síria, označovaný ako Sírius B, má hmotnosť

---

* Hodnota tohto tlaku je daná zákonmi kvantovej fyziky. Elektrónová stojatá vlna „tlačí“ na steny nádoby, v ktorej sa nachádza. Tento tlak sa zväčšuje zmenšovaním objemu, v ktorom je elektrónová vlna.

1,02 $M_\odot$ a polomer iba 5 400 km. Hviezda s hmotnosťou Slnka má teda v tomto štádiu polomer rádovo rovnajúci sa polomeru Zeme.

Hviezdy s hmotnosťami menšími ako 1,4 $M_\odot$ sa stávajú bielymi trpaslíkmi (obr. 10 v prílohe). Ich hustoty sú obrovské. Energia získaná pri zmršťovaní stačí na to, aby si hviezda ešte dlho (aj bez termojadrových reakcií) udržala pri svojom malom povrchu vysokú teplotu.

Hviezdy s hmotnosťou 1,4 $M_\odot$ až približne 5 $M_\odot$

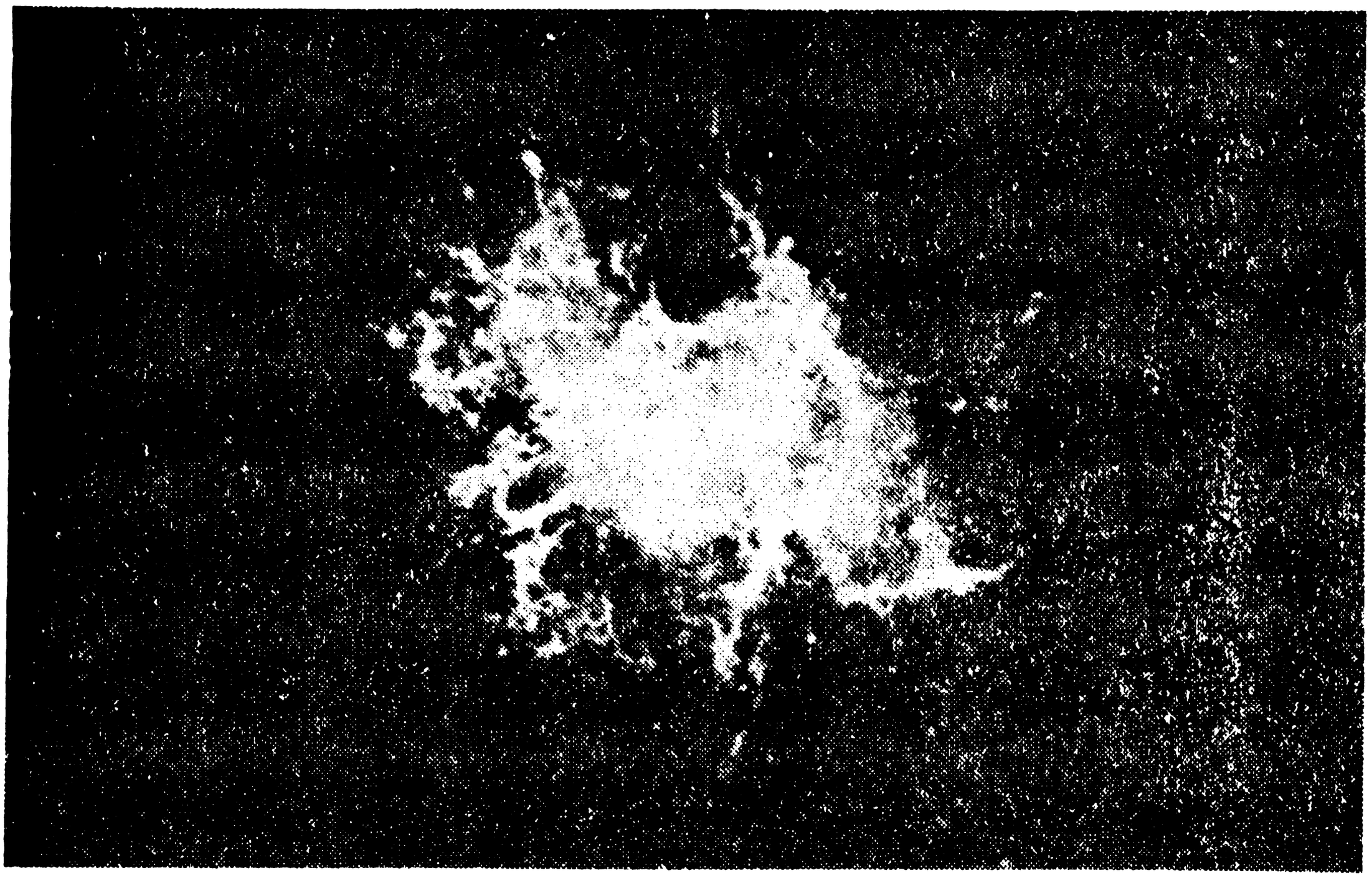
Pri týchto hviezdach nestačí tlak elektrónového plynu zastaviť ich gravitačné zmršťovanie. Vnútri hviezdy prebieha pod obrovským tlakom reakcia

$$e^- + p \rightarrow n + \nu$$

ktorou z elektrónov a protónov vznikajú neutróny. Z neutrónov v centrálnej oblasti vznikne **neutrónová hviezda**. Je to útvar pripomínajúci obrovské atómové jadro, ktoré sa skladá len z neutrónov. Hustota neutrónovej hviezdy je taká veľká ako hustota atómového jadra. Objem centrálnej časti hviezdy sa prudko zmenší. Pri dopade vonkajších vrstiev hviezdy do jej centra vzniká rázová vlna, ktorá pri ceste späť (smerom k vonkajším vrstvám hviezdy) vymrští značnú časť materiálu hviezdy do medzihviezdneho priestoru. Pri výbuchoch sa uvoľní veľká energia a hviezda krátku dobu žiari veľmi intenzívne. Hovoríme **o výbuchu supernovy** (obr. 11 v prílohe). Najznámejší výbuch supernovy zaregistrovali v roku 1054 čínski astronómovia v mieste, kde je dnes známa Krabia hmlovina (obr. 10-7). Látka, ktorá tvorí hmlovinu, bola vymrštená pri výbuchu tejto supernovy. V roku 1967 objavila skupina rádioastronómov z univerzity v Cambridge pod vedením A. HEWISHA (hjuiš) prvý **pulzar**, t. j. pulzujúci zdroj rádiového žiarenia*. Vzápätí iná skupina rádioastronómov objavila pulzar v centre Krabej hmloviny. Neskôr analýzy ukázali, že zdrojom tohto žiarenia je rýchlo rotujúca neutrónová hviezda. Hviezda vysiela žiarenie len do istého smeru (vzhľadom na svoj povrch) a otočí sa okolo svojej osi asi 30-krát za sekundu. Dnes je známych asi 300 pulzarov — neutrónových hviezd.

---

* V roku 1974 bola A. HEWISHOVI a M. RYLEOVI (rajlovi) udelená Nobelova cena. Hewishovi za objav pulzarov a Ryleovi za priekopnícke práce v oblasti rádiovej astronómie.



Obr. 10-7
Krabia hmlovina v súhvezdí Býka

Hviezdy s hmotnosťou väčšou ako približne 5 $M_\odot$

Pri zmršťovaní týchto hviezd nepoznáme žiadny mechanizmus, ktorý by mohol zmršťovanie zastaviť. Polomer hviezdy sa ustavične zmenšuje a súčasne s tým sa zväčšuje aj intenzita gravitačného poľa na jej povrchu. Po zmenšení polomeru hviezdy pod istú hranicu je gravitačné pole hviezdy už také silné, že žiadne teleso (ani žiarenie) nemôže hviezdu opustiť*.

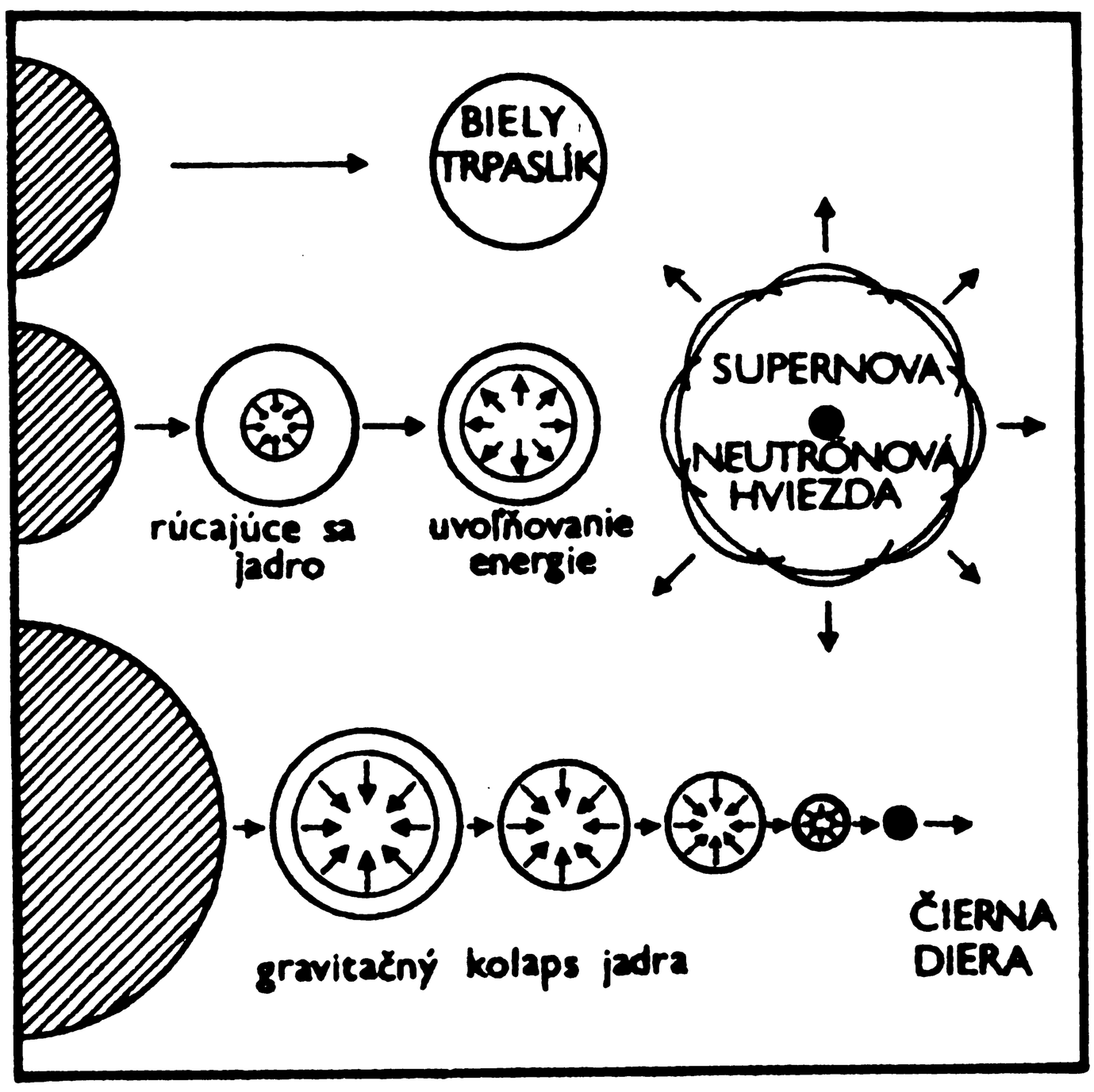
Hviezda, pri ktorej prebehol gravitačný kolaps, nazýva sa **čierna diera**. Čiernu dieru nemožno vidieť — nevysiela žiadne žiarenie. Jej existenciu možno napriek tomu experimentálne dokázať. Prejavuje sa navonok svojím gravitačným pôsobením. Môže byť napríklad zložkou

---

* Z prvého ročníka poznáte pojem druhá kozmická rýchlosť. Je to rýchlosť, ktorú musíme udeliť telesu na povrchu Zeme, aby mohlo „opustiť" gravitačné pole Zeme. V súvislosti s gravitačným kolapsom hviezdy by sme mohli povedať, že pre čiernu dieru by druhá kozmická rýchlosť musela byť väčšia ako rýchlosť svetla.

dvojhviezdy; potom druhá — normálne viditeľná hviezda — obieha okolo spoločného hmotného stredu oboch telies. Ukazuje sa tiež, že pri malej vzájomnej vzdialenosti zložiek môže látka z obyčajnej hviezdy prechádzať do čiernej diery. Pri urýchľovaní nabitých častíc silným gravitačným poľom v okolí čiernej diery vzniká elektromagnetické žiarenie, ktoré tiež môžeme pozorovať. V súčasnosti poznáme niekoľko objektov, ktoré by mohli byť čiernymi dierami. Ich existencia však zatiaľ nebola presvedčivo a definitívne dokázaná.

Tri spomínané záverečné štádiá života hviezd ilustruje obr. 10-8.



Obr. 10-8
Záverečné štádiá vývoja hviezd s rozličnými hmotnosťami

Úlohy

1. Vypočítajte strednú hustotu: a) bieleho trpaslíka s $M = M_\odot$, $R = 5\,400$ km; b) neutrónovej hviezdy s $M = M_\odot$, $R = 10$ km. [a) $3{,}0 \cdot 10^9\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$; b) $4{,}8 \cdot 10^{17}\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$]
2. Vypočítajte, pri akom polomere hviezdy, ktorej hmotnosť je $10\,M_\odot$ a pri ktorej prebieha gravitačný kolaps, sa druhá kozmická rýchlosť telesa na povrchu hviezdy rovná rýchlosti svetla. [Pri približnom výpočte vychádzame zo vzťahu $\frac{1}{2} m c^2 = \frac{\varkappa M m}{R}$, odkiaľ dostávame $R = \frac{2\varkappa M}{c^2} \doteq 30$ km. Polo-

mer čiernej diery, pri ktorom sa druhá kozmická rýchlosť rovná rýchlosti svetla, nazýva sa Schwarzschildov polomer. Presný opis pohybu častice v okolí čiernej diery poskytuje až všeobecná teória relativity.]

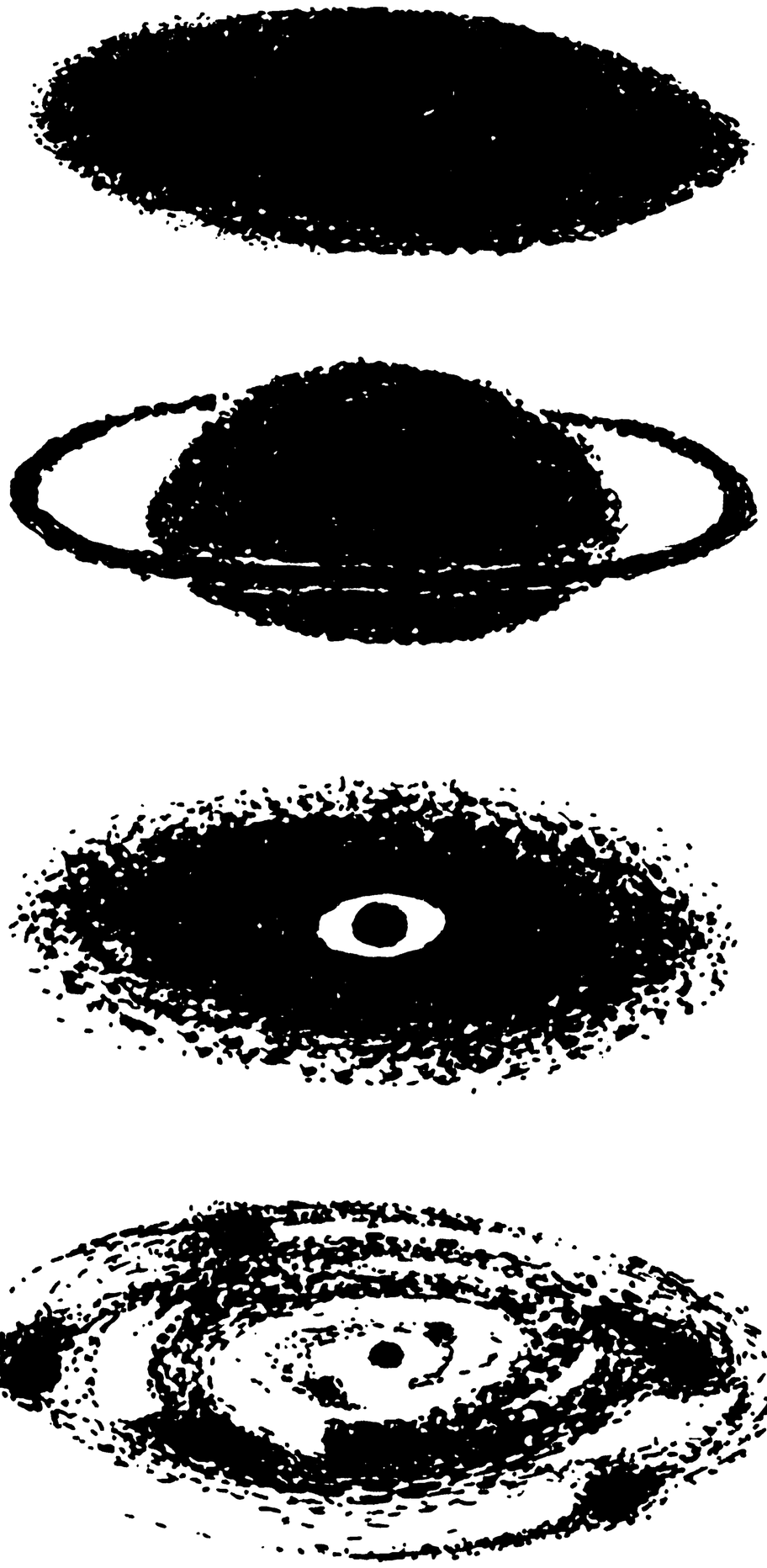
10.5 Vznik našej planetárnej sústavy

O vzniku našej planetárnej sústavy máme menej určitú predstavu ako o vzniku a vývoji hviezd. Na prvý pohľad by sa to mohlo zdať prekvapujúce — veď Slnko a planéty sú tak blízko v porovnaní so vzdialenými hviezdami a na jednej z planét žijeme. V skutočnosti je to však prirodzené. Pri poznávaní vývoja hviezd bol mimoriadne dôležitý stavový diagram hviezd. Pomocou prírodných zákonov astrofyzici mohli zistiť to, ako hviezda pri svojom vývoji „putuje“ po stavovom diagrame.

Keby sme poznali veľa planetárnych sústav, vedeli by sme spoľahlivo povedať, ako tieto sústavy vznikajú. Poznáme však iba jednu jedinú planetárnu sústavu, preto je otázka o jej vzniku a vývoji ťažšia ako otázka o vzniku a vývoji hviezd.

V tejto stati vysvetlíme najpravdepodobnejšiu predstavu o vzniku planetárnej sústavy. Už vieme, že hviezdy vznikajú zo zhustení v mračnách medzihviezdnej hmoty. Z jedného takéhoto zhustenia vzniklo aj naše Slnko spolu s ostatnými telesami slnečnej sústavy. Vzhľadom na to, že všetky planéty obiehajú okolo Slnka jedným smerom, muselo toto lokálne zhustenie od začiatku rotovať. Pod vplyvom gravitačných a zotrvačných síl sa rotujúce mračno medzihviezdneho plynu postupne menilo na plochý **rotujúci disk**. V jeho strede vznikalo zhustenie, z ktorého sa neskôr vyvinulo Slnko. V okrajových častiach rotujúceho disku vznikali menšie zhustenia, z ktorých sa utvorili zárodky planét a okolo nich bol dosiaľ neskondenzovaný prach a plyn. Tieto zárodky sa postupne zväčšovali a „praslnko“ v strede rotujúceho disku sa tiež zväčšovalo a zohrievalo, až v ňom začali prebiehať termonukleárne reakcie. Zo Slnka sa vtedy vymrštilo mnoho častíc, vznikol slnečný vietor, ktorý vytlačil zo slnečnej sústavy zvyšok neskondenzovaného plynu a prachu. Preto je dnes slnečná sústava pomerne „prázdna“. Táto teória vzniku slnečnej sústavy je znázornená na obr. 10-9.

Okolo tejto teórie je dosiaľ veľa nevyjasnených otázok. Napríklad nie je celkom zrejmý mechanizmus vzniku planét z plynu a prachu v rotujúcom disku. Nevieme tiež, či aj iné hviezdy majú planetárne sústavy.



Obr. 10-9
Znázornenie hypotézy o vzniku slnečnej sústavy

Objav takýchto sústav by bol veľkým prínosom k poznaniu vzniku a vývoja slnečnej sústavy. Prvé kroky v tomto smere sa však už urobili*. Pri štúdiu chemického zloženia planét bol v nedávnej minulosti dosiahnutý veľký pokrok. Súčasná predstava je asi takáto: Prvé hviezdy boli zložené najmä z vodíka a hélia. V ich vnútri sa vodík ďalej premieňal na hélium. V centrálnej oblasti červených obrov vznikali termojadrovou

---

* Družica IRAS (Infra Red Astronomy Satellite) získala v roku 1983 prvé údaje o tom, že z blízkeho okolia Vegy, najjasnejšej hviezdy súhvezdia Lýry, vzdialenej od nás 26 svetelných rokov, prichádza k nám infračervené žiarenie. Samotná Vega je horúca hviezda. Maximum jej vyžarovania pripadá na ultrafialovú oblasť spektra. V infračervenej oblasti by mala vyžarovať oveľa menej, ako zachytila družica IRAS. Všetky údaje súhlasia s predpokladom, že okolo Vegy je disk plynu a prachu s teplotou okolo 70 K, ktorý svojím tepelným žiarením prispieva k pozorovanému spektru Vegy. Tento disk plynu a prachu pripomína rané štádiá vývoja našej planetárnej sústavy. Toto je len začiatok výskumov. Podrobnejšie údaje sa azda dozvieme v blízkej budúcnosti.

syntézou z hélia jadrá uhlíka, dusíka, kyslíka a ťažších prvkov, až po železo. Zdrojom ťažších prvkov — až po urán — sú výbuchy supernov. Pri zrútení vonkajších vrstiev na centrálnu oblasť uvoľnená kinetická energia spôsobí rýchle zvýšenie teploty a vznik nových jadrových reakcií, pri ktorých vznikajú aj jadrá ťažkých prvkov. Pri výbuchu supernovy je táto látka vymrštená do kozmického priestoru. Predpokladá sa, že látka, z ktorej vznikla naša planetárna sústava, pochádza čiastočne z výbuchu supernovy, ktorý nastal asi pred 6 miliardami rokov. Planetárna sústava a Slnko vznikli pred asi 4 až 5 miliardami rokov.

Chemické zloženie Zeme je veľmi ovplyvnené procesom, pri ktorom prach a plyn v rotujúcom disku kondenzovali na planéty. Teória tohto procesu súhlasí so súčasnými informáciami o chemickom zložení planét.

Hypotézu o spoločnom pôvode Slnka a planét z rotujúceho mračna plynu a prachu navrhol v polovici 18. storočia nemecký filozof I. KANT a o 50 rokov neskôr ju odôvodnil francúzsky matematik a fyzik P. LAPLACE (laplas). Preto sa nazýva **Kantova-Laplaceova hypotéza**.

Úlohy

1. Predpokladané planetárne sústavy iných hviezd vysielajú žiarenie v infračervenej oblasti spektra. Vysvetlite, prečo je to tak, a prečo je výhodné registrovať toto žiarenie pomocou umelých družíc. [Pri teplote planét okolo 100 K až 300 K je maximum vyžarovania v infračervenej oblasti spektra. Podstatná časť takéhoto žiarenia je pohlcovaná atmosférou Zeme.]
2. V prírodnom uráne na Zemi je 0,7 % ^{235}U a 99,3 % izotopu ^{238}U. Obidva izotopy sa rozpadávajú, pričom polčas rozpadu prvého je $T = 7{,}1 \cdot 10^8$ rokov a druhého $T = 4{,}5 \cdot 10^9$ rokov. Predpokladajme, že pri vzniku Zeme vznikli rovnaké množstvá oboch nuklidov. Na základe tohto predpokladu odhadnite dobu, kedy vznikli (pravdepodobne pri výbuchu supernovy). [asi pred $6 \cdot 10^9$ rokmi. Návod: označme pôvodný počet jadier každého nuklidu N_0. Za dobu Δt od vzniku bude pre nuklid ^{235}U počet jadier $N_{235}(\Delta t) = N_0 \cdot 2^{-\frac{\Delta t}{T}}$ a počet jadier nuklidu ^{238}U bude $N_{238}(\Delta t) = N_0 \cdot 2^{-\frac{\Delta t}{T}}$. Dobu Δt určíme z podmienky $N_{235}(\Delta t) = 7 \cdot 10^{-3} N_{238}(\Delta t)$ logaritmovaním.]

* * *

Prvé určenie veku rúd v zemskej kôre uskutočnil Rutherford začiatkom tohto storočia. Zistil, že izotop $^{232}_{90}Th$ sa postupne rozpadá až na izotop olova $^{208}_{82}Pb$, izotop $^{235}_{92}U$ na izotop olova $^{207}_{82}Pb$ a izotop $^{238}_{92}U$ na $^{206}_{92}Pb$. Zo známych rýchlostí rozpadov a z pomerov obsahov izotopov

$$\frac{^{208}Pb}{^{232}Th}, \qquad \frac{^{207}Pb}{^{235}U}, \qquad \frac{^{206}Pb}{^{238}U}$$

prišiel k záveru, že vek najstarších rúd na Zemi je približne 3 miliardy rokov. Podľa týchto a ďalších údajov sa zdá, že prvky, z ktorých sa Zem skladá, vznikli pri výbuchu hviezdy pred asi 6 miliardami rokov.

ZHRNUTIE — ZDROJE ENERGIE, STAVBA A VÝVOJ HVIEZD

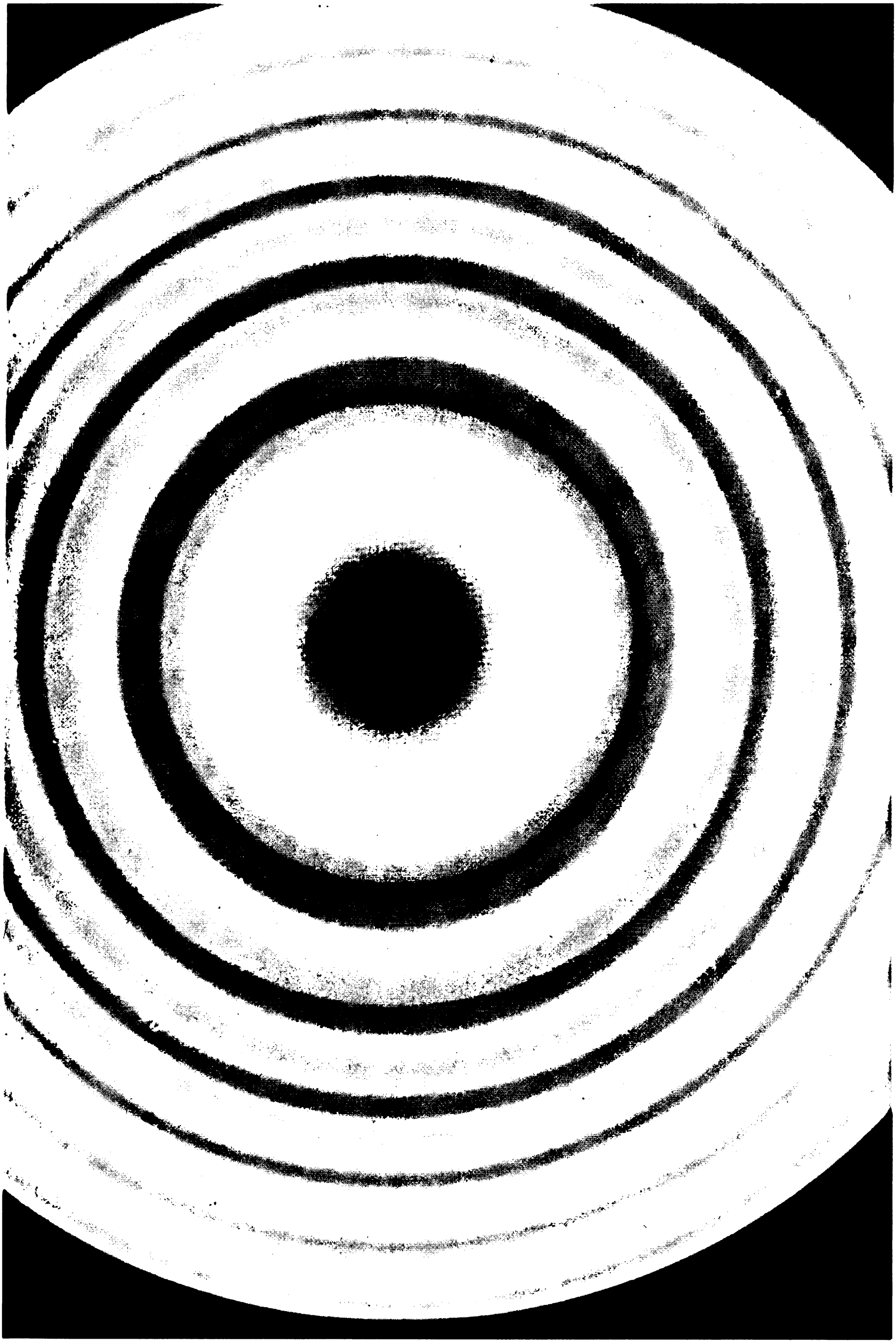
Zdrojom energie, ktorú vyžarujú hviezdy, sú predovšetkým termonukleárne reakcie, ktoré prebiehajú vnútri hviezd. Pri týchto reakciách sa buď **protón-protónovým** alebo **CNO reťazcom** utvorí zo štyroch protónov jadro hélia a vyžiari sa energia zodpovedajúca úbytku hmotnosti. Pri vzniku hviezd a pri niektorých neskorších štádiách ich vývoja je dôležitá aj ich gravitačná energia.

Informáciu o hviezdnej populácii dáva **stavový diagram** hviezd, ktorý vyjadruje závislosť medzi žiarivým výkonom hviezd, ich povrchovou teplotou a polomerom.

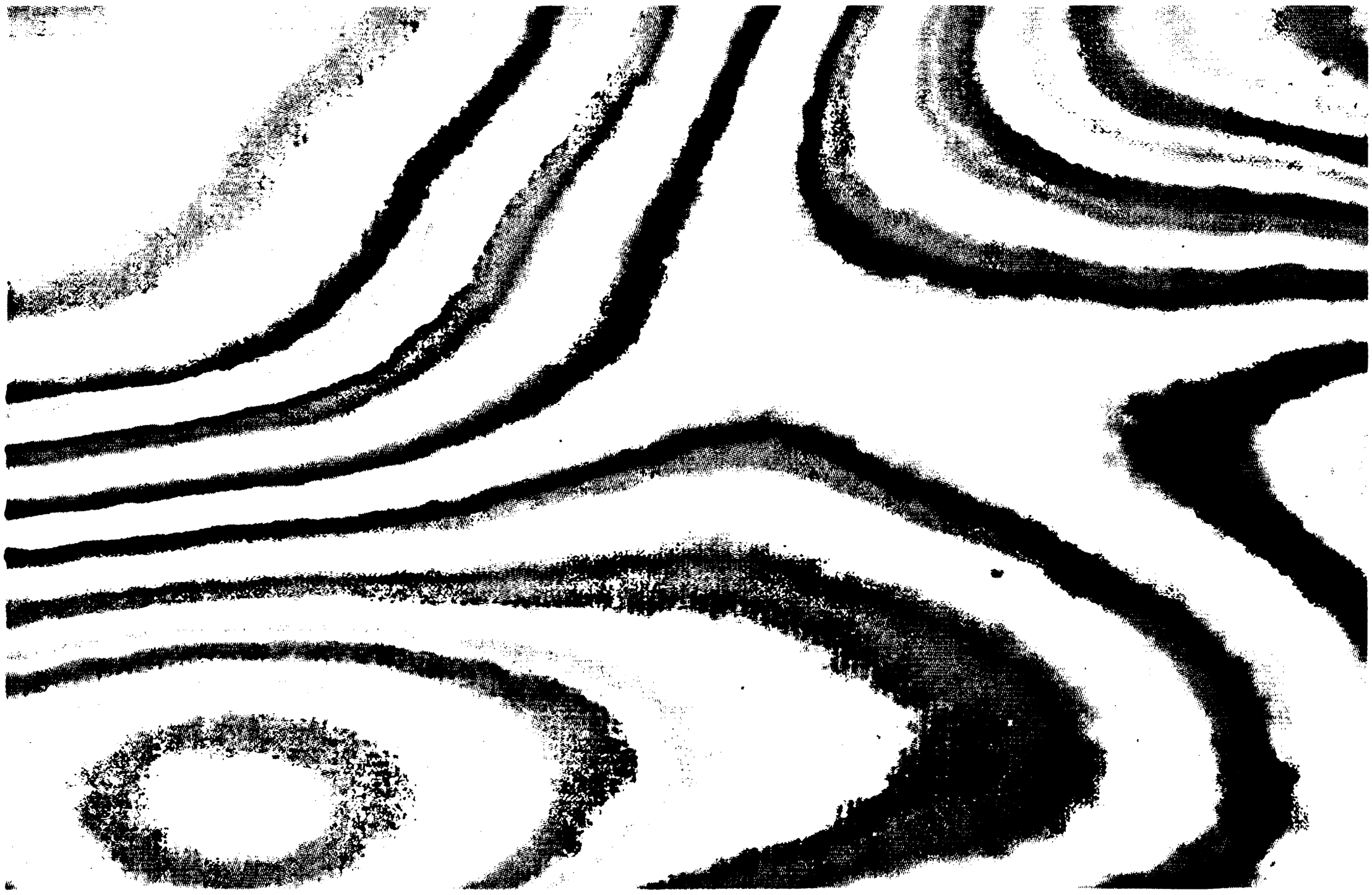
Hviezdy vznikajú z medzihviezdneho plynu a prachu. Mračno plynu sa vplyvom gravitačných síl zmršťuje a zohrieva a z lokálnych nestabilít vznikajú hviezdy. Po dostatočnom zvýšení teploty začnú vnútri hviezdy prebiehať **termonukleárne reakcie.** Hviezda je na hlavnej postupnosti stavového diagramu a ostáva tam, až kým nespotrebuje zásoby vodíka.

Záverečné štádiá vývoja hviezd závisia najmä od hmotnosti hviezdy. Hviezdy s hmotnosťou približne rovnakou, ako je hmotnosť Slnka ($M_\odot$), končia svoj život ako **bieli trpaslíci**, hviezdy s väčšou hmotnosťou (do 5 $M_\odot$) ako **neutrónové hviezdy**, čiže **pulzary**. Pri hviezdach s ešte väčšou hmotnosťou (nad 5 $M_\odot$) sa v záverečnom štádiu uskutoční **gravitačný kolaps** a z hviezdy sa stáva **čierna diera.** Z takejto hviezdy nemôže uniknúť žiadne teleso ani žiarenie. O existencii čiernych dier môžeme usudzovať iba z ich gravitačného pôsobenia.

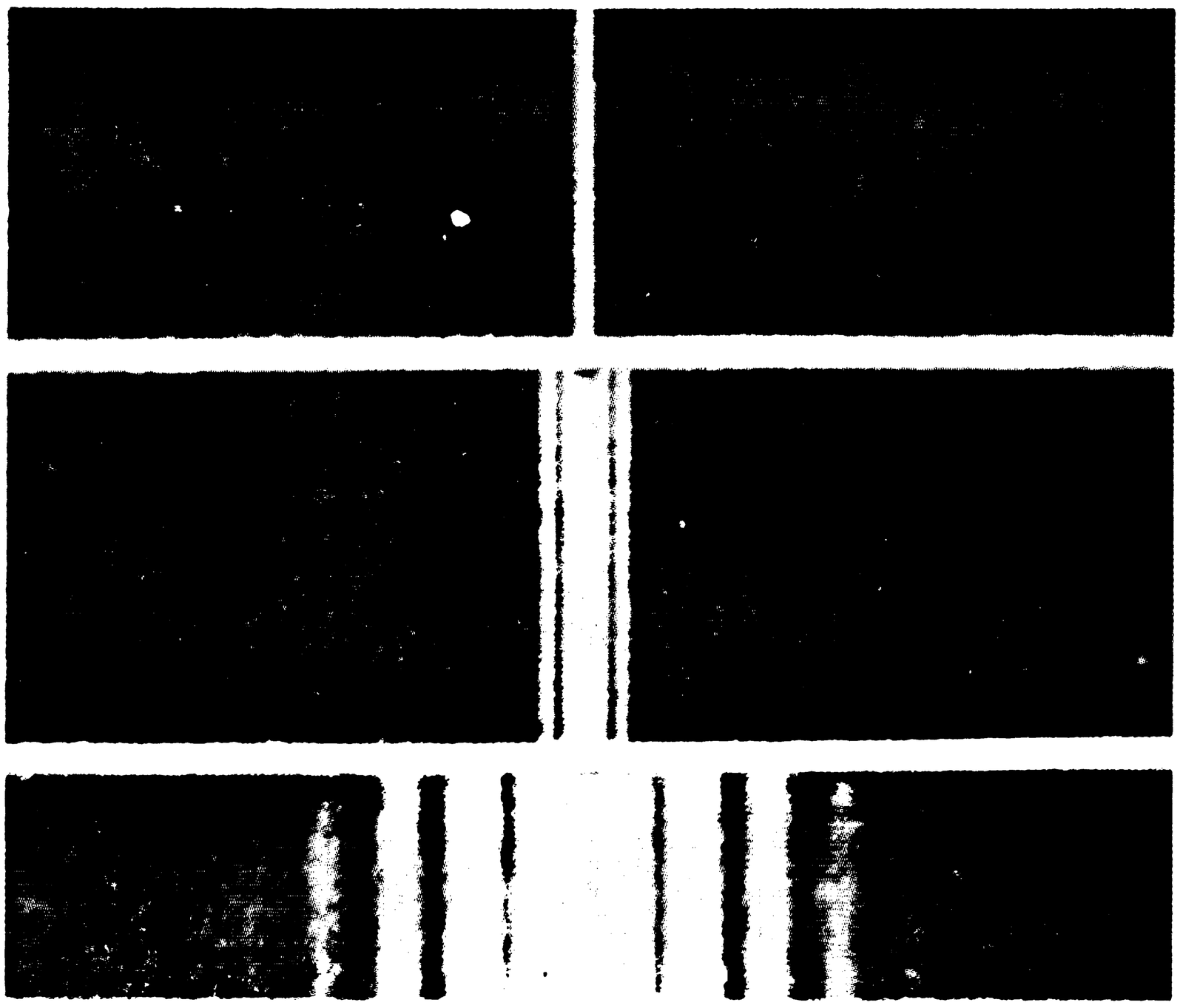
Najpravdepodobnejšou hypotézou o vzniku slnečnej sústavy je hypotéza, podľa ktorej Slnko aj planéty vznikali **súčasne** z rotujúceho mračna medzihviezdneho prachu a plynu.



Obr. 1 Newtonove interferenčné krúžky v odrazenom svetle

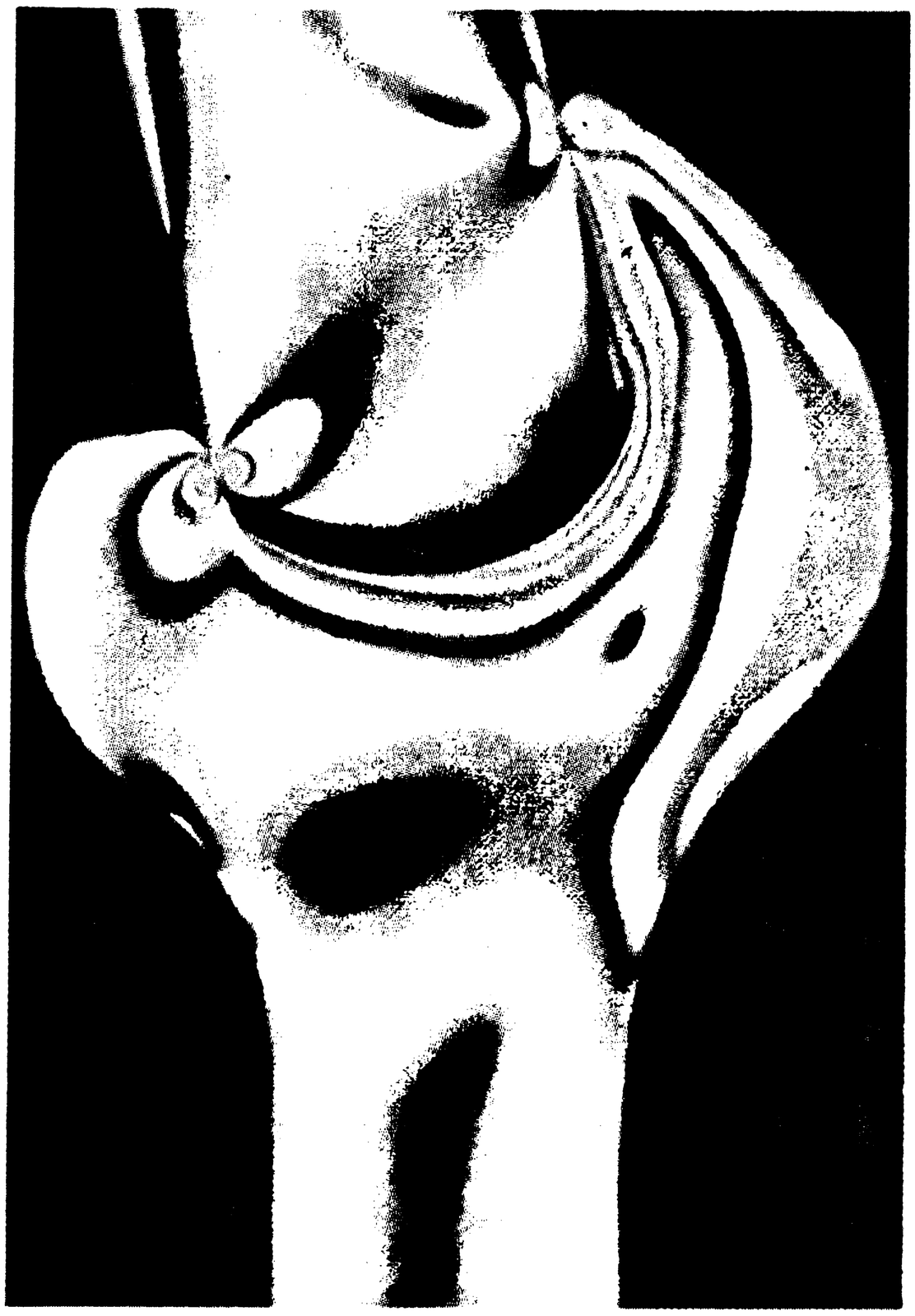


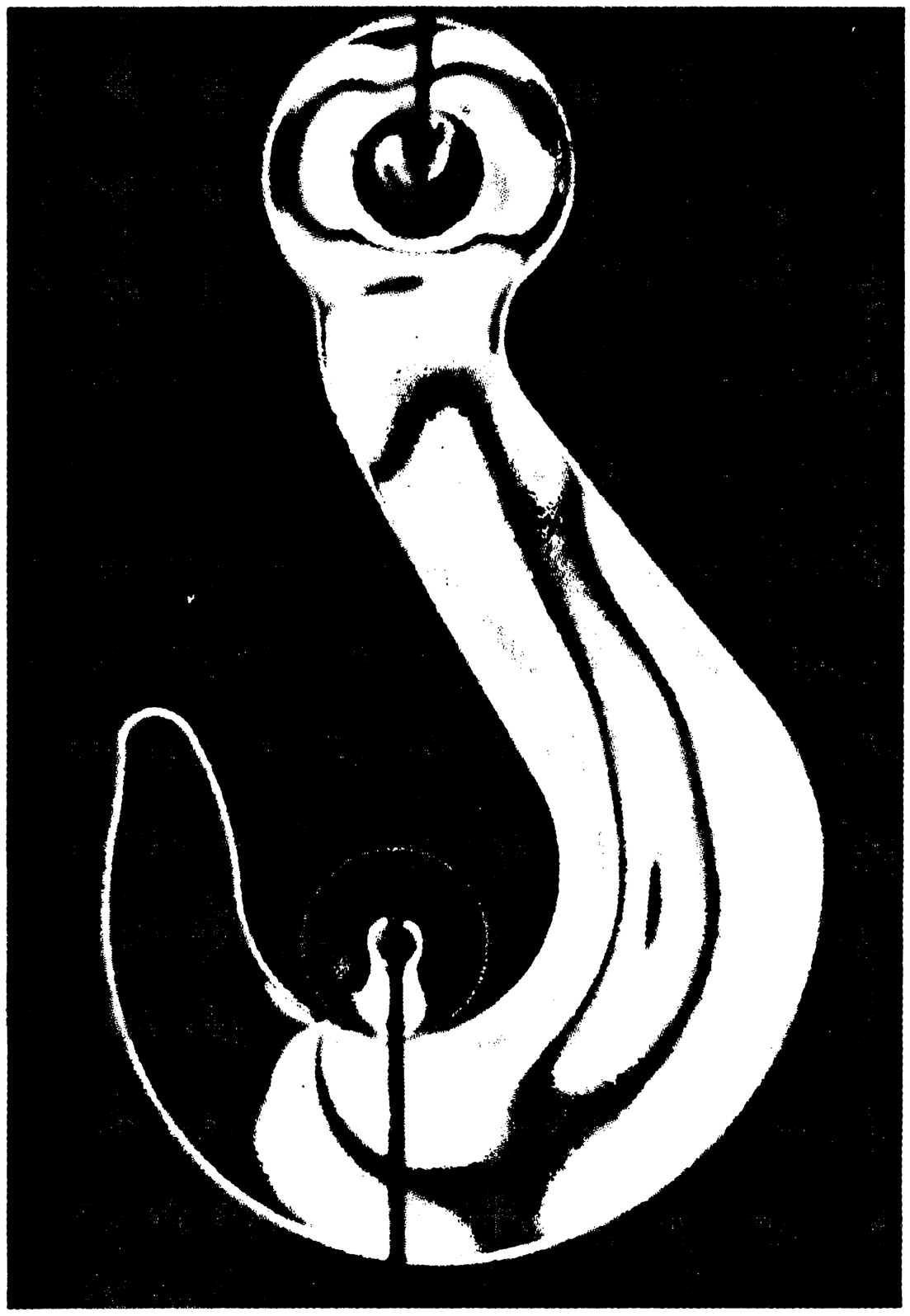
Obr. 2 Interferenčný obraz na tenkej vrstve s nerovnakou hrúbkou v odrazenom svetle



Obr. 3 Ohyb svetla na štrbine — čím je štrbina užšia, tým viac sa svetlo dostáva do geometrického tieňa

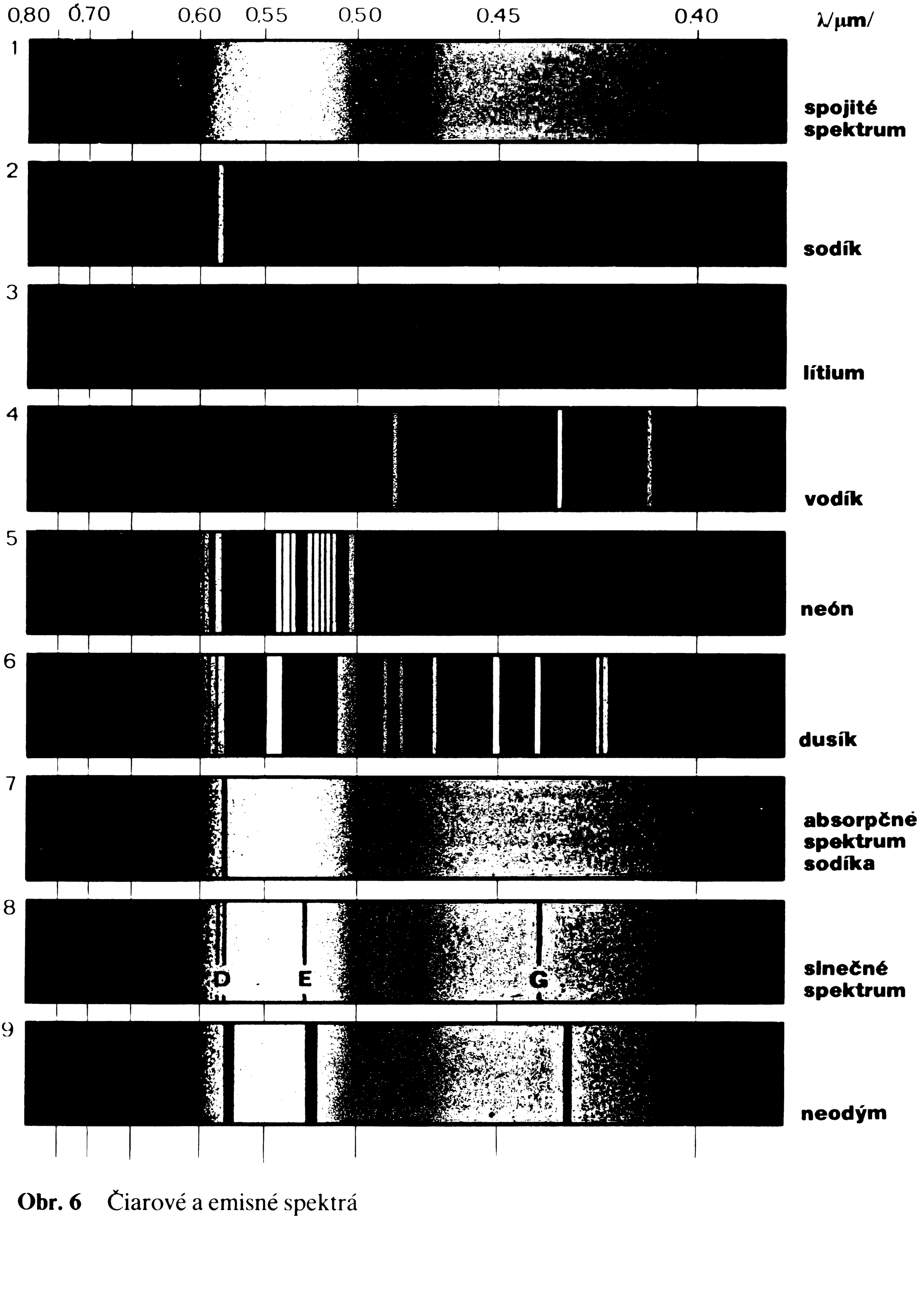
Obr. 4 Ohybový odraz na dvojštrbine



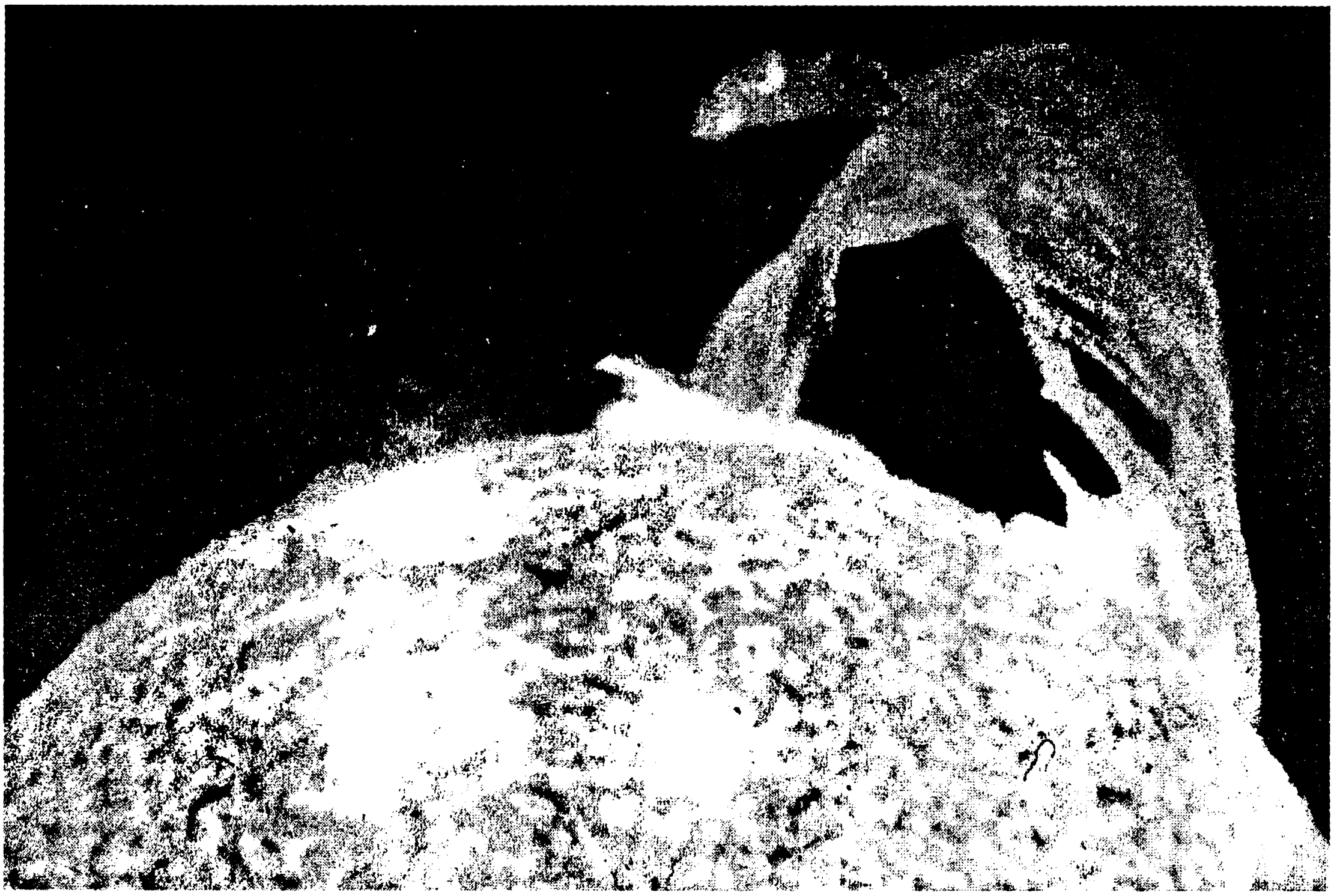


Obr. 5 Rozloženie mechanického napätia na modeloch z plexiskla

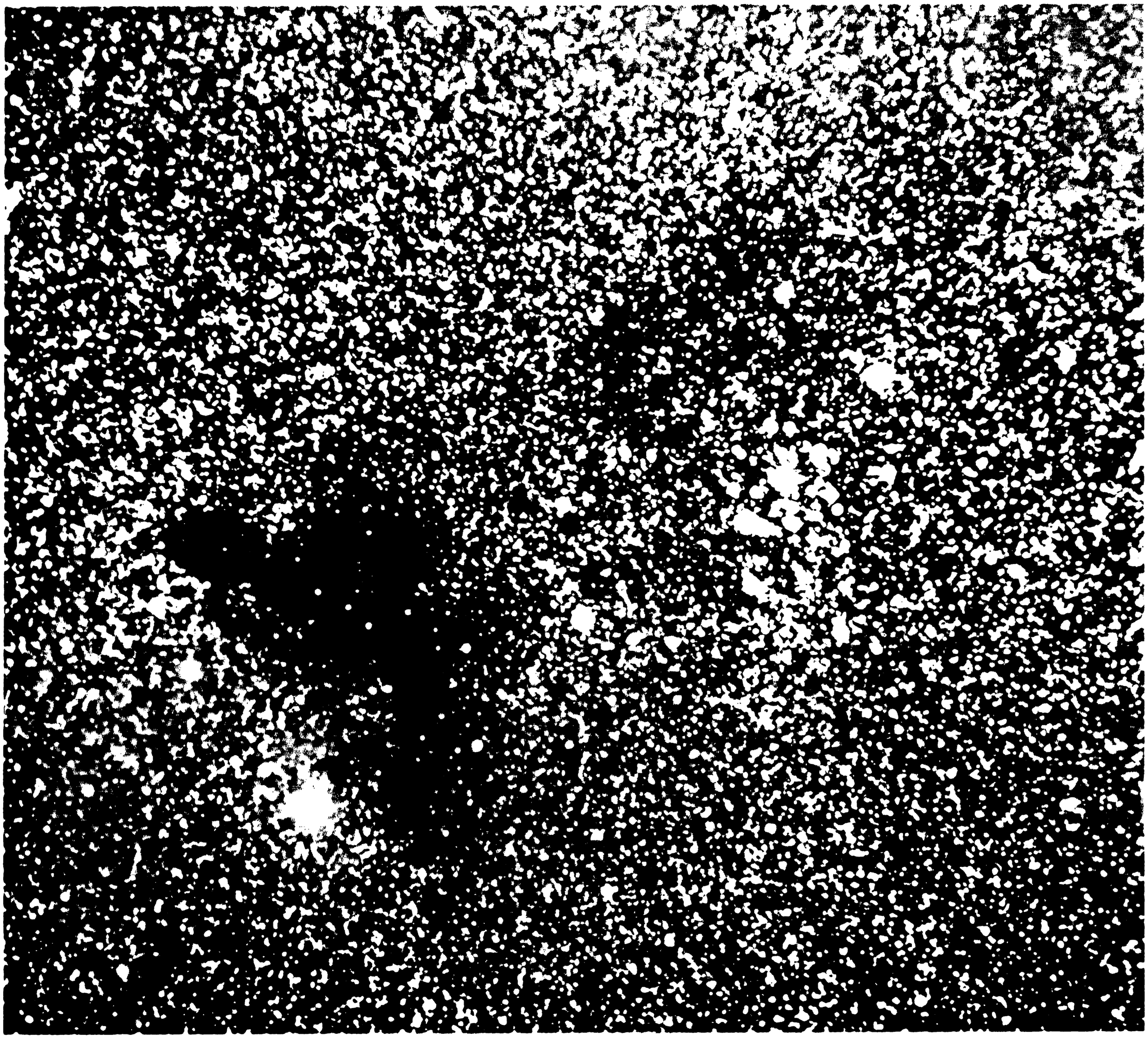
Spektrá emisné 2-6 a absorpčné 7-9



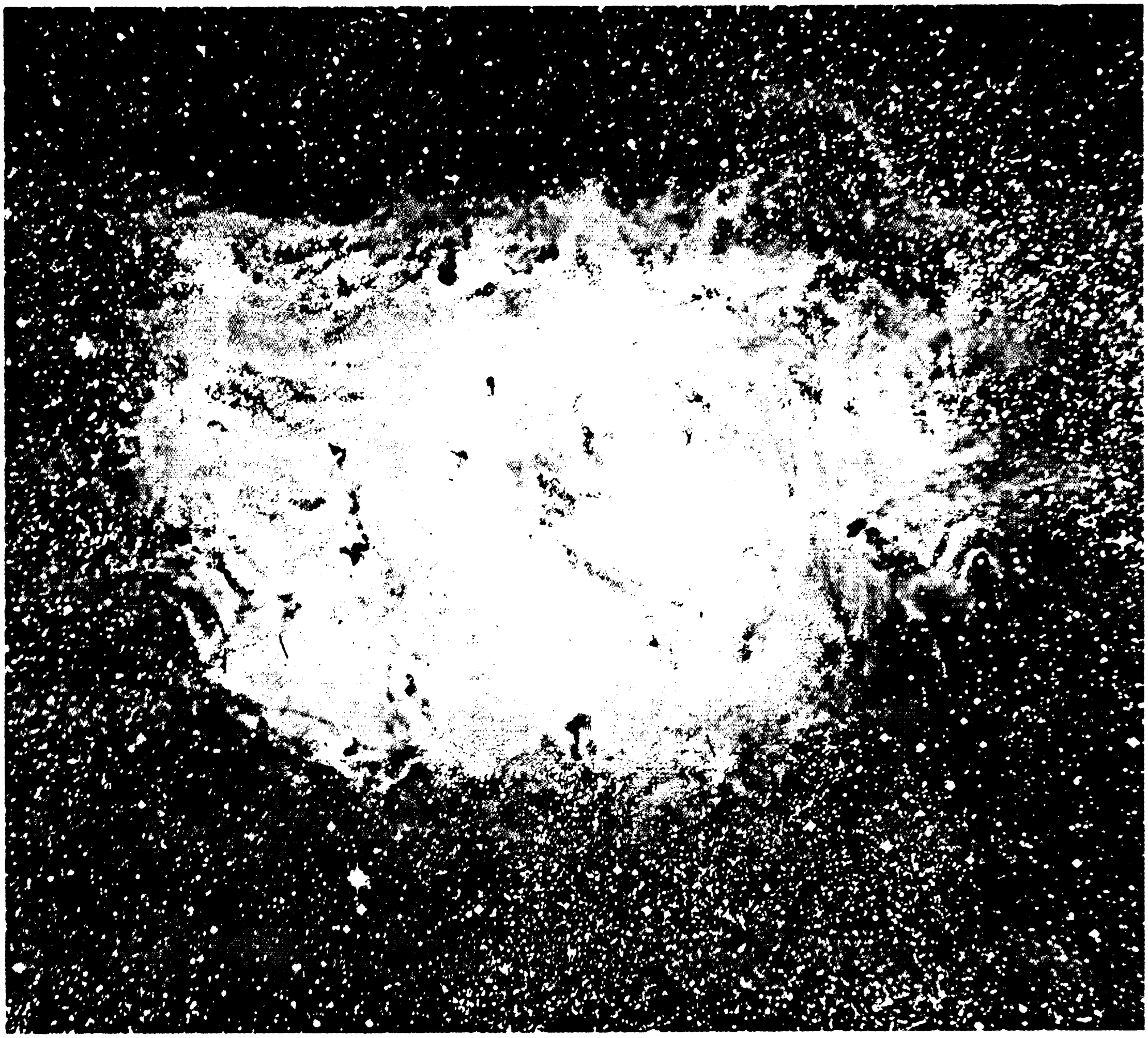
Obr. 6 Čiarové a emisné spektrá



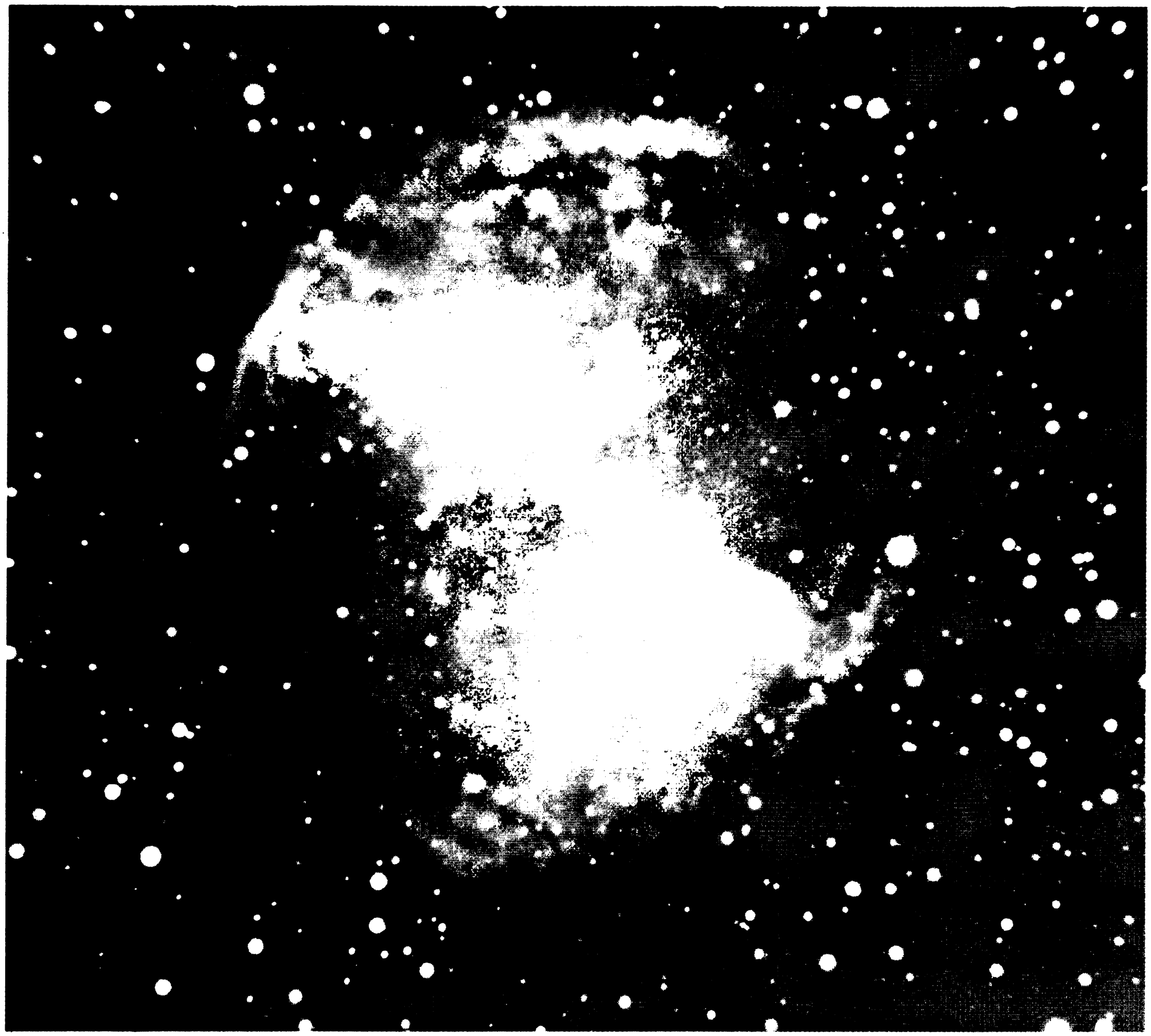
Obr. 7 Na povrchu Slnka prebiehajú ustavične veľké eruptívne procesy. Silné magnetické pole formuje množstvo ionizovaného hélia vyvrhnutého z povrchu Slnka do eruptívnej protuberancie. Rýchlosť expandujúceho plynu dosahuje desiatky až stovky km . s^{-1}. (Prevzaté z časopisu Sky and Telescope, 66, 4, 1983).



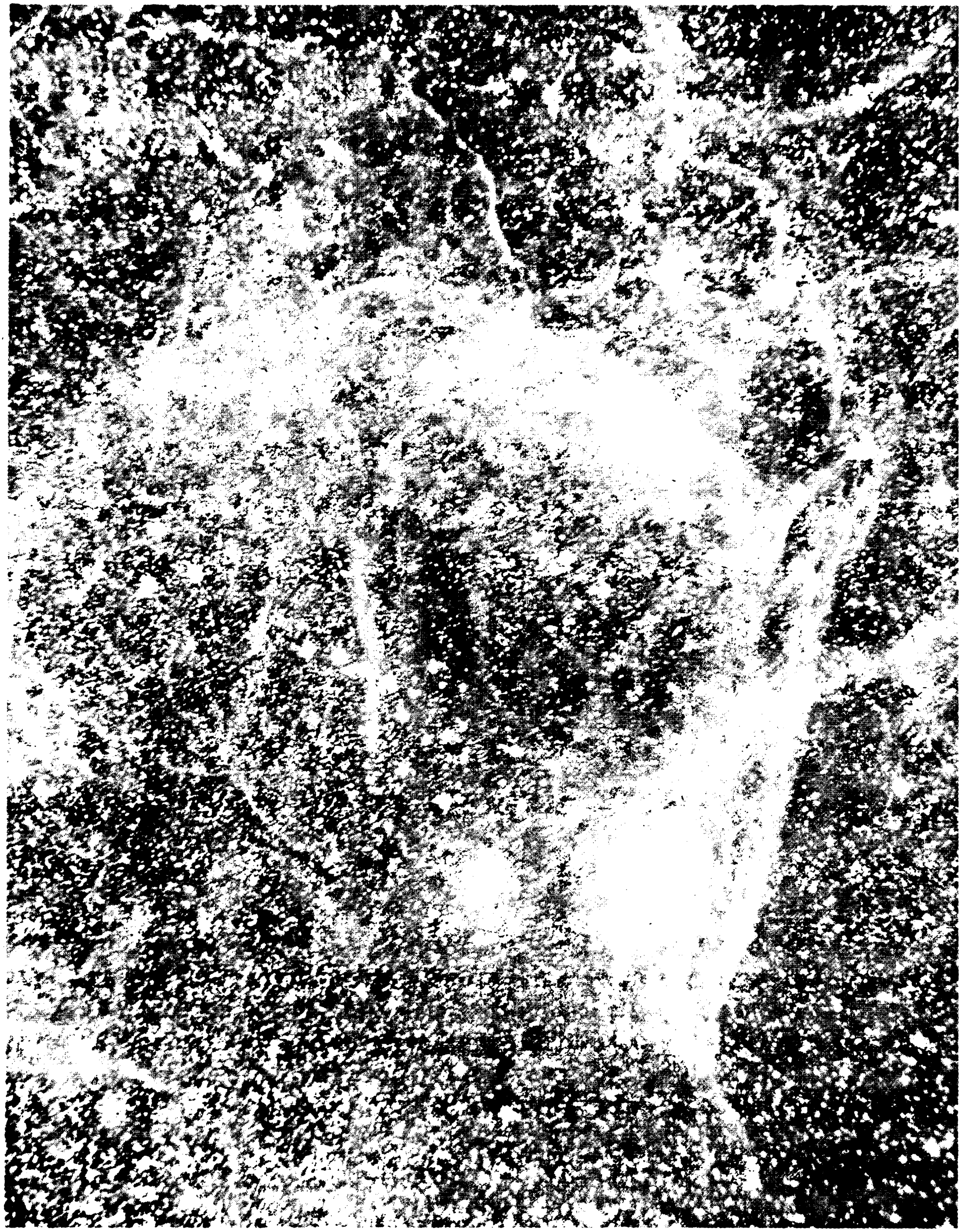
Obr. 8 Tmavá hmlovina Barnard 86 v súhvezdí Strelca vynika v ostrom kontraste na svetlom pozadí Mliečnej cesty. Tmavé mračno je pravdepodobne pozostatkom medzihviezdneho plynu a prachu, z ktorého sa v minulosti utvorili hviezdy otvorenej hviezdokopy NGC 6520. Hviezdokopa obsahuje mladé, modré hviezdy, ktoré vidíme vľavo od tmavej hmloviny. (Prevzaté z časopisu Sky and Telescope, 63, 1982).



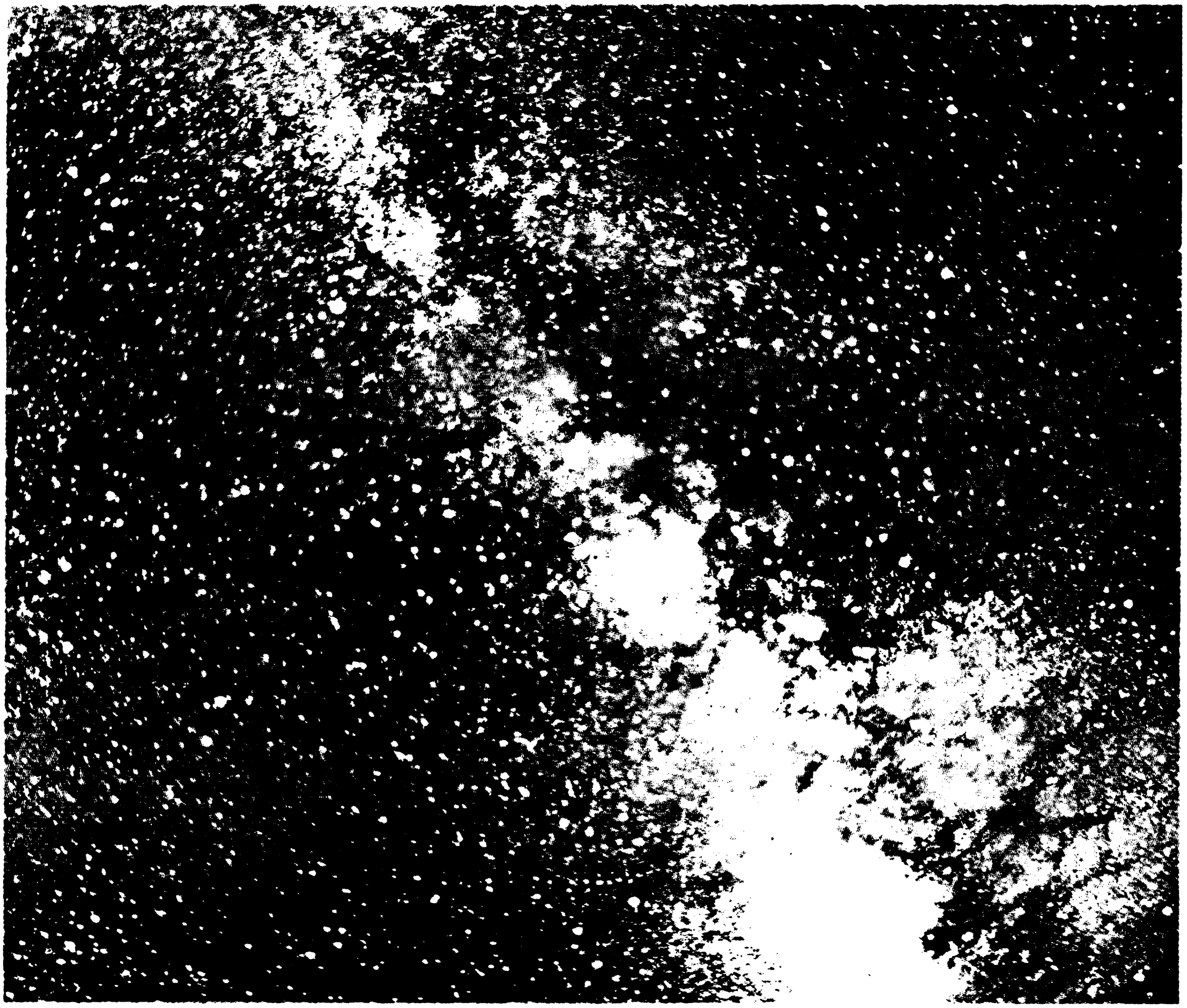
Obr. 9 Plynno-prachová hmlovina Lagúna (M 8) v súhvezdí Strelca, ktorá vo svojom vnútri obsahuje hviezdokopu veľmi mladých hviezd. Hviezdokopa je dôkazom procesu nepretržitého utvárania sa hviezd z medzihviezdnej hmoty, ktorý pokračuje aj v súčasnosti. Lagúna je pravdepodobne mladšou, ale oveľa väčšou verziou tmavej hmloviny Barnard 86. Hmotnosť hmloviny je ekvivalentná hmotnosti asi 3 200 Slnk. Je vzdialená od nás 2 500 svetelných rokov. (Prevzaté z časopisu Sky and Telescope, 63, 3, 1982).



Obr. 10 Planetárna hmlovina Činka v súhvezdí Líška obsahuje hviezdu — bieleho trpaslíka. Hmlovina má priemer 3 svetelné roky a rozpína sa rýchlosťou 48,4 km. s^{-1}. Z kozmického hľadiska je to veľmi mladý útvar. Hmlovina vznikla výbuchom supernovy pred asi 3 000 až 4 000 rokmi. Nachádza sa vo vzdialenosti 980 svetelných rokov. (Prevzaté z časopisu Sky and Telescope, 63, 2, 1982).

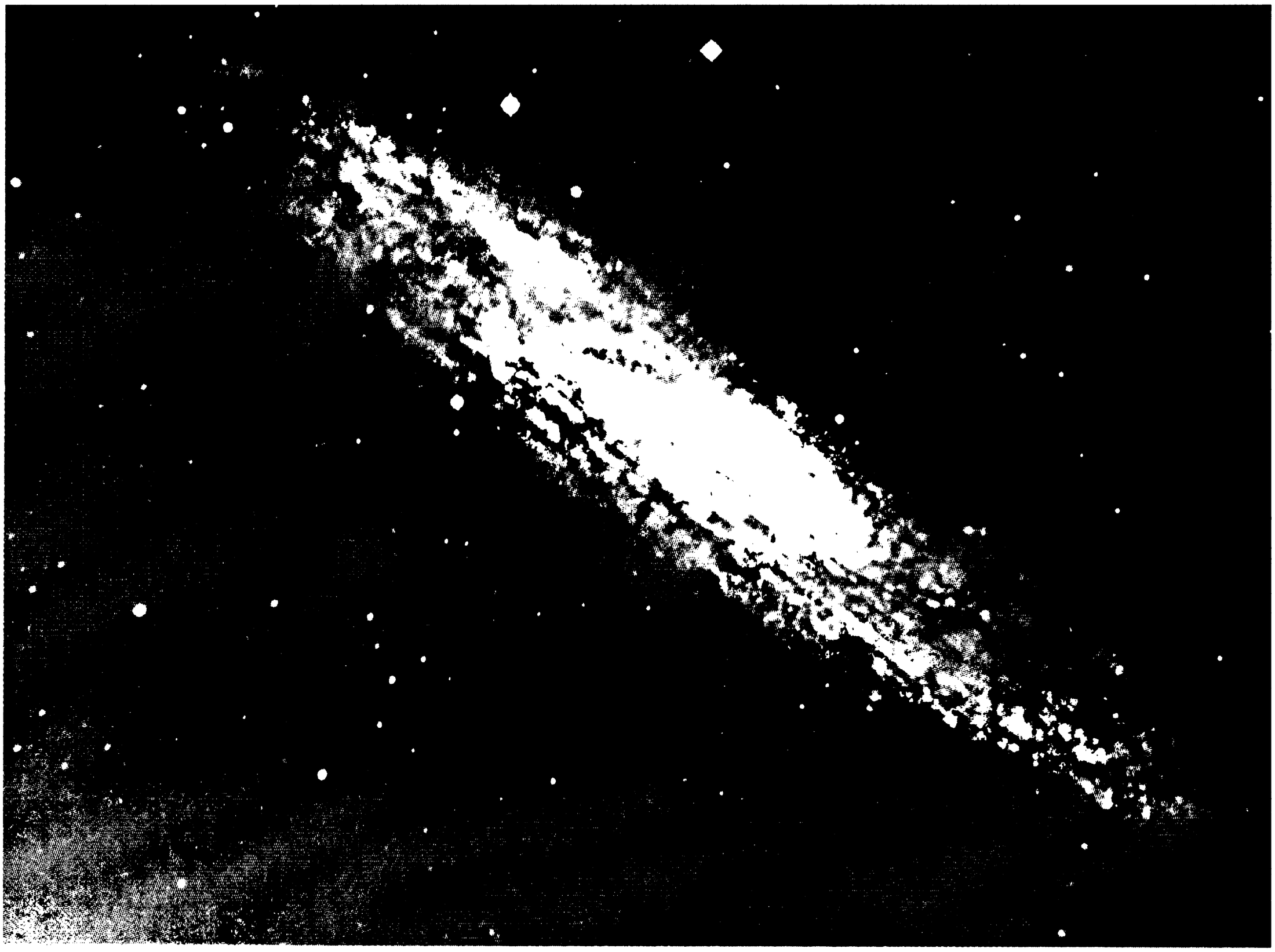


Obr. 11 Spleť chumáčov a vlákien medzihviezdnej hmoty v súhvezdí Plachty je pozostatkom supernovy, ktorá explodovala asi pred 6 000 až12 000 rokmi. Výbuch supernovy mohli pozorovať primitívne kultúry Egypta a Mezopotámie. (Prevzaté z časopisu Astronomy, 8, 3, 1980).

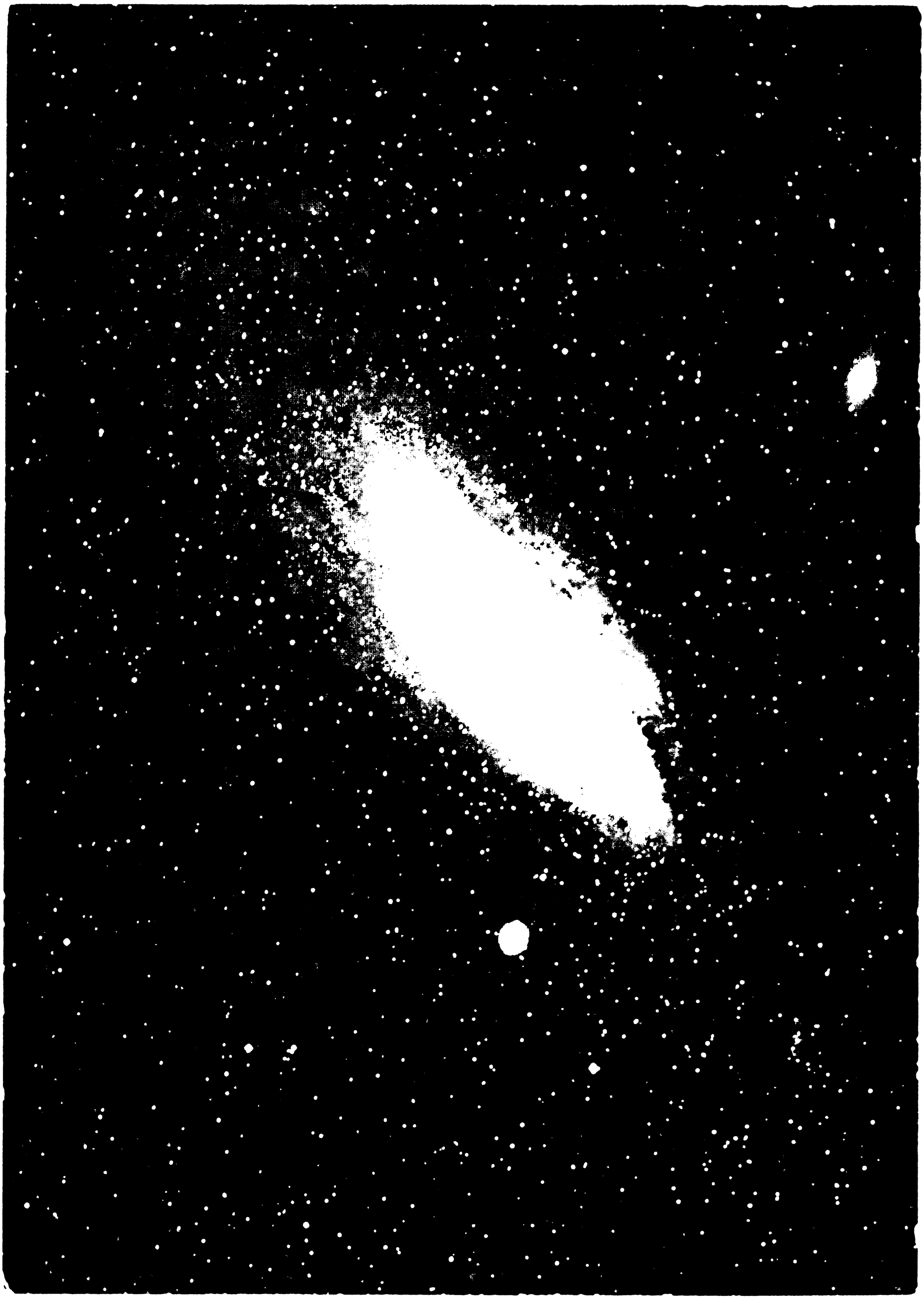


Obr. 12 Severná časť Mliečnej cesty medzi súhvezdiami Labuť a Škorpión. Mliečnu cestu utvára množstvo hviezd a medzihviezdnej hmoty skoncentrovaných k rovine Galaxie. (Prevzaté z časopisu Sky and Telescope, 70, 5, 1985).

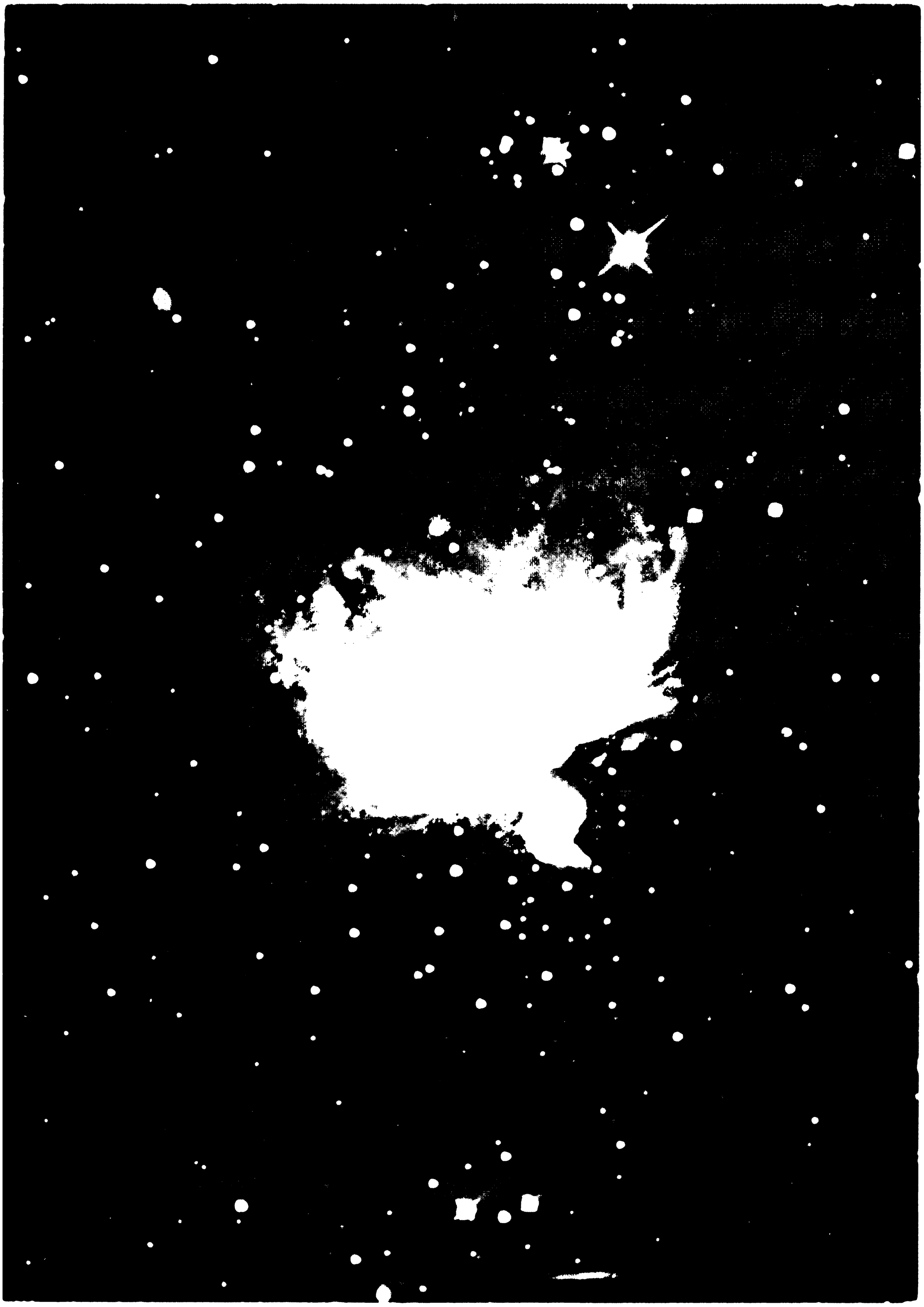
Obr. 13 Špirálová galaxia NGC 2997 v súhvezdí Vývevy. Predstavuje klasickú formu špirálových galaxií, v ktorých stará populácia žltých hviezd dominuje v jadre galaxie a mladé modré hviezdy utvárajú jej ramená. Červené škvrnky v ramenách sú mračná ionizovaného vodíka, v ktorých sa utvárajú nové hviezdy. (Prevzaté z časopisu Sky and Telescope, 62, 3, 1981).



Obr. 14 Špirálová galaxia NGC 253 v súhvezdí Sochára obsahuje popri hviezdach a plynnej medzihviezdnej hmote aj veľké množstvo prachových častíc. Patrí medzi k nám bližšie galaxie. Je vo vzdialenosti 10 miliónov svetelných rokov. Polomer jej disku je asi 8 100 svetelných rokov. (Prevzaté z časopisu Sky and Telescope, 62, 3, 1981).



Obr. 15 Jedna z najbližších špirálových galaxií M 31 v súhvezdí Andromédy



Obr. 16 Plynno-prachová hmlovina M 42 v súhvezdí Orióna

11. Štruktúra a vývoj vesmíru

Ľudia si vždy kládli otázky o základných vlastnostiach sveta, v ktorom žijú. Odpovede záviseli od úrovne vedeckého poznania i od svetonázoru autorov. Až do 20. storočia si však ľudia predstavovali vesmír ako nemenný celok — či už raz stvorený, a potom nemenný, alebo vždy existujúci, ale nemenný. V našom storočí sa však presvedčivo ukázalo, že vesmír sa vyvíja. Vznikla nová vedná disciplína — **kozmológia**, ktorá študuje fyzikálne vlastnosti vesmíru ako celku a jeho vývoj.

11.1 Základné údaje o štruktúre vesmíru

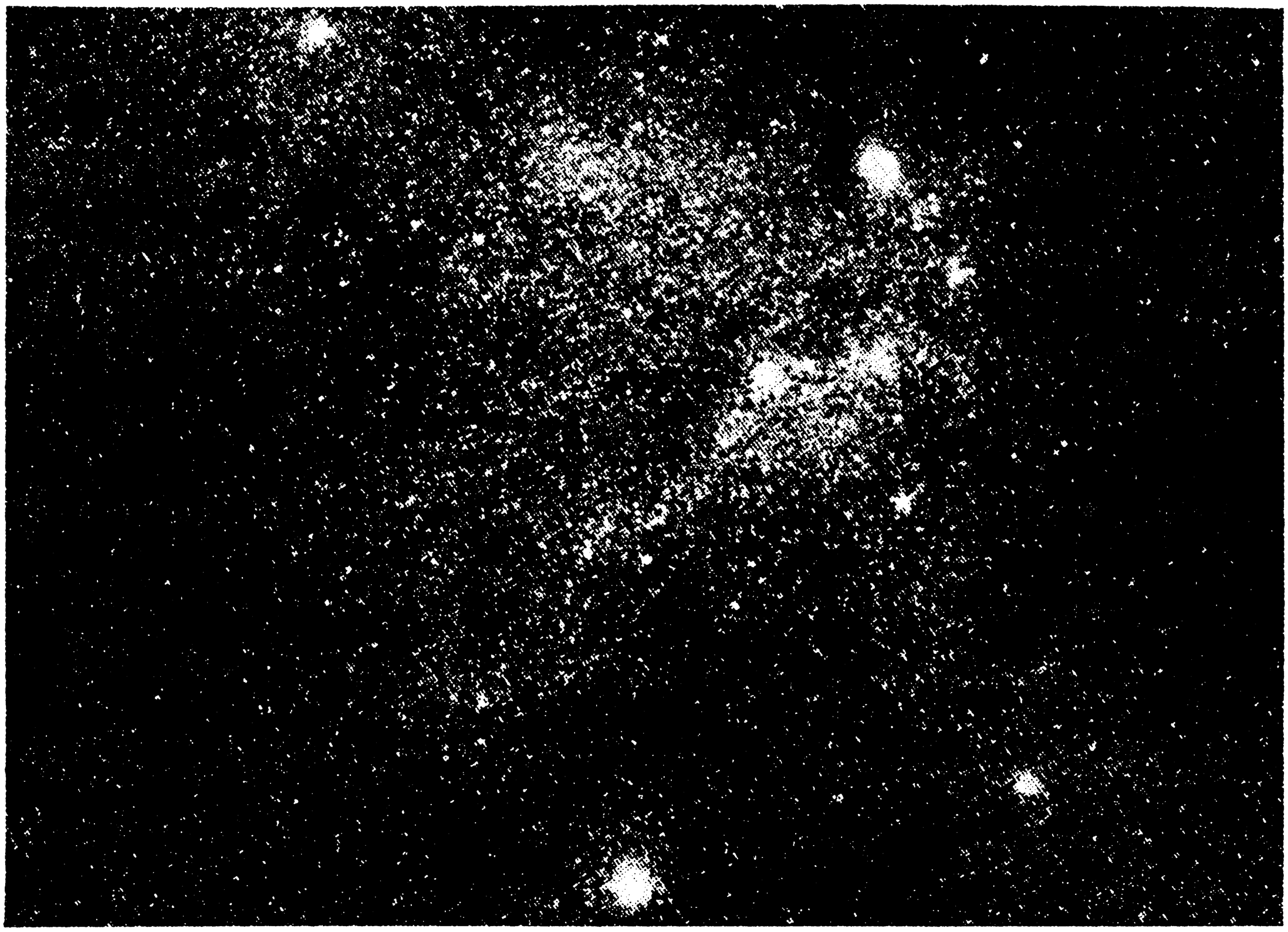
V 9. kapitole sme naznačili, ako sa získavajú základné údaje o hviezdach, o ich vzdialenostiach a žiarivých výkonoch. Pomocou takto získaných údajov bolo možné začiatkom tohto storočia získať predstavu o rozložení hviezd v našom okolí. Ukázalo sa, že hviezdy, ktoré vidíme na nočnej oblohe, aj celý pás Mliečnej cesty, patria k jednej sústave — Galaxii*. Na obr. 11-1 je fotografia časti Mliečnej cesty.

Na obr. 11-2 je znázornená naša Galaxia. Galaxia obsahuje asi 100 miliárd hviezd (okrem nich medzihviezdnu hmotu a kozmické žiarenie). Galaxia má tvar plochého disku s priemerom asi 30 kpc, t. j. 10^5 svetelných rokov (obr. 12 v prílohe). Pri pohľade „zhora“ by sme videli aj špirálové ramena Galaxie vychádzajúce z centrálneho jadra.

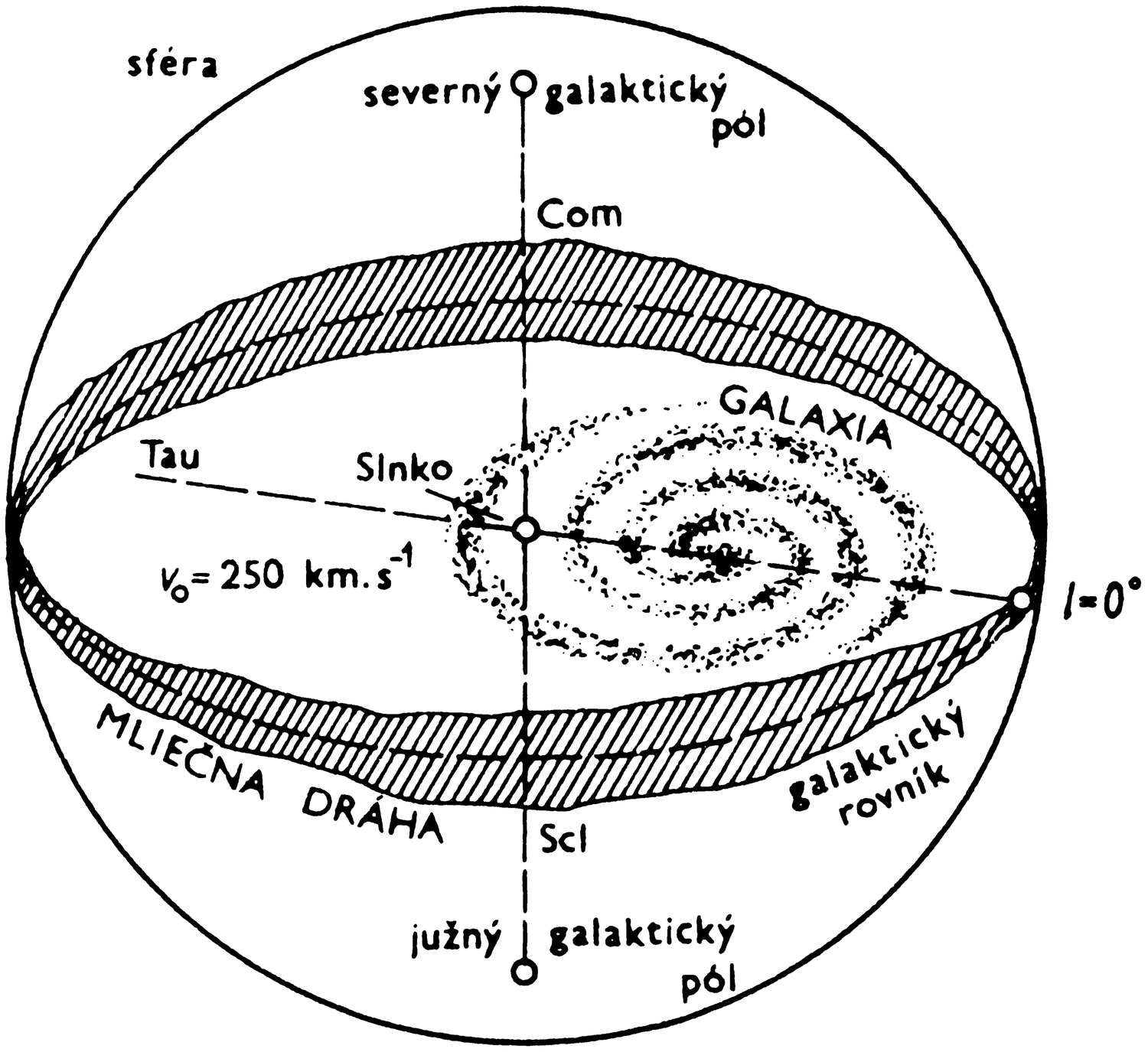
Podľa súčasných poznatkov vznikla Galaxia asi pred 15 miliardami rokov zmršťovaním obrovského mračna plynu a prachu. Pri postup-

---

* To, že svetlý pás Mliečnej cesty sa skladá z jednotlivých hviezd, vedel už Galileo Galilei, keď začal pozorovať hviezdnu oblohu ďalekohľadom.



Obr. 11-1
Mliečna cesta



Obr. 11-2
Schéma našej Galaxie

nom zmršťovaní sa zrýchľovala rotácia Galaxie, čo spôsobilo utvorenie plochého disku so špirálovými ramenami. V súčasnosti ešte v Galaxii vznikajú hviezdy, najmä z hmoty v ramenách špirály (obr. 13 v prílohe). Zhrňme teraz základné údaje o našej Galaxii:

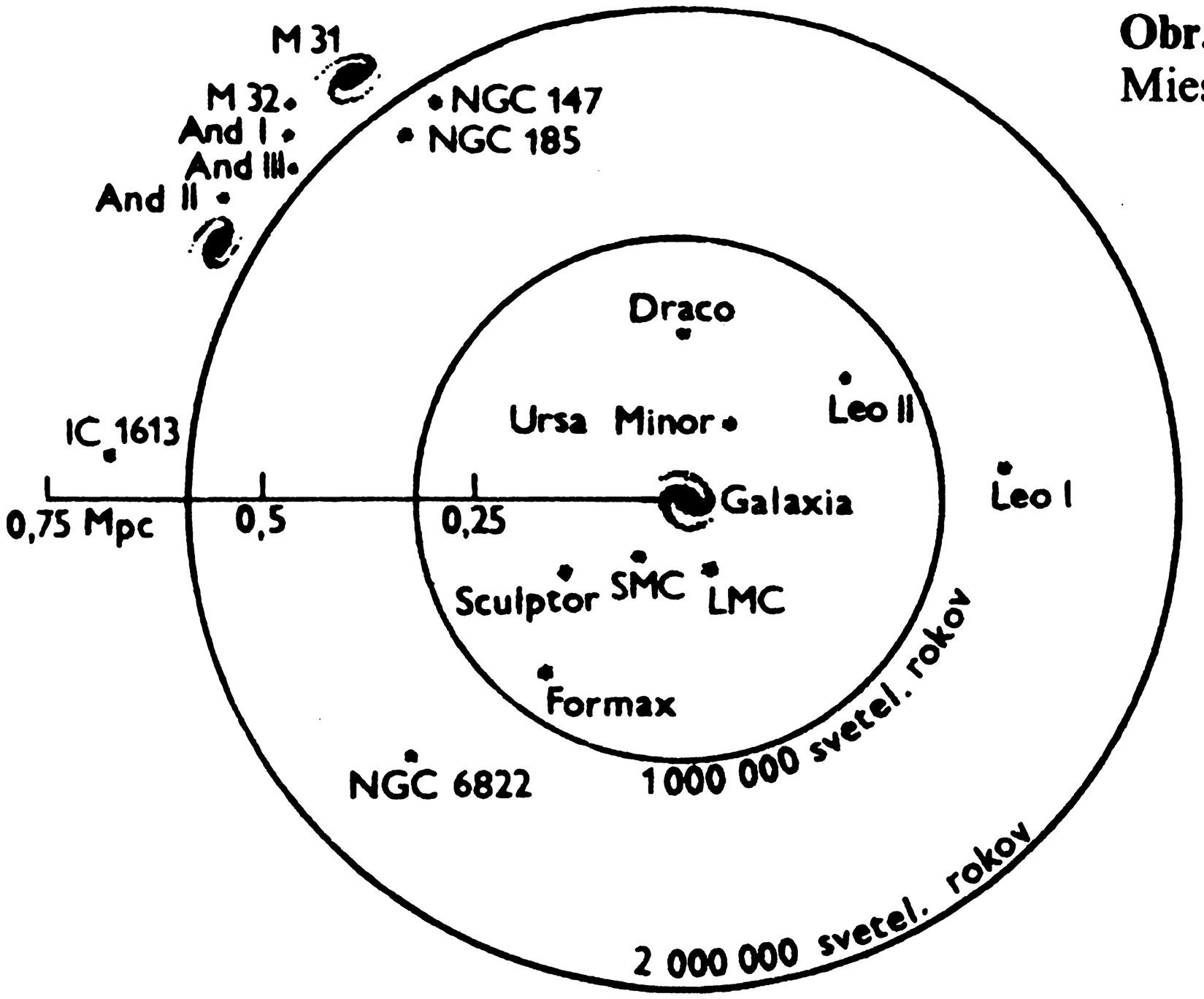
hmotnosť Galaxie	$M_G \doteq 1{,}4 \,.\, 10^{11}\ M_\odot$
priemer disku	30 kpc $\doteq 10^{18}$ km
hrúbka disku	2 kpc $\doteq 10^{16}$ km
počet hviezd	$\doteq 10^{11}$

Naša Galaxia nie je vo vesmíre výnimočným útvarom. Podobných galaxií (obr. 14 v prílohe) obsahujúcich miliardy až stovky miliárd hviezd bolo objavených státisíce*. Tieto sústavy sa nazývajú vonkajšie galaxie alebo iba galaxie. Medzi najbližšie takéto sústavy patrí Veľké a Malé Magellanovo mračno viditeľné na južnej pologuli. Vo vzdialenosti 700 kpc od nás je známa galaxia M 31 v súhvezdí Andromédy, viditeľná aj voľným okom ako hmlistý mráčik (obr. 15 v prílohe). Tieto tri galaxie a naša Galaxia patria do **miestnej skupiny galaxií** obsahujúcej takmer 30 galaxií (obr. 11-3). Priemer miestnej skupiny galaxií je asi 1,5 Mpc. Okrem malých skupín galaxií, ako je miestna skupina galaxií, sú vo vesmíre aj veľké zhluky galaxií, nazvané **kopy galaxií**. Tieto obsahujú stovky až tisíce galaxií a ich priemery sú takmer 10 Mpc. Podľa súčasných poznatkov sú najväčšími známymi štruktúrami vo vesmíre **nadkopy galaxií**, utvorené spojením niekoľkých kôp a skupín galaxií do plošných alebo lineárnych útvarov. Tak vzniká charakteristická bunková aj vláknitá štruktúra vesmíru.

Z hľadiska rozmerov rádovo 10 Mpc je vesmír silne nehomogénny — v jednej oblasti týchto rozmerov je kopa galaxií, iná oblasť je takmer prázdna. Keď sa však pozrieme na rozdelenie hmoty vo vesmíre z hľadiska mnohokrát väčších rozmerov, napr. 100 Mpc, bude sa vesmír javiť ako homogénny. V každej časti priestoru tvaru kocky s hranou 100 Mpc bude približne rovnaký počet kôp galaxií, látka v takejto

---

* Už v 17. a 18. storočí pozorovali na oblohe ďalekohľadom objekty, ktoré neboli hviezdami, ale sa javili ako hmlisté škvrnky. Filozof Immanuel Kant bol asi prvý, ktorý v roku 1755 vyslovil domnienku, že niektoré z týchto objektov môžu byť galaxie, podobné našej Galaxii.



Obr. 11-3
Miestna sústava galaxií

kocke bude mať približne rovnakú hmotnosť atď.* Rozdelenie hmoty vo vesmíre má z tohto hľadiska konštantnú hustotu, nezávislú od smeru.

Všetky pozorovania sú zatiaľ v súlade s **kozmologickým princípom**. Podľa tohto princípu je z hľadiska rozmerov rádovo 100 Mpc vesmír homogénny a izotropný — v okolí každého miesta má rovnaké vlastnosti a jeho štruktúra nezávisí od smeru. Zhrňme teraz poznatky o jednotlivých štruktúrach vo vesmíre:

typická priemerná vzdialenosť hviezd v Galaxii	2 pc
typický priemer galaxie	30 kpc
typická vzájomná vzdialenosť galaxií v kope	700 kpc
typický priemer kopy galaxií	3 Mpc
typické rozmery nadkôp galaxií	30 Mpc

Úlohy

1. Odhadnite strednú hustotu našej Galaxie. Koľko atómov vodíka pripadá na 1 cm^3? Návod: objem Galaxie považujte za objem valca s priemerom 30 kpc

---

* Je tu istá analógia s vlastnosťami plynu. Keď rozdelíme objem, v ktorom je plyn, na kocky s hranou menšou, ako je stredná vzdialenosť molekúl, bude sa počet molekúl v jednotlivých kockách meniť. No ak vyberieme kocky s hranou stokrát väčšou, bude sa plyn javiť ako spojite rozložená homogénna látka.

a výškou 2 kpc. [Asi $7 . 10^{-21}$ kg . m^{-3}, na 1 cm^3 pripadajú asi 4 atómy vodíka. V skutočnosti pripadá na 9 atómov vodíka 1 atóm hélia.]

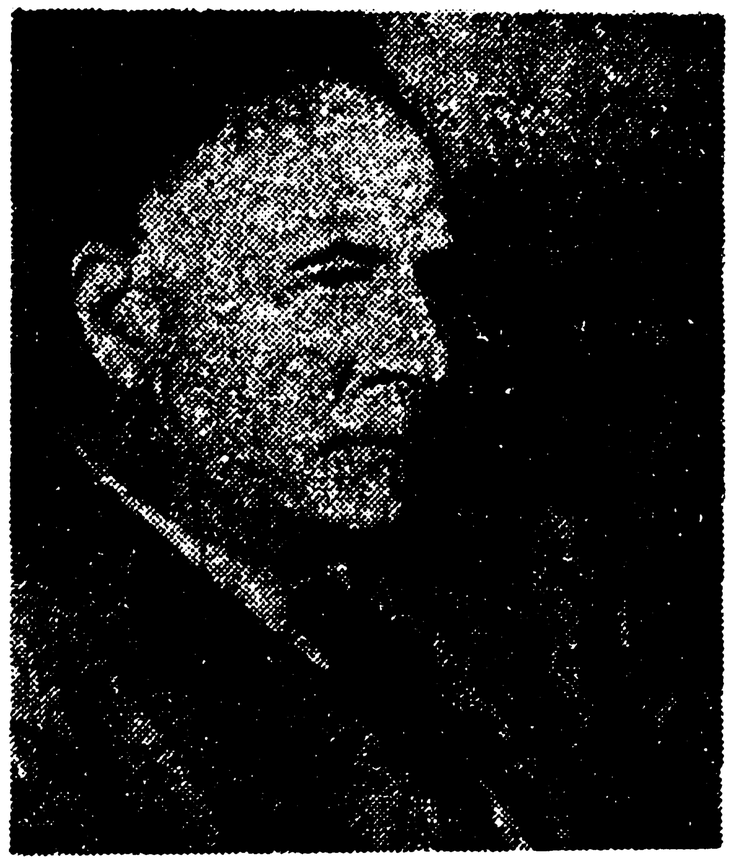
2. Vzdialenosť Slnka od stredu Galaxie je asi 10 kpc. Odhadnite, akou rýchlosťou obieha Slnko okolo stredu Galaxie za predpokladu, že celá hmotnosť Galaxie je sústredená v jej guľovom jadre. Návod: vychádzajte z toho, že gravitačná sila utvára potrebnú dostredivú silu. [250 km . s^{-1}, čo je v súlade s odmeranou rýchlosťou.]

3. Odhadnite strednú hustotu látky vo vesmíre, ak viete, že jedna galaxia typu našej Galaxie pripadá v priemere na kocku s hranou 2,2 Mpc. [$1 . 10^{-27}$ kg . m^{-3}; jeden atóm vodíka pripadá na objem väčší ako 1 m^3]

11.2 Rozpínanie vesmíru

Tri základné objavy uskutočnené v našom storočí presvedčivo ukázali, že vesmír nie je nemenný, ale sa vyvíja. Sú to:

1. Výsledky, ktoré získal americký astronóm EDWIN HUBBLE* (obr. 11-3a) koncom dvadsiatych a v tridsiatych rokoch ukázali, že galaxie sa od nás vzďaľujú, pričom rýchlosť, akou sa istá galaxia vzďaľuje, je priamo úmerná jej vzdialenosti.



Obr. 11-3a
Edwin Hubble

2. V roku 1965 americkí astrofyzici ARNO PENZIAS a ROBERT WILSON zistili, že zo všetkých strán dopadá na Zem rádiové žiarenie, ktoré zodpovedá žiareniu čierneho telesa s teplotou asi 2,7 K. Toto žiarenie sa nazýva **reliktové (zvyškové) žiarenie**, ktoré vysvetlili ako zvyšok obdobia, keď vesmír bol oveľa teplejší a keď aj hustota látky v ňom bola väčšia ako dnes. Odvtedy sa vesmír stále rozpínal a žiarenie postupne „chladlo".

---

* Edwin Powell Hubble (habl; 1889—1953) pracoval vo hvezdárni Mt. Wilson od roku 1919. Pôvodne bol právnikom.

3. Teoretickým základom kozmológie je všeobecná teória relativity, ktorú utvoril Albert Einstein v roku 1916. Riešenia základných rovníc tejto teórie, ktoré našiel v rokoch 1922—1924 sovietsky matematik A. FRIDMAN ukázali, že látka vo vesmíre nemôže byť v pokoji. Vesmír sa musí buď rozpínať, buď „sťahovať"*.

Ukazuje sa však, že základné myšlienky súčasnej kozmológie možno vysvetliť aj bez všeobecnej teórie relativity. Preto sa s ňou nebudeme podrobnejšie zaoberať. Najprv si bližšie všimneme Hubblov objav **rozpínania vesmíru**. Spektrá galaxií sa skladajú zo spektier hviezd a plynných hmlovín. Pretože spektrá vzdialených galaxií sú veľmi slabé, je veľmi ťažké rozlíšiť v nich jednotlivé spektrálne čiary a odmerať ich polohu. No už v dvadsiatych rokoch nášho storočia bolo známe, že v spektrách galaxií sú spektrálne čiary zväčša posunuté k červenému okraju spektra (červený posun).

V roku 1929 Hubble určil vzdialenosť 18 galaxií zo zdanlivej magnitúdy ich najjasnejších hviezd a zistil, že červený posun v istej galaxii sa zväčšuje so vzdialenosťou tejto galaxie od nás. Červený posun vysvetlil pomocou Dopplerovho princípu. Keď sa hviezda od nás vzďaľuje rýchlosťou v, budeme namiesto pôvodnej dĺžky pozorovať väčšiu vlnovú dĺžku o hodnotu $\Delta\lambda = \lambda \frac{v}{c}$. Posunutie spektrálnej čiary často charakterizujeme veličinou $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$; z predchádzajúcich dvoch vzťahov je zrejmé, že

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \tag{11.1}$$

odkiaľ môžeme určiť radiálnu rýchlosť v.

Vzťah (11.1) bol odvodený na základe nerelativistickej fyziky a možno ho použiť iba pre $v \ll c$, t. j. $z \ll 1$. Pri veľmi vzdialených galaxiách, ktorých rýchlosť je porovnateľná s rýchlosťou svetla, treba použiť vzťah odvodený zo špeciálnej teórie relativity. Hubble meral červený posun

---

* Einstein sa zo začiatku pokúšal vybudovať model statického, t. j. nemenného vesmíru. Neskôr uznal význam Fridmanových riešení. Fridman zomrel v roku 1925 a uznania svojich prác sa nedožil.

pomerne blízkych galaxií, ktoré sa od nás vzďaľujú rýchlosťou oveľa menšou, ako je rýchlosť svetla*.

Hubble zistil, že v spektrách skúmaných galaxií je hodnota z úmerná vzdialenosti r galaxie. Preto aj rýchlosť v, ktorou sa galaxia od nás vzďaľuje, je úmerná vzdialenosti r. Túto závislosť vyjadruje **Hubblov vzťah**

$$\boxed{v = Hr} \tag{11.2}$$

kde H je Hubblova konštanta. Neskôr boli odmerané spektrá oveľa väčšieho počtu galaxií a platnosť Hubblovho vzťahu bola celkom potvrdená. V súčasnosti sa hodnoty Hubblovej konštanty, získané rôznymi metódami, pohybujú v rozpätí $50\ \mathrm{km\,.\,s^{-1}\,.\,Mpc^{-1}}$ až $100\ \mathrm{km\,.\,s^{-1}\,.\,Mpc^{-1}}$. Za priemernú hodnotu možno považovať

$$\boxed{H = (75 \pm 25)\ \frac{\mathrm{km\,.\,s^{-1}}}{\mathrm{Mpc}}}$$

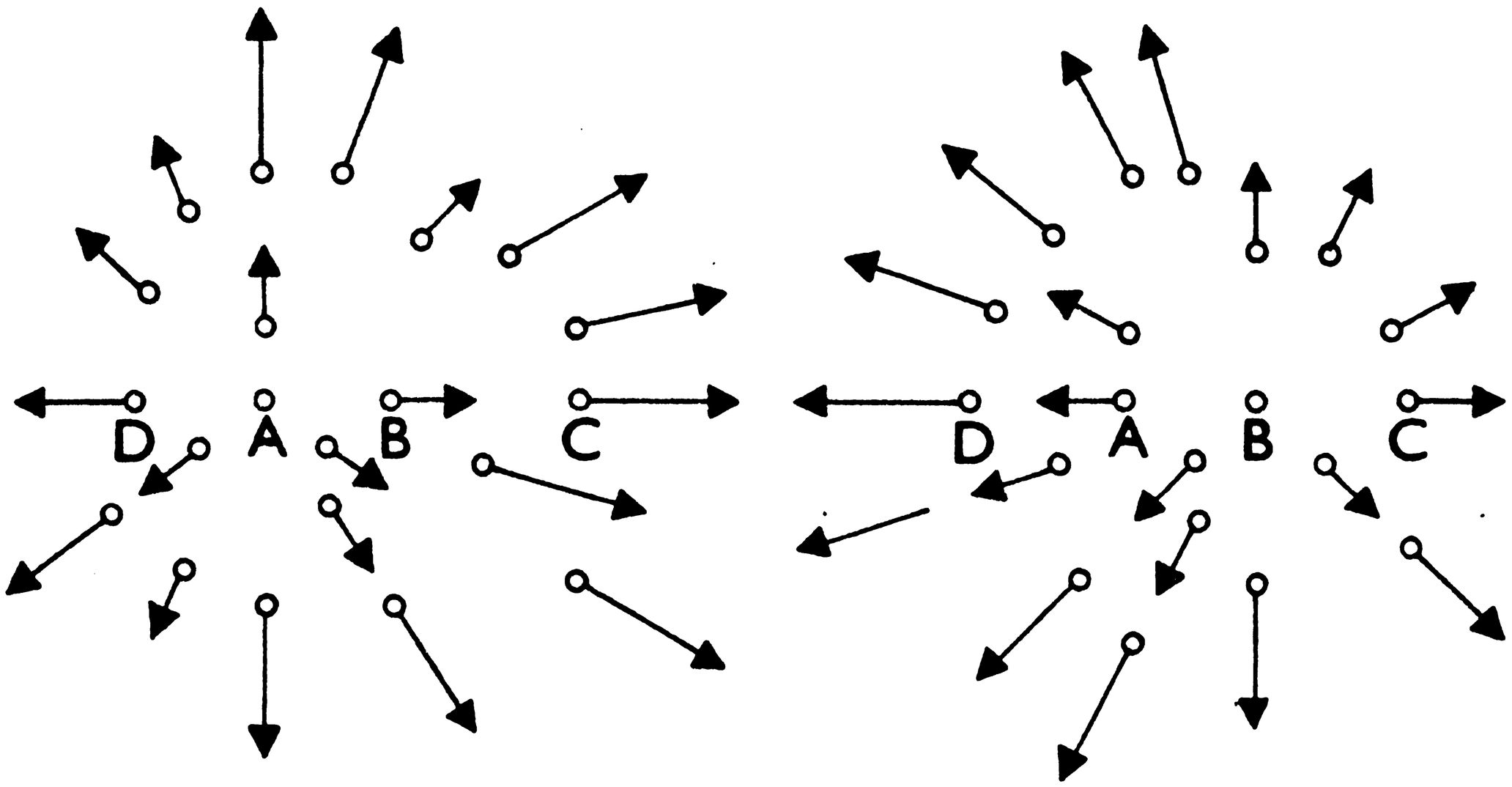
Podľa toho sa galaxia, ktorá je vo vzdialenosti 10 Mpc, vzďaľuje od nás pravdepodobne rýchlosťou $750\ \mathrm{km\,.\,s^{-1}}$, galaxia vo vzdialenosti 20 Mpc rýchlosťou $1\,500\ \mathrm{km\,.\,s^{-1}}$ atď.

Hubblov vzťah **neznamená**, že naša Galaxia je v istom zmysle výnimočná a že ostatné galaxie sa rozbiehajú smerom **od nej**. Pozorovateľ v ľubovoľnej galaxii by videl rovnaký obraz — všetky galaxie by sa od neho vzďaľovali a pre ich rýchlosti by zasa platil Hubblov vzťah (obr. 11-4). Situáciu si môžeme znázorniť napr. tak, že si predstavíme tenkú a veľmi veľkú vrstvu z pružného materiálu a galaxie na nej znázorníme bodkami. Celú vrstvu potom budeme rovnomerne rozťahovať, alebo si môžeme predstaviť povrch málo nafúknutého gumového balónika, na ktorom sú galaxie znázornené bodkami. Pri nafukovaní balónika sa budú vzdialenosti medzi „galaxiami“ zväčšovať.

Hubblov zákon bol podnetom na utvorenie modelov rozpínajúceho

---

* Najväčšie hodnoty červeného posunu boli dosiaľ odmerané pri kvazaroch. Sú to mimoriadne intenzívne zdroje žiarenia, pravdepodobne aktívne centrá veľmi vzdialených galaxií. Medzi nameranými hodnotami sú aj $z = 2{,}8$ a $z = 4$. Rýchlosti týchto útvarov už, samozrejme, nemôžeme počítať pomocou nerelativistického vzťahu pre Dopplerov jav, ale pomocou zložitejších vzťahov vyplývajúcich z teórie relativity. Rýchlosti galaxií sú vždy menšie ako rýchlosť svetla vo vákuu.



Obr. 11-4
Vzájomné vzďaľovanie sa galaxií

sa vesmíru. Podľa týchto modelov boli galaxie kedysi oveľa bližšie pri sebe ako dnes, látka vo vesmíre mala oveľa vyššiu hustotu a vesmír sa rozpínal. Čas, ktorý uplynul od doby, keď mala látka mimoriadne vysokú hustotu, možno jednoducho odhadnúť z Hubblovho vzťahu.

Predstavme si galaxiu, ktorá je od nás vo vzdialenosti r. Podľa Hubblovho vzťahu sa od nás vzďaľuje rýchlosťou $v = Hr$. Keby sa bola stále pohybovala touto rýchlosťou, bola by tesne pri našej Galaxii pred časom

$$t = \frac{r}{v} = \frac{r}{Hr} = \frac{1}{H}$$

Keďže 1 Mpc $\doteq 3{,}1 \,.\, 10^{19}$ km, je $H = \dfrac{75 \text{ km} \,.\, \text{s}^{-1}}{3{,}1 \,.\, 10^{19} \text{ km}} = 25 \,.\, 10^{-19} \text{ s}^{-1}$ a

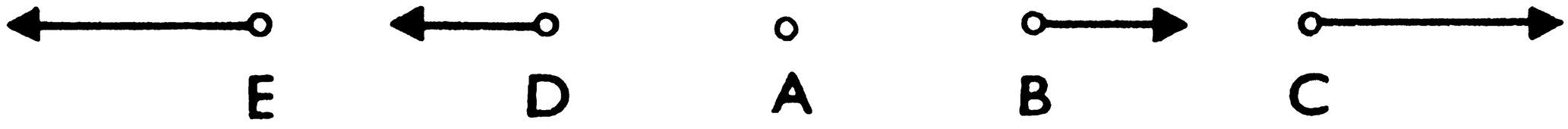
$$t = \frac{1}{H} \doteq 4 \,.\, 10^{17} \text{ s} \doteq 13 \,.\, 10^{9} \text{ rokov}$$

Vzhľadom na to, že rýchlosť, ktorou sa galaxie pohybujú, mohla sa v minulosti meniť, môžeme dôsledky Hubblovho vzťahu zhrnúť takto: **Súčasný stav vesmíru vznikol rozpínaním z veľmi hustého a horúceho stavu látky pred $10 \,.\, 10^9$ rokmi až $20 \,.\, 10^9$ rokmi.**

Úlohy

1. Na obr. 11-2 je zjednodušený lineárny model galaxií vzďaľujúcich sa od

galaxie A podľa Hubblovho vzťahu. Prekreslite situáciu tak, ako by ju videl pozorovateľ z galaxie B a rozhodnite, či aj z jeho hľadiska platí Hubblov vzťah. [áno]



Obr. 11-5

2. Pozorovania posunu spektrálnych čiar svetla prichádzajúceho z galaxie vo Veľkej Medvedici udávajú $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0{,}14$. Akou rýchlosťou sa od nás táto galaxia vzďaľuje a ako ďaleko je od nás? [$v = 0{,}14\ c$, $r \doteq 560$ Mpc]

11.3 Reliktové kozmické žiarenie

Hubblove výsledky a dôsledky z nich vyplývajúce neboli zo začiatku prijaté. Najzávažnejším dôvodom bolo, že pri svojich meraniach Hubble neodhadol správne vzdialenosti vzdialenejších galaxií. Napríklad pri odhade vzdialenosti galaxie vo Veľkej Medvedici dostal hodnotu asi 80 Mpc, čo je asi 7-krát menej, ako je skutočná hodnota (pozri úlohu 2 v predchádzajúcej stati). Hodnota Hubblovej konštanty potom vychádzala podstatne väčšia ako skutočná a doba, pred ktorou sa vesmír začal rozpínať, sa odhadovala asi na $2 \cdot 10^9$ rokov. Tento výsledok vzbudzoval vážne pochybnosti o Hubblových výsledkoch, lebo z Rutherfordových určovaní veku hornín bolo známe, že vek najstarších hornín je okolo $4 \cdot 10^9$ rokov. Bolo by nelogické, keby časť vesmíru, dostupná našim pozorovaniam, bola mladšia ako horniny na Zemi. Situácia sa vyjasnila až po spresnení meraní vzdialeností galaxií. Čas od začiatku rozpínania vesmíru je už v súlade s ostatnými informáciami.

Rozhodujúcim pri prijatí **kozmologického modelu rozpínajúceho sa vesmíru** boli výsledky, ktoré v roku 1965 získali Penzias a Wilson.

V laboratóriách Bellovej spoločnosti bola začiatkom šesťdesiatych rokov skonštruovaná špeciálna anténa na spojenie s družicou Echo. Spojenie s družicou sa zaisťovalo rádiovými vlnami. Penzias a Wilson začali pomocou tejto antény merať rádiové žiarenie prichádzajúce na Zem z našej Galaxie. Zaujímali sa najmä o žiarenie prichádzajúce z oblasti mimo roviny Mliečnej cesty. Ukázalo sa, že ich šesťmetrová anténa má príliš vysoký šum. Pôvodne sa domnievali, že šum pochádza zo zosilňovačov používaných v elektronike antény. Starostlivo odstránili všetky možné zdroje šumu a prišli k záveru, že to, čo anténa

skutočne zachytáva, je rádiové žiarenie zodpovedajúce žiareniu čierneho telesa s teplotou 2,7 K. Toto žiarenie prichádzalo s rovnakou intenzitou zo všetkých smerov z kozmického priestoru. Nezávislosť žiarenia od smeru poukazovala na to, že žiarenie nepochádza zo zdrojov v našej Galaxii, ale z kozmického priestoru. Neskoršie merania tento záver potvrdili. Spektrum žiarenia presne súhlasilo s rozdelením hustoty energie žiarenia čierneho telesa s teplotou 2,7 K. Tento výsledok bol okamžite vysvetlený ako zvyšok žiarenia s veľmi vysokou teplotou, ktoré existovalo pred 10 až 20 miliardami rokov, keď bol vesmír veľmi hustý a horúci. Ako sa vesmír rozpínal, klesala postupne teplota žiarenia až na súčasnú teplotu 2,7 K.

Úlohy

1. Štúdium zákonov pre žiarenie čierneho telesa ukazuje, že na jeden fotón pripadá približne objem zodpovedajúci kocke s dĺžkou hrany rovnajúcou sa vlnovej dĺžke fotónu. Fotóny reliktového žiarenia majú vlnové dĺžky rádovo 1 mm. Odhadnite hustotu fotónov vo vesmíre a porovnajte ju s hustotou počtu nukleónov, ktorú ste vypočítali v úlohe 1 v stati 11.1. [asi 10^9 fotónov v 1 m^3, t. j. 10^9-krát viac, ako je hustota atómov vodíka]
2. V objeme 1 m^3 je vo vesmíre priemerne 10^9 fotónov reliktového žiarenia s teplotou 2,7 K a jeden nukleón. Energia fotónu je rádovo $\frac{3}{2} k T$, kde T je teplota a k Boltzmannova konštanta ($k \doteq 8{,}6 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{eV \cdot K^{-1}}$). Ktorá z foriem hmoty, žiarenie alebo látka, určujú strednú hustotu hmotnosti vesmíru? [10^9 fotónov reliktového žiarenia má podľa Einsteinovho vzťahu hmotnosť $10^9 \frac{3kT}{2c^2} \doteq 0{,}3 \frac{\mathrm{MeV}}{c^2}$, kým nukleón má hmotnosť $940 \frac{\mathrm{MeV}}{c^2}$. Hmotnosť látky prevyšuje hmotnosť žiarenia takmer o štyri rády.]

11.4 Súčasná predstava o vývoji vesmíru

Hubblov zákon pre rýchlosť vzďaľovania galaxií, objav reliktového žiarenia aj štúdium teoretických modelov viedlo k nasledujúcej predstave o vývoji vesmíru:

Asi pred 10 až 20 miliardami rokov bola v celom vesmíre hustota látky aj jej teplota obrovská. Prechod z tohto stavu sa často nazýva

„veľký výbuch“ alebo „veľký tresk“* (z angličtiny *Big Bang*, čítaj beng).

Súčasná astrofyzika poskytuje hypotetický model vývoja vesmíru od zlomkov sekundy po veľkom výbuchu až dodnes. Niektoré procesy nie sú zatiaľ celkom zrejmé, ale vedci sú presvedčení, že model je v podstate správny.

V prvých štádiách po veľkom výbuchu dominuje vo vesmíre plazma zložená z častíc a antičastíc rozličných typov. Plazma je v termodynamickej rovnováhe so žiarením. Vesmír sa rýchlo rozpína a ochladzuje sa. So znižovaním teploty sa zmenšuje aj stredná energia fotónov tepelného žiarenia**. Častice a antičastice zanikajú — menia sa na fotóny, antičastice sa postupne strácajú, až napokon ostanú len elektróny, protóny, neutróny a žiarenie. Je zrejmé, že v plazme po veľkom výbuchu muselo byť v pôvodnej látke viac častíc ako antičastíc. Prečo to bolo tak, nie je zatiaľ známe. Fotóny zo začiatku majú takú veľkú energiu, že „rozbijú“ atómy vodíka alebo deuteróny, ktoré v plazme vznikajú.

Po ďalšom rozpínaní a ochladzovaní vesmíru energia fotónov klesá a môžu sa už utvárať jadrá deutéria. Z niektorých potom pri vzájomných zrážkach vznikajú jadrá hélia. Výpočet ukazuje, že hmotnostný pomer jadier hélia a vodíka je asi 25 %: 75 %. Tento výsledok súhlasí so súčasným pomerom vodíka a hélia vo vesmíre a je významným argumentom v prospech modelu.

Vesmír sa ďalej rozpína a jeho teplota klesá. Klesá aj energia fotónov. Len čo klesne stredná energia fotónov pod rádovo jeden eV, fotóny už nestačia „rozbiť“ atómy vodíka a hélia a namiesto plazmy zloženej

---

* Zdôrazníme, že tu nejde o výbuch, ako si ho zvyčajne predstavujeme — priestor je prázdny, v jednom mieste niečo vybuchne a šíri sa ďalej. Výbuch musel nastať v celom vesmíre takmer súčasne. Inak by vesmír nebol homogénny a izotropný a žiarenie by uniklo do prázdneho priestoru — žiadne reliktové žiarenie by neexistovalo. Dobre známymi procesmi, ktoré prebiehajú takmer súčasne vo veľkých objemoch, sú fázové prechody. Preto sa úvahy o príčine veľkého výbuchu dávajú často do súvislosti s fázovým prechodom; jeho povaha zatiaľ nie je podrobnejšie známa.

** Vieme, že častice v plyne s teplotou T majú strednú kinetickú energiu $\frac{3}{2} k T$. S fotónmi je to podobné. V žiarení čierneho telesa s teplotou T sa stredná energia fotónov rádovo rovná $\frac{3}{2} k T$ (k je Boltzmannova konštanta).

z elektrónov a jadier vznikajú neutrálne atómy a žiarenie. Žiarenie potom ďalej chladne a dnes ho pozorujeme ako reliktové žiarenie vypĺňajúce celý vesmír.

Už sme hovorili, že atómy vodíka a hélia sú „stavebným materiálom" hviezd. Z látky vo vesmíre vznikajú hviezdy „prvej generácie" a v ich vnútri sa pri termonukleárnych reakciách tvoria prvky s väčšou atómovou hmotnosťou. Pri výbuchoch supernov sa tieto prvky dostávajú do okolitého priestoru a z takto upraveného „materiálu" vznikajú hviezdy ďalšej generácie, medzi ktoré patrí aj naše Slnko so svojou planetárnou sústavou, v ktorej je aj naša Zem.

Prirodzene vznikajú otázky, čo bolo pred veľkým výbuchom a aký bude ďalší vývoj vesmíru. Odpoveď na otázku o ďalšom vývoji vesmíru závisí predovšetkým od toho, aká je stredná hustota vesmíru. Ak je hustota väčšia ako istá kritická hustota, potom gravitačné sily časom zastavia rozpínanie vesmíru. Keď je hustota menšia ako táto kritická hustota, rozpínanie bude pokračovať.

Z pozorovania útvarov vo vesmíre, t. j. hviezd, hmlovín atď., vyplýva hustota látky asi dvadsaťkrát menšia, ako je kritická hustota. Štúdium dynamiky veľkých štruktúr aj ďalšie úvahy naznačujú existenciu „skrytej", t. j. nesvietiacej látky, takže v posledných rokoch sa usudzuje, že hustota vesmíru je veľmi blízka kritickej hustote. Vo vesmíre by mohla byť aj pomerne vysoká hustota neutrín. Keby bola ich hmotnosť nenulová, mohol by ich príspevok znamenať ďalšie zvýšenie hustoty vesmíru. Táto otázka zatiaľ nie je s konečnou platnosťou vyriešená.

ZHRNUTIE — ŠTRUKTÚRA A VÝVOJ VESMÍRU

Naša slnečná sústava spolu so všetkými hviezdami viditeľnými na oblohe je súčasťou Galaxie. Galaxia obsahuje asi 100 miliárd hviezd. Má tvar plochého disku s priemerom 30 kpc a hrúbkou 2 kpc. Je súčasťou **miestnej sústavy galaxií**, ktorú tvorí takmer 30 galaxií. Najväčšími známymi útvarmi vo vesmíre sú **kopy galaxií** obsahujúce stovky až tisíce galaxií. Z hľadiska dostatočne veľkých rozmerov súhlasí rozdelenie látky vo vesmíre s **kozmologickým princípom.** Podľa neho je vesmír homogénny a izotropný.

Vesmír nie je nemenný, ale sa vyvíja. Vývoj vesmíru bol dokázaný tromi významnými objavmi nášho storočia: Hubblovým zákonom, objavom reliktové-

ho žiarenia a teoretickými výpočtami založenými na Einsteinovej všeobecnej teórii relativity.

Hubble objavil, že galaxie sa od nás vzďaľujú rýchlosťami, ktoré sú priamo úmerné ich vzdialenosti od nás. Toto vzďaľovanie sa prejavuje posunom spektrálnych čiar k červenému okraju spektra v dôsledku Dopplerovho javu.

Reliktové žiarenie je rádiové žiarenie zodpovedajúce žiareniu čierneho telesa s teplotou 2,7 K. Vypĺňa celý vesmír a jeho vlastnosti nezávisia od smeru, v ktorom ho pozorujeme. Existencia tohto žiarenia potvrdzuje hypotézu o tom, že pred 10 až 20 miliardami rokov bol vesmír veľmi hustý a horúci. S postupným rozpínaním vesmíru žiarenie chladlo až na súčasnú teplotu.

Najpravdepodobnejšia hypotéza o vývoji vesmíru vychádza z predpokladu, že pred 10 až 20 miliardami rokov sa vesmír začal rozpínať z pôvodného stavu s vysokou hustotou a teplotou — nastal „**veľký tresk**". Od tej doby rozpínanie pokračuje. Otázka, či bude rozpínanie stále pokračovať, alebo sa zastaví a vesmír sa začne zasa zmršťovať, nie je dosiaľ vyriešená.

Veličiny	Jednotky	Vzťahy
vzdialenosť r	astronomická jednotka	1 AU = $1{,}496 \cdot 10^{11}$ m
	svetelný rok	$9{,}461 \cdot 10^{15}$ m
	parsek	1 pc = $3{,}086 \cdot 10^{16}$ m
paralaxa π	oblúková sekunda	$\{r\} = \frac{1}{\{\pi\}}$
žiarivý tok Φ_e	W	$\Phi_e = \frac{L}{4\pi r^2} S$
žiarivý výkon hviezdy L	W	$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4$
		$L = 4\pi r^2 \Phi_e \frac{1}{S}$
hviezdna magnitúda m		$m_A - m_B = -2{,}5 \log \frac{\Phi_A}{\Phi_B}$
absolútna magnitúda M		$M = m + 5 + 5 \log \pi$
		$M = m + 5 - 5 \log r$
posunutie spektrálnej čiary z		$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$
Hubblová konštanta H	km . s^{-1} . Mpc^{-1}	$H = (75 \pm 25)$ km . s^{-1} . Mpc^{-1}
rýchlosť vzďaľovania galaxií v	km . s^{-1}	$v = Hr$

12. FYZIKÁLNY OBRAZ SVETA

12. Fyzikálny obraz sveta

Fyzikálny obraz sveta je systémom najvšeobecnejších fyzikálnych poznatkov o časticiach a poliach, z ktorých sa svet skladá, o zákonoch riadiacich vzájomné pôsobenie týchto častíc a polí, o štruktúre a vývoji vesmíru.

Predstavy ľudí o okolitom svete boli vždy dané úrovňou ich poznania. Napríklad viera v nadprirodzené bytosti súvisela s tým, že si nevedeli inak vysvetliť prírodné javy a nevedeli sa pred nimi brániť. Aj predstavy o Zemi a vesmíre odrážali úroveň ľudskej skúsenosti. Predstava o Zemi ako plochej doske bola dobrým priblížením ku skutočnosti, kým Magellanova výprava (1519—1522) neoboplávala Zem. Nie je náhoda, že v tom istom čase Mikuláš Kopernik (1473—1543) utvoril heliocentrický systém so Slnkom uprostred a Zemou obiehajúcou spolu s ostatnými planétami okolo neho. Tento systém sa stal východiskom pre prácu Johannesa Keplera (1571—1630), cisárskeho matematika na pražskom dvore Rudolfa II., Galilea Galileiho (1564—1642), zakladateľa modernej fyziky, aj Isaaca Newtona (1634—1727), objaviteľa základných zákonov mechaniky.

12.1 Vývoj fyzikálneho obrazu sveta

Newtonove pohybové zákony umožnili presne predpovedať pohyby planét. Ukázalo sa tiež, že gravitačná sila, ktorá „riadi“ pohyby planét, „riadi“ tiež pohyb Mesiaca okolo Zeme, morský príliv i odliv, pohyb kameňa vyhodeného do vzduchu aj pád jablka zo stromu. Newton a niekoľko generácií fyzikov po ňom si predstavoval, že svet sa skladá z maličkých, veľmi tvrdých častíc a všetky javy sveta sú spôsobené vzájomným pôsobením a premiesťovaním týchto častíc. Úlohou fyziky bolo nájsť presné zákony opisujúce vzájomné pôsobenie častíc. Táto predstava bola základom mechanického obrazu sveta.

Filozofické a svetonázorové dôsledky objavu základných zákonov mechaniky dozreli neskôr, keď koncom 18. storočia vznikol **mechanistický materializmus***.

Ukázalo sa však, že mechanistický prístup k vysvetleniu prírodných javov má tiež svoje hranice. Postupne sa zhromažďovali údaje o elektrických a magnetických javoch najprv oddelene, až napokon v polovici 19. storočia vznikla v Maxwellových prácach **jednotná teória elektrických a magnetických javov**, vrátane zákonov šírenia elektromagnetických vĺn. Špeciálnym prípadom šírenia týchto vĺn bolo šírenie svetla (optika). Napriek namáhavej práci sa nepodarilo vysvetliť elektromagnetické javy pomocou mechanických modelov a fyzici postupne prišli k záveru, že elektromagnetické pole je novým druhom reality.

Vyvrcholením teórie elektromagnetického poľa bol vznik **špeciálnej teórie relativity**. Táto teória zmenila naše predstavy o priestore a čase, priniesla relatívnosť súčasnosti, dilatáciu času a kontrakciu dĺžok, závislosť hmotnosti od rýchlosti a hlboký súvis medzi hmotnosťou a energiou.

Úspechy teórie elektromagnetického poľa i prvé poznatky o tom, že elektrické a magnetické sily majú dôležitú úlohu pri stavbe atómov a molekúl, viedli — začínajúc koncom minulého storočia — viacerých fyzikov k snahám o vybudovanie „**elektromagnetického obrazu sveta**“. Tak ako sa fyzici predtým pokúšali premeniť všetky javy na javy mechanické, pokúšali sa teraz vysvetliť všetky javy zákonitosťami, ktoré platia pre elektromagnetické pole.

No ani tieto snahy nepriniesli úspech. Ukázalo sa, že v mikrosvete platia **kvantové zákonitosti**, ktoré klasické (nekvantové) teórie poľa nemôžu opísať. **Kvantová fyzika** umožnila nový pohľad na povahu častíc a polí. Podľa nej majú častice **aj vlnové, aj korpuskulárne vlastnosti**. Aj polia sa prejavujú „kvantovo“ — napr. fotóny sú kvantami elektromagnetického poľa. Pojmy klasickej fyziky, ako napr. trajektória častice, stratili vo svete atómov použiteľnosť a boli nahradené presnejšími pojmami kvantovej fyziky.

---

* V roku 1803 diskutoval prvý konzul francúzskej republiky a neskôr cisár Napoleon s významným matematikom a astronómom Laplaceom o Kantovej-Laplaceovej hypotéze o vzniku slnečnej sústavy. Na Napoleonovu otázku, či predsa len niekde nebol potrebný boží zásah, odpovedal Laplace stručne: „Nikdy som nepociťoval potrebnosť tejto hypotézy“.

12.2 Súčasný fyzikálny obraz sveta

Obraz sveta súčasnej fyziky vychádza najmä z poznatkov získaných v našom storočí. Fyzici pochopili štruktúru atómov, aj všeobecné zákony kvantovej fyziky, ktoré platia v mikrosvete. Rozdiel medzi časticami a poliami klasickej fyziky zanikol. **Každá častica má aj vlnové vlastnosti a každé pole má svoje kvantá.**

Prenikanie do mikrosveta sa nezastavilo pri poznaní štruktúry atómov. Dnes poznáme aj štruktúru atómových jadier a vieme, že všetky jadrá sa skladajú z neutrónov a protónov.

V tridsiatych rokoch sa od jadrovej fyziky začala postupne oddeľovať fyzika elementárnych častíc. Zo začiatku boli známe len tri elementárne častice: fotón, elektrón a protón. Roku 1932 boli objavené neutrón i pozitrón a odvtedy bolo objavených niekoľko sto elementárnych častíc. V súčasnosti už vieme, že názov „elementárny" je pre veľa častíc neprimeraný. Napríklad neutrón a protón sa skladajú z ešte elementárnejších častíc, tzv. **kvarkov**. O štruktúre elektrónu zatiaľ nemáme žiadnu experimentálnu informáciu.

V nasledujúcej tabuľke sú uvedené typické rozmery objektov mikrosveta.

Objekty	Typické rozmery
atómy	10^{-10} m
atómové jadrá	10^{-15} m až 10^{-14} m
neutrón, protón	10^{-15} m
elektrón, pozitrón	menej ako 10^{-17} m
kvark	menej ako 10^{-17} m

Objekty klasickej fyziky sa pri vzájomných pôsobeniach zväčša menia veľmi málo. Pri **interakciách** elementárnych častíc nastávajú často premeny častíc. Napríklad pri zrážke elektrónu e^- s pozitrónom e^+ môžu elektrón i pozitrón zaniknúť a súčasne vzniknú dva fotóny. Príslušnú reakciu zapisujeme ako

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$$

O takýchto procesoch sa niekedy — a veľmi nesprávne — hovorilo ako o zániku hmoty. V skutočnosti zánik hmoty nenastáva, dva fotóny

v koncovom stave reakcie sú hmotou práve tak, ako elektrón a pozitrón. Je pravda, že e^-, e^+ sú častice s nenulovou pokojovou hmotnosťou, kým fotóny majú nulovú pokojovú hmotnosť. Skutočnosť, že výsledkom reakcie sú častice s inými pokojovými hmotnosťami ako na začiatku reakcie, nie je ničím osobitným — stretávame sa s tým bežne aj v jadrovej fyzike. Oveľa dôležitejšie je to, že vo všetkých reakciách elementárnych častíc platia zákony zachovania. Celková energia častíc v začiatočnom stave reakcie sa presne rovná celkovej energii v koncovom stave. A pretože $m = \frac{E}{c^2}$, platí aj zákon zachovania hmotnosti. Podobne sa zachováva aj celková hybnosť a celkový elektrický náboj.

Za posledných dvadsať rokov sa dosiahol v chápaní interakcií elementárnych častíc veľký pokrok. Všetky interakcie častíc možno rozdeliť do štyroch skupín:

— **gravitačné,**
— **elektromagnetické,**
— **slabé,**
— **silné.**

Gravitačná interakcia je opísaná Einsteinovou všeobecnou teóriou relativity z roku 1916. Elektromagnetické interakcie dobre poznáme z každodennej skúsenosti. Typickým predstaviteľom slabej interakcie je rozpad beta neutrónu: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. V šesťdesiatych rokoch vznikla v prácach GLASHOWA, SALAMA a WEINBERGA zjednotená teória elektromagnetických a slabých interakcií.

Silná interakcia sa uplatňuje napr. medzi nukleónmi a vznik atómových jadier všetkých prvkov je výsledkom interakcie medzi neutrónmi a protónmi. Vzhľadom na to, že neutróny a protóny sa skladajú z kvarkov, sú silné interakcie napokon výsledkom interakcie kvarkov.

Je zaujímavé, že všetky štyri typy interakcií sú opísané teóriami s podobnou matematickou štruktúrou. Fyzici dnes intenzívne hľadajú teóriu, ktorá by všetky interakcie zjednotila.

Poznatky súčasnej fyziky, astrofyziky a astronómie umožňujú načrtnúť históriu vývoja vesmíru za uplynulých 10 až 20 miliárd rokov, od „**veľkého tresku**“, cez formovanie **kôp galaxií, vznik hviezd** a ich planetárnych systémov, až po utvorenie podmienok umožňujúcich vznik života tak, ako ho načrtáva súčasná biológia. Tento obraz vývoja vesmíru nezaostáva v kráse a poézii za žiadnou zo starých bájí o vývoji

sveta a na rozdiel od nich je vedecky odôvodnený. Je to iste jeden z veľkých príspevkov fyziky, astronómie a astrofyziky k celkovej kultúre ľudstva.

Vývoj fyziky mal vždy závažné filozofické dôsledky. Mechanika a pokusy o jej univerzálne zovšeobecnenie boli jedným zo zdrojov mechanistického materializmu. Moderná fyzika ukázala obmedzenosť mechanistického obrazu sveta a priniesla veľa principiálne nových prírodných zákonov. Vývoj kvantovej fyziky, fyziky elementárnych častíc, jadrovej fyziky, astrofyziky atď. ukazuje, že príroda je v bohatstve javov i hĺbke zákonov nevyčerpateľná a že jej poznávanie je procesom, ktorý sa nikdy definitívne neskončí.

12.3 Fyzika a ostatné prírodné vedy

Rozvoj fyziky je spätý s vývojom ostatných prírodných vied, s vývojom matematiky aj s pokrokom dosiahnutým v oblasti techniky a technológie. Vzťah fyziky a týchto disciplín je obojstranný — fyzika niečo dáva, niečo získava. Často sa stáva, že na riešenie istého okruhu problémov je potrebná taká úzka spolupráca fyziky a inej vednej disciplíny, že vznikajú hraničné vedy. Uvedieme niekoľko príkladov:

Atómovú hypotézu podporila v 17. až 19. storočí najmä chémia. V našom storočí fyzici dokázali existenciu **atómov** a odhalili zákonitosti ich štruktúry. Vznikla nová hraničná veda — **kvantová chémia**.

Využitie fyzikálnych metód a poznatkov podstatne prispelo v 20. storočí k rozvoju biológie. Röntgenovo-štruktúrna analýza mala rozhodujúcu úlohu pri vysvetlení štruktúry molekúl DNA, ktoré majú tvar dvojitej špirály, pri vysvetlení štruktúry hemoglobínu atď. Elektrónové mikroskopy a iné prístroje otvárajú pohľad do sveta vírusov a baktérií. Rádionuklidy („značkované atómy“) pomáhajú pochopiť procesy prebiehajúce v živých organizmoch. Vznikla hraničná veda — **biofyzika**.

Fyzika prispela aj k zdokonaleniu diagnostických a liečebných metód v lekárstve. Röntgen už dávno považujeme za samozrejmosť, ale v súčasnosti sa v modernej nemocnici stretávame s mnohými prístrojmi,

skonštruovanými na základe nových fyzikálnych poznatkov. Spomeňme aspoň využitie rádioizotopov v diagnostike, aplikácie lasera v očnej chirurgii, použitie ultrazvuku, tomografiu, ožarovanie nádorov atď.

Vývoj fyziky bol vždy úzko spojený s vývojom matematiky. Napríklad pre vznik integrálneho a diferenciálneho počtu bola závažným stimulom potreba presného zavedenia pojmov okamžitej rýchlosti a zrýchlenia, nevyhnutných na formuláciu zákonov mechaniky.

V súčasnosti sa fyzika a matematika opäť stretávajú v oblasti **výpočtovej techniky**. Fyzikálne poznatky boli základom pri konštrukcii prvkov počítačov (napr. magnetické pamäte a integrované obvody). Využívanie matematických metód počítačového riešenia zložitých úloh pomáha pri rozvoji fyziky.

12.4 Fyzika, technika a technológia

Nové fyzikálne poznatky tvoria predpoklady pre rozvoj techniky a technológie a na druhej strane rozvoj techniky poskytuje nové možnosti pre fyzikálny výskum. Vďaka tomu je v súčasnosti — ešte viac ako v minulosti — veda všeobecne, ale najmä fyzika, výrobnou silou.

Na začiatku priemyselnej revolúcie v 19. storočí bol parný stroj. Vynález prvého prakticky použiteľného parného stroja si dal patentovať v roku 1769 J. WATT. Parné stroje sa začali postupne používať v námornej a železničnej doprave, aj ako hnacia sila rôznych zariadení v priemysle. Rozvoj techniky tu bol podnetom pre fyziku. V roku 1824 S. CARNOT vydal základnú prácu o účinnosti tepelných strojov a v polovici 19. storočia vznikli základy termodynamiky, ktoré zasa pomohli pri zdokonaľovaní parných strojov.

Pri ďalšom rozvoji priemyselnej výroby mali dôležitú úlohu elektrické stroje a využitie poznatkov o elektromagnetickom poli. Keď Faraday v prvej polovici 19. storočia objavil zákon elektromagnetickej indukcie, sotva niekto tušil, že tento zákon bude rozhodujúcim pri konštrukcii generátorov vo vodných a tepelných elektrárňach.

Praktické využitie Maxwellovej predpovede (z roku 1865) existencie elektromagnetických vĺn potvrdil v roku 1888 Hertz. Prvé pokusy s bezdrôtovou telegrafiou uskutočnil už o sedem rokov neskôr A. S. PO-

POV v Rusku. O ďalšie dva roky neskôr podal G. MARCONI v USA patent na bezdrôtovú telegrafiu*. V tomto prípade si nové poznatky fyzikálneho výskumu našli rýchlo cestu k praktickým aplikáciám. O čosi neskôr sa poznatky o budení, šírení a prijímaní elektromagnetických vĺn uplatnili pri konštrukcii rozhlasových vysielačov a prijímačov.

Pre rozvoj techniky a technológie v prvej polovici 19. storočia bol symbolom parný stroj, pre druhú polovicu 19. storočia a začiatok nášho je typické využívanie poznatkov o elektromagnetickom poli. Pre súčasnosť je z hľadiska fyziky charakteristické využívanie fyzikálnych poznatkov nášho storočia.

V období vedecko-technického rozvoja, v ktorom žijeme, je vzťah medzi rozvojom fyziky, techniky a technológie ešte tesnejší ako kedykoľvek predtým. Jadrová fyzika otvorila cestu k praktickému využitiu jadrovej energie. Kvantová fyzika vysvetlila štruktúru atómov a molekúl a zákony ich interakcie so žiarením, čo umožnilo objav a neskoršie praktické využitie zariadení, pre ktoré sú tieto poznatky podstatné (spomeňme aspoň laser). Poznanie zákonov mikrosveta umožnilo pochopiť štruktúru a vlastnosti pevných látok a viedlo ku tranzistorom, integrovaným obvodom a k ďalším prvkom súčasnej elektroniky. Toto všetko prispelo k rozvoju výpočtovej techniky a mikroprocesorov. Bez nich by zasa neexistovali súčasné automatizované stroje a roboty v priemysle, ani programovateľné zariadenia pre domácnosť (práčky a pod.).

Využívanie fyzikálnych poznatkov má dôležitú úlohu pri kontrole stavu životného prostredia, aj pri návrhoch opatrení, ako čistotu prostredia zvyšovať.

Vedecko-technický rozvoj, ku ktorému fyzika prispela aj prispieva, môže v budúcnosti veľmi zlepšiť život ľudí na Zemi. Rastúca mechanizácia a automatizácia umožní, že ľudia čoraz viac pracovného času budú venovať tvorivej činnosti. Podarí sa to, ale iba vtedy, ak ľudstvo zabráni zneužitiu výsledkov vedy a techniky na zničenie civilizácie na Zemi.

---

* JOZEF MURGAŠ (1864—1929), rodák z Tajova pri Banskej Bystrici, získal v USA dvanásť patentov v odbore bezdrôtovej telegrafie, prvý z nich v roku 1904.

CVIČENIA Z FYZIKY

Cvičenie 1 (1. laboratórne)

Meranie indexu lomu

Základnou veličinou, ktorá charakterizuje optické prostredie, je index lomu. Možno ho merať niekoľkými desiatkami metód. My použijeme najjednoduchšie metódy, ktoré sú založené na meraní uhlov.
Úloha: Určte index lomu plexiskla pre červené a modré svetlo meraním a) uhla dopadu a uhla lomu; b) medzného uhla. Výsledky porovnajte a použité metódy vyhodnoťte.
Pomôcky: z demonštračnej súpravy optickej lavice: optická lavica (krátka, 25 cm), lampa, transformátor, šošovka ($f = 15$ cm), držiak clon, clona s jednou štrbinou, držiak kruhovej optickej platne, kruhová optická platňa s uhlomernou stupnicou, polvalec z plexiskla, držiak šošoviek s rámčekom, jazdec, červený a modrý filter, pravouhlý trojuholník (mimo súpravy).

Princíp

Monofrekvenčné svetlo sa na rozhraní dvoch optických prostredí láme podľa Snellovho zákona

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$$

kde n_1 je index lomu prvého prostredia, v ktorom svetlo dopadá na rozhranie pod uhlom dopadu α, n_2 je index lomu druhého prostredia, v ktorom sa láme pod uhlom lomu β. Keď je prvé prostredie vzduch, ktorého index lomu $n_1 \doteq 1$ a druhé prostredie je plexisklo, ktorého index lomu $n_2 = n$, potom pre Snellov zákon platí

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \qquad (1)$$

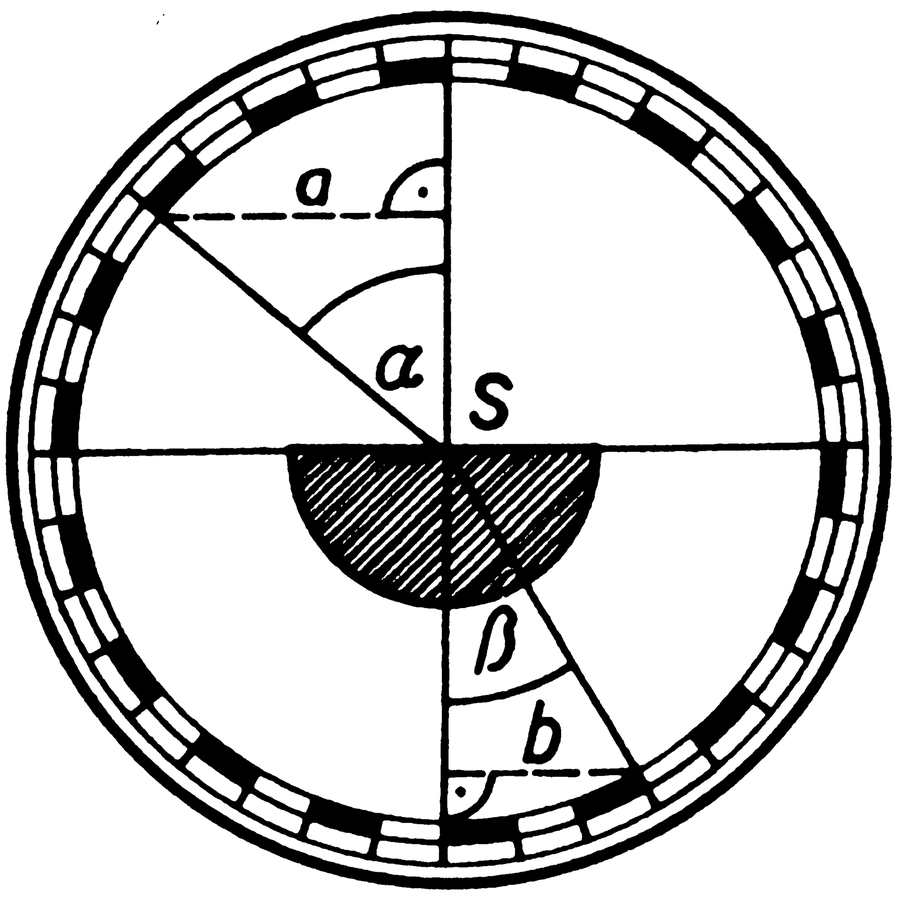
Keď svetlo prechádza z plexiskla do vzduchu, potom pre medzný uhol α_m platí vzťah (1.3) v stati 1.3, z ktorého pre index lomu dostaneme

$$n = \frac{1}{\sin \alpha_m} \tag{2}$$

Index lomu plexiskla môžeme vypočítať zo vzťahu (1) — meraním α, β alebo zo vzťahu (2) — meraním α_m.

Postup

1. Pripravte meranie tak, že na jeden koniec optickej lavice upevnite lampu, na ktorú nasaďte šošovku, držiak clon a clonu s jednou štrbinou (nastavte ju vodorovne). Kruhovú optickú platňu pomocou jej držiaka upevnite na druhý koniec optickej lavice tak, aby jej rovina bola v smere lavice. Medzi lampu a optickú platňu upevnite do jazdca držiak šošoviek s rámčekom, do ktorého zasuňte červený filter. Lampu a kruhovú optickú platňu upravte v smere optickej lavice tak, aby úzky zväzok červeného svetla bol viditeľný pozdĺž celej platne a prechádzal jej stredom.
2. Na optickú platňu priložte polvalec z plexiskla tak, aby jeho stred vypuklej plochy splýval so stredom optickej platne a rovná stena polvalca splývala s jedným vyznačeným smerom (priemerom). Druhý vyznačený smer tvorí kolmicu dopadu (obr. C1-1). O správnosti polohy polvalca sa presvedčte tak, že pri kolmom dopade svetla na rovinné rozhranie vzduch—plexisklo, svetelný zväzok nemení svoj smer. Uhol dopadu α a uhol lomu β možno merať priamo na uhlomernej stupnici, ktorá je vyznačená na optickej platni.



Obr. C1-1

3. Pri rôznych uhloch dopadu (aspoň 5) určte príslušné uhly lomu. Pri každej dvojici uhla dopadu a lomu súčasne určte vzdialenosti a, b, ktorých význam je zrejmý z obr. C1-1. Vypočítajte index lomu $n_č$ plexiskla pre červené svetlo podľa vzťahu (1) a vzťahu $n_č = \frac{a}{b}$. Namerané a vypočítané hodnoty zapíšte do nasledujúcej tabuľky:

k	α	β	$\sin \alpha$	$\sin \beta$	$n_č = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	a	b	$n_č = \frac{a}{b}$
1 ⋮ 5								
Aritmetický priemer								

4. Rovnako ako v bode 3 určte index lomu n_m plexiskla pre modré svetlo. Pred týmto meraním vymeňte červený filter za modrý.
5. Otočte optickú platňu o 180° tak, aby úzky zväzok svetla dopadal na vypuklú stenu polvalca, kedy lom nastáva na rovinnom rozhraní pri prechode svetla z plexiskla (opticky hustejšieho) do vzduchu (opticky redšieho). Zväčšujte uhol dopadu (pomalým otáčaním optickej platne) až na hodnotu, keď nastane úplný odraz svetla. Medzný uhol α_m je aritmetickým priemerom hodnôt α'_m (keď sa svetlo ešte láme) a α''_m (keď sa už úplne odráža). Z niekoľkých meraní (aspoň 5) uhla α_m určte podľa vzťahu (2) index lomu $n_č$ plexiskla pre červené svetlo. Namerané a vypočítané hodnoty zapíšte do danej tabuľky:

k	α'_m	α''_m	$\alpha_m = \frac{\alpha'_m + \alpha''_m}{2}$	$\sin \alpha_m$	$n_č = \frac{1}{\sin \alpha_m}$
1 ⋮ 5					
Aritmetický priemer					

6. Analogicky ako v bode 5 určte index lomu n_m plexiskla pre modré svetlo. Výsledky merania $n_č$ a n_m porovnajte, vyhodnoťte a urobte záver.

Otázky

1. Z obr. C1-1 dokážte, že platí $n = \frac{a}{b} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$.
2. Odôvodnite, prečo ste pri meraní používali plexisklo tvaru polvalca.
3. Uveďte, ako by ste určili index lomu kvapaliny.
4. Vymenujte hlavné nedostatky použitých spôsobov merania indexu lomu.

Cvičenie 2 (1. teoretické)

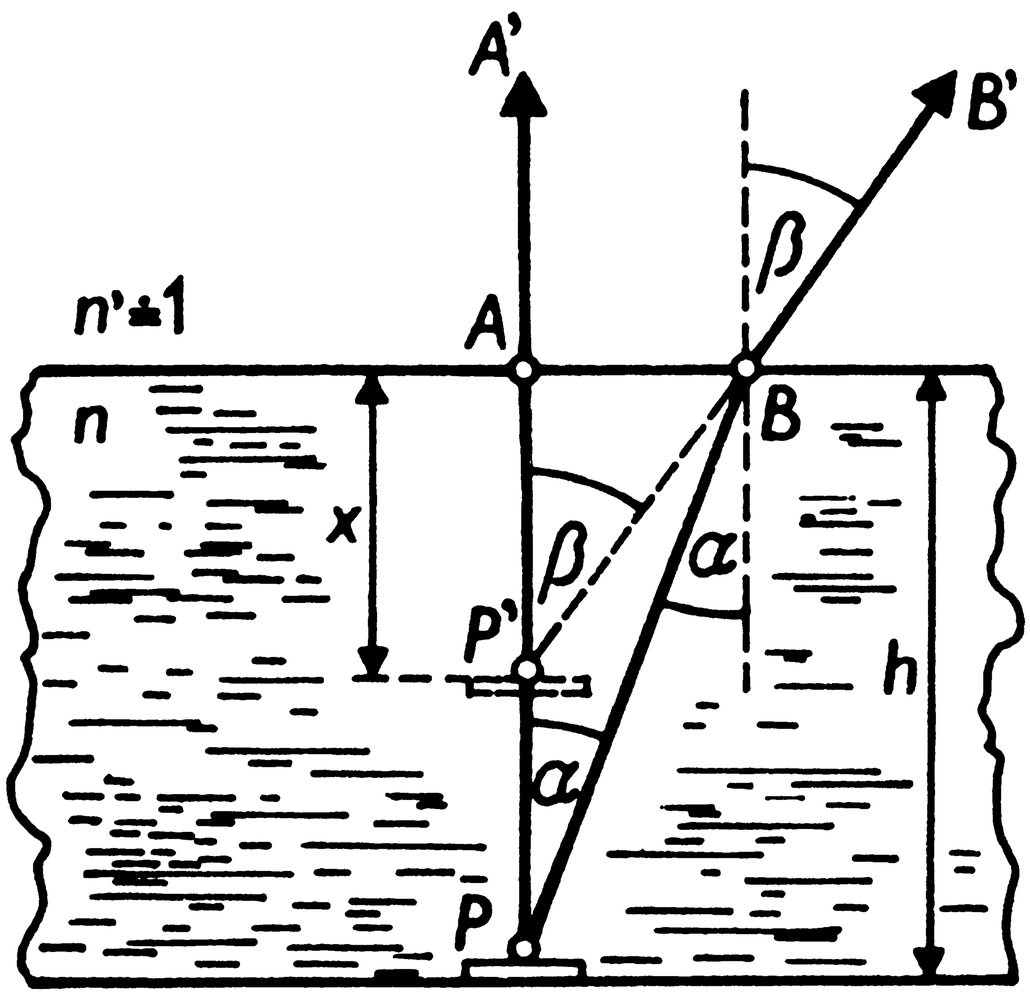
Optické zobrazovanie

Príklad 1

Minca je v hĺbke h pod hladinou jazera. V akej hĺbke ju vidíme, keď sa na hladinu pozeráme kolmo a index lomu vody je n, vzduchu 1.

Riešenie

Veďme dva lúče z bodu P mince (obr. C2-1). Jeden lúč PA v kolmom smere, druhý lúč pod malým uhlom α od kolmého smeru — v smere PB. Lúč v kolmom smere PA ide ďalej v nezmenenom smere AA' (neláme sa, lebo dopadá na rozhranie kolmo) a lúč PB po lome na rozhraní voda —vzduch sa láme od kolmice v smere BB'. Lúče AA' a BB' sa rozbieha-



Obr. C2-1

jú a dopadajú do nášho oka. Oko vidí obraz bodu P v priesečníku priamok vedených v opačnom smere, ako je chod lúčov AA' a BB' pred vstupom do oka, t. j. v bode P'. Bod P' predstavuje neskutočný obraz bodu P, ktorý vznikol lomom na rovinnom rozhraní dvoch optických prostredí.

Uhol APB sa rovná uhlu dopadu α, uhol $AP'B$ sa rovná uhlu lomu β. Pravouhlé trojuholníky APB a $AP'B$ majú rovnakú odvesnu $|AB|$, ktorú môžeme vyjadriť pomocou hĺbky $h = |PA|$ a vzdialenosti $x = |P'A|$, teda

$$|AB| = h \operatorname{tg} \alpha = x \operatorname{tg} \beta, \quad \text{prípadne} \quad x = h \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta}$$

Pre lom platí Snellov zákon

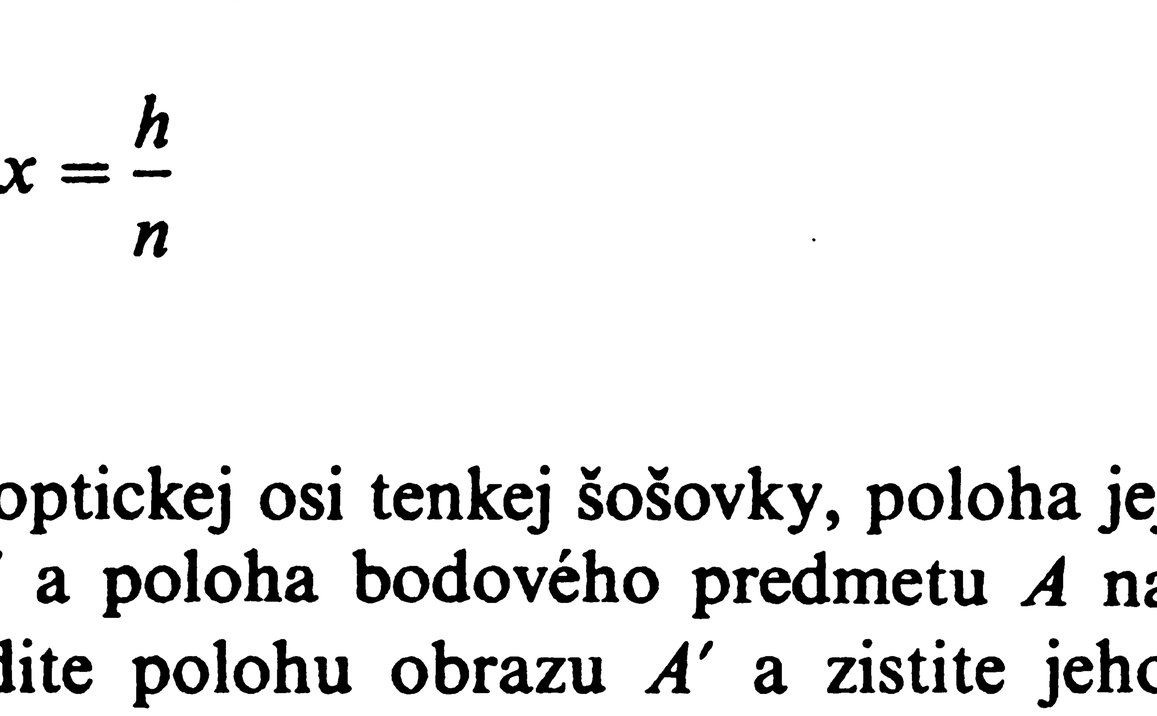
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{1}{n}$$

kde n je index lomu vody (index lomu vzduchu $n' \doteq 1$). Keďže uhly α, β sú veľmi malé, potom platí: $\sin \alpha \doteq \operatorname{tg} \alpha \doteq \alpha$, $\sin \beta \doteq \operatorname{tg} \beta \doteq \beta$ a z daných vzťahov pre hľadanú hĺbku, v ktorej naše oko mincu vidí, dostaneme

$$x = \frac{h}{n}$$

Príklad 2

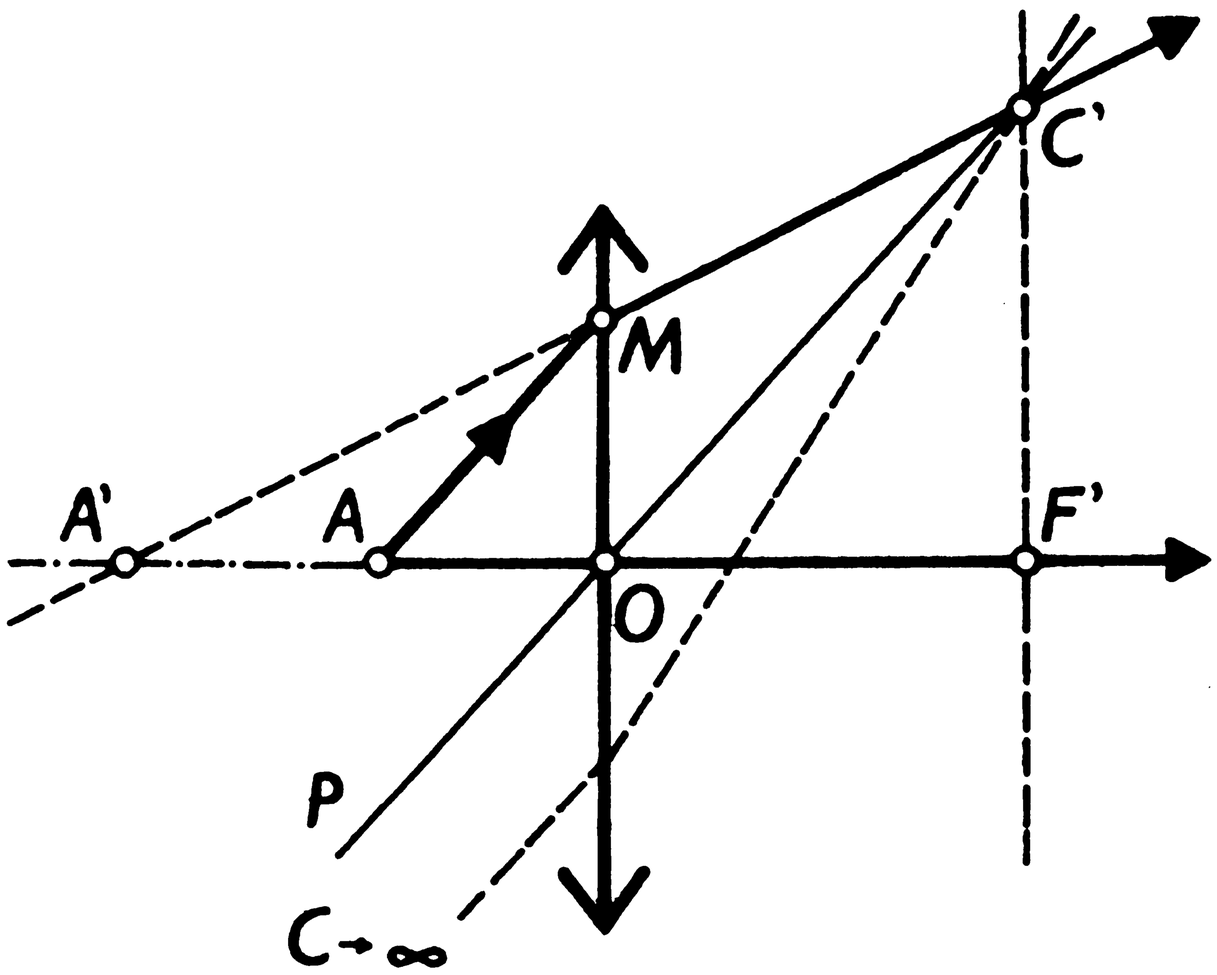
Na obr. C2-2 je daná poloha optickej osi tenkej šošovky, poloha jej optického stredu O, ohniska F' a poloha bodového predmetu A na optickej osi. Konštrukciou nájdite polohu obrazu A' a zistite jeho vlastnosti.



Obr. C2-2

Riešenie

V tomto prípade vidíme, že všetky tri význačné smery lúčov sú totožné s optickou osou. Preto musíme určiť chod ľubovoľného lúča, napr. AM, ktorý šošovku pretína v bode M (obr. C2-3).



Obr. C2-3

Na zostrojenie lomeného lúča najprv nakreslíme „pomocný" lúč PO, ktorý je rovnobežný s lúčom AM a prechádza optickým stredom O šošovky. Potom zostrojíme obrazovú ohniskovú rovinu (t. j. rovinu kolmú na optickú os, ktorá prechádza ohniskom F' šošovky). Priesečník pomocného lúča PO s ohniskovou rovinou je bod C', ktorým prechádza lomený lúč MC' (bodom C' prechádzajú všetky lomené lúče, ktoré dopadajú na šošovku rovnobežne s lúčom AM — bod C' je obrazom predmetu C, ktorý je v nekonečne).

Takto by sme zostrojili chod ľubovoľného lúča šošovkou, ktorý vychádza z predmetu A. Lúč AO vychádzajúci z bodu A, ktorý prechádza optickým stredom O, postupuje v nezmenenom smere. Lúče vychádzajúce z bodu A sú po lome šošovkou rozbiehavé (lúče MC', AF'). Obraz je teda neskutočný a dostaneme ho v priesečníku priamok vedených v opačnom smere, ako je chod lúčov MC' a AF', teda v bode A'.

Príklad 3

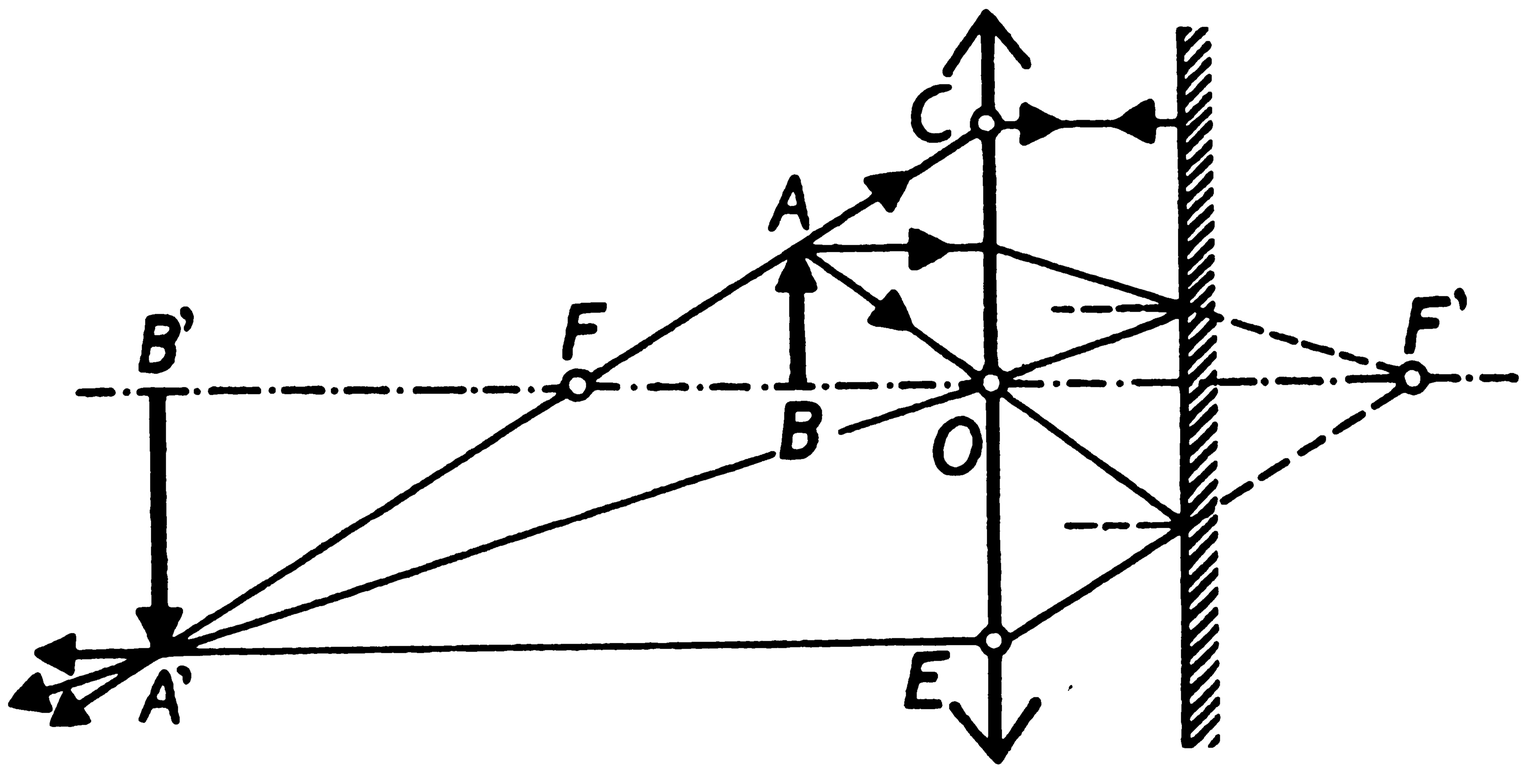
Vo vzdialenosti 20 cm od tenkej spojky s ohniskovou vzdialenosťou 40 cm je predmet. Za šošovkou vo vzdialenosti 20 cm je rovinné zrkad-

lo, ktoré je postavené kolmo na optickú os šošovky. Určte polohu obrazu vzhľadom na spojku.

Riešenie

Urobíme zobrazenie predmetu spojkou a rovinným zrkadlom (obr. C2-4). Z podobnosti trojuholníkov $A'EC$ a FOC platí

$$\frac{|A'E|}{|FO|} = \frac{|CE|}{|CO|}$$



Obr. C2-4

Pretože $|FO| = f, |CE| = 2|CO|$ (dokážte!), pre vzdialenosť obrazu od šošovky dostaneme

$$|A'E| = \frac{|CE|}{|CO|} f = \frac{2|CO|}{|CO|} f = 2f = 2 \,.\, 40 \text{ cm} = 80 \text{ cm}$$

Vzdialenosť obrazu od šošovky je 80 cm.

Príklad 4

Dve tenké šošovky s ohniskovými vzdialenosťami $f_1 = 10$ cm a $f_2 = 5$ cm sú vo vzdialenosti $d = 40$ cm a tvoria vo vzduchu centrovanú optickú sústavu. Predmet vysoký 0,5 cm je vo vzdialenosti 15 cm pred prvou šošovkou. Výpočtom určte polohu a vlastnosti obrazu utvoreného sústavou obidvoch šošoviek. Vysvetlite ako obraz vzniká.

Riešenie

Pre zobrazenie prvou šošovkou platí

$$a = a_1 = 15 \text{ cm}, \quad f_1 = 10 \text{ cm}, \quad y = y_1 = 0{,}5 \text{ cm}$$

Vzdialenosť obrazu, ktorý utvorí prvá šošovka, určíme zo zobrazovacej rovnice šošovky

$$a_1' = \frac{f_1 a_1}{a_1 - f_1} = \frac{10 \,.\, 15}{15 - 10}\,\text{cm} = 30\,\text{cm}$$

Priečne zväčšenie prvou šošovkou je

$$Z_1 = \frac{y_1'}{y_1} = \frac{y_1'}{y} = -\frac{a_1'}{a_1} = -\frac{30}{15} = -2$$

Obraz utvorený prvou šošovkou je vo vzdialenosti 30 cm od prvej šošovky, je skutočný ($a_1' > 0$), prevrátený ($Z_1 < 0$) a dvakrát zväčšený ($|Z_1| > 1$).

Obraz utvorený prvou šošovkou je predmetom pre druhú šošovku. Pre zobrazenie druhou šošovkou platí

$$a_2 = d - a_1' = 40\,\text{cm} - 30\,\text{cm} = 10\,\text{cm}, \quad y_1' = y_2, \quad f_2 = 5\,\text{cm}$$

$$a_2' = \frac{f_2 a_2}{a_2 - f_2} = \frac{5 \,.\, 10}{10 - 5}\,\text{cm} = 10\,\text{cm}$$

$$Z_2 = \frac{y_2'}{y_2} = \frac{y_2'}{y_1'} = -\frac{a_2'}{a_2} = -\frac{10}{10} = -1$$

Výsledné priečne zväčšenie je

$$Z = \frac{y_2'}{y} = \frac{y_2'}{y_1'}\frac{y_1'}{y} = Z_1 Z_2 = (-2) \,.\, (-1) = 2$$

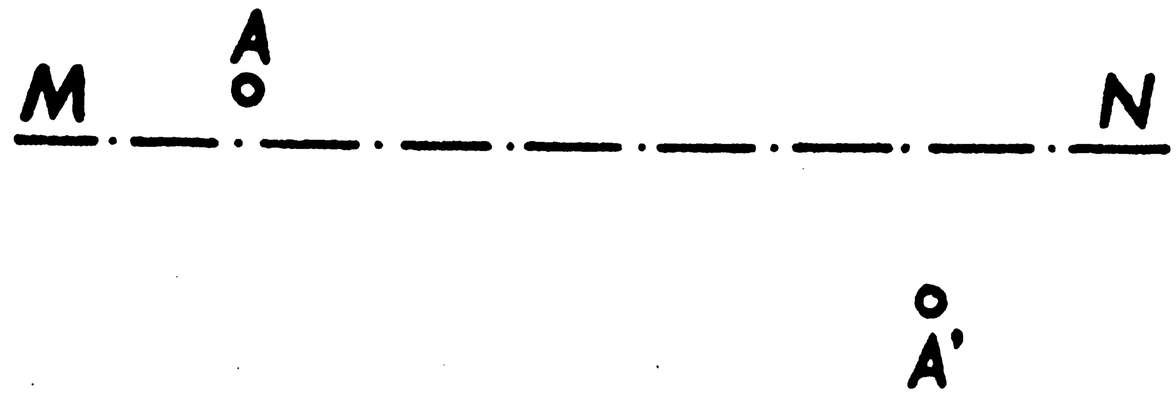
Obraz utvorený sústavou obidvoch šošoviek je vo vzdialenosti 10 cm za druhou šošovkou, obraz je skutočný ($a_2' > 0$), priamy ($Z > 0$) a dvakrát zväčšený (obraz je vysoký 1 cm).

Príklad riešte aj konštrukčne.

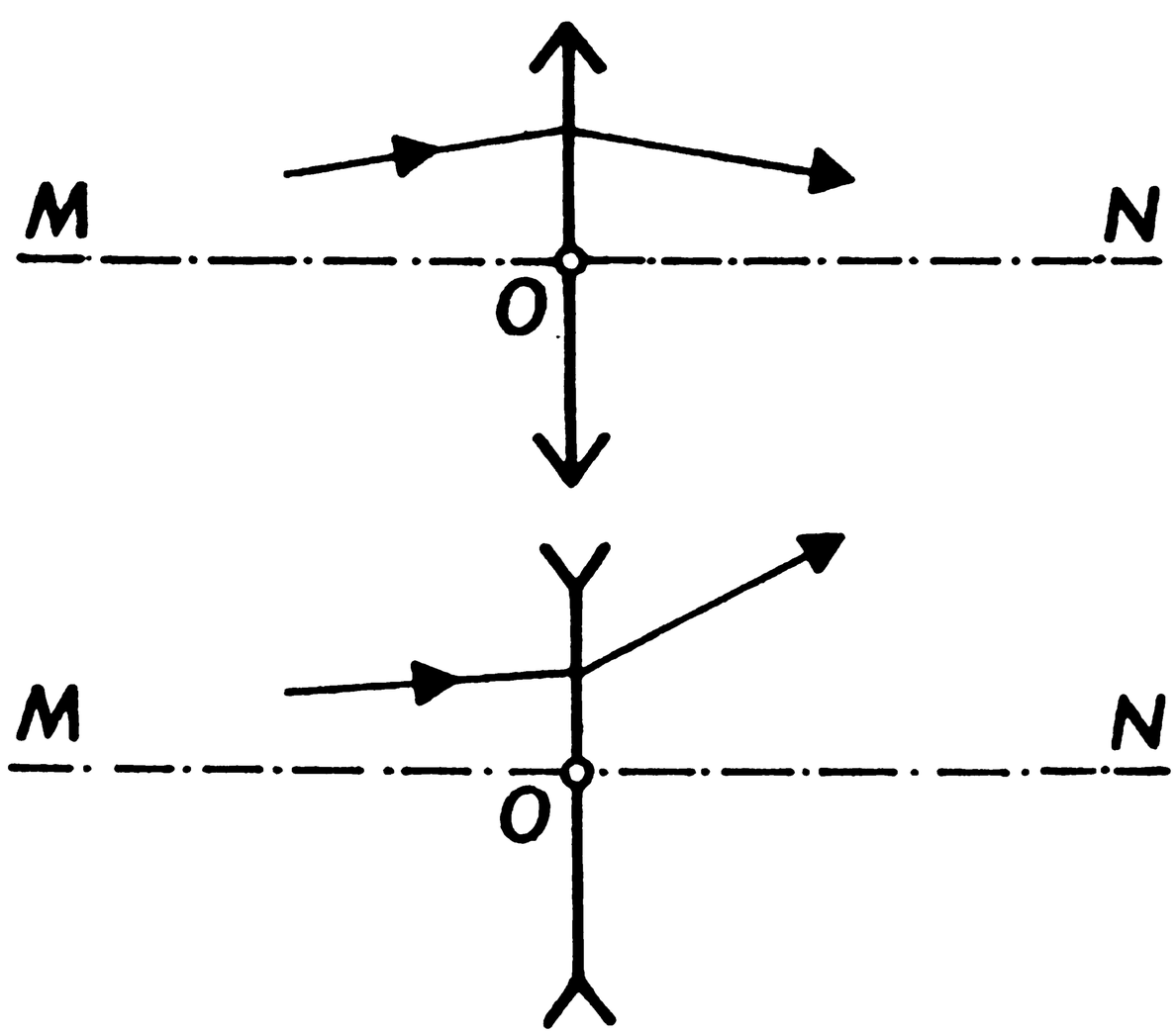
Úlohy

1. Na obr. C2-5 je daná optická os MN guľového zrkadla, poloha bodového predmetu A a jeho obraz A'. Konštrukčne nájdite polohu stredu optickej plochy C, vrcholu V a ohniska F zrkadla. Určte, či je zrkadlo duté, alebo vypuklé a či je obraz skutočný alebo neskutočný.

Obr. C2-5



2. Predmet je vo vzdialenosti 0,6 m od dutého guľového zrkadla. Jeho obraz je dvakrát väčší ako predmet. Určte vzdialenosť obrazu od zrkadla a jeho ohniskovú vzdialenosť. Nakreslite chod lúčov. (V podmienkach úlohy nie je daný charakter obrazu — skutočný alebo neskutočný — preto preskúmajte oba prípady.) [pre skutočný obraz: $a' = 1{,}2$ m, $f = 0{,}4$ m; pre neskutočný obraz: $a' = -1{,}2$ m, $f = 1{,}2$ m]
3. Na obr. C2-6 je daná optická os MN tenkej spojky a rozptylky, polohy optických stredov O a vyznačený je chod lúča. Konštrukčne nájdite polohu obrazového ohniska F' spojky a rozptylky.



Obr. C2-6

4. Sklená šošovka s indexom lomu 1,5 má vo vzduchu optickú mohutnosť + 5 D. Ak je ponorená do kvapaliny, tak jej optická mohutnosť je — 1 D. Aký je index lomu kvapaliny? [1,67]
5. Na spoločnej optickej osi je tenká spojka s ohniskovou vzdialenosťou 10 cm a duté guľové zrkadlo s polomerom krivosti 20 cm. Predmet vysoký 2 cm je pred šošovkou vo vzdialenosti 20 cm od nej.

Výpočtom aj graficky nájdite výslednú polohu obrazu vzhľadom na vrchol zrkadla, keď vzdialenosť šošovky od vrcholu zrkadla je 50 cm. Určte vlastnosti obrazu. [15 cm pred zrkadlom, $Z = 0{,}5$; obraz je skutočný, priamy a 2-krát zmenšený]

6. Centrovaná optická sústava je zložená z tenkej rozptylky a spojky, ktorých optické stredy sú vo vzdialenosti 10 cm. Ohnisková vzdialenosť každej šošovky je $|f| = 10$ cm. Predmet je vo vzdialenosti $|2f|$ pred rozptylkou, za ktorou je spojka. Zostrojte obraz predmetu danou optickou sústavou a vypočítajte jeho polohu a'_2 vzhľadom na spojku. $\left[a'_2 = \frac{5}{2}|f| = 25 \text{ cm (za spojkou)}\right]$

7. Vypuklá plocha ploskovypuklej šošovky s polomerom krivosti r je postriebrená, v dôsledku čoho vzniklo duté zrkadlo. Pred týmto zrkadlom, vo vzdialenosti a od jeho vrcholu, je umiestený predmet. Nájdite vzdialenosť a' obrazu od vrcholu zrkadla, ktorý utvorí daná optická sústava, ak index lomu šošovky je n a šošovka sa nachádza vo vzduchu. Úlohu riešte pre $r = 0{,}6$ m, $a = 0{,}25$ m, $n = 1{,}5$. $\left[a' = \frac{ar}{a(3-n)+r} = 15{,}4 \text{ cm}\right]$

Cvičenie 3 (2. laboratórne)

Meranie ohniskovej vzdialenosti šošovky

Úloha: Určte ohniskovú vzdialenosť spojky pre červené a modré svetlo Besselovou a Abbeovou metódou. Výsledky dosiahnuté oboma metódami porovnajte a vyhodnoťte.
Pomôcky: optická lavica, zdroj svetla, červený a modrý filter, zobrazovací predmet (na sklenej priehľadnej platničke nakreslená šípka), tienidlo, spojná šošovka, stojany k optickej lavici, držiak šošoviek, držiak filtrov, milimetrové meradlo.

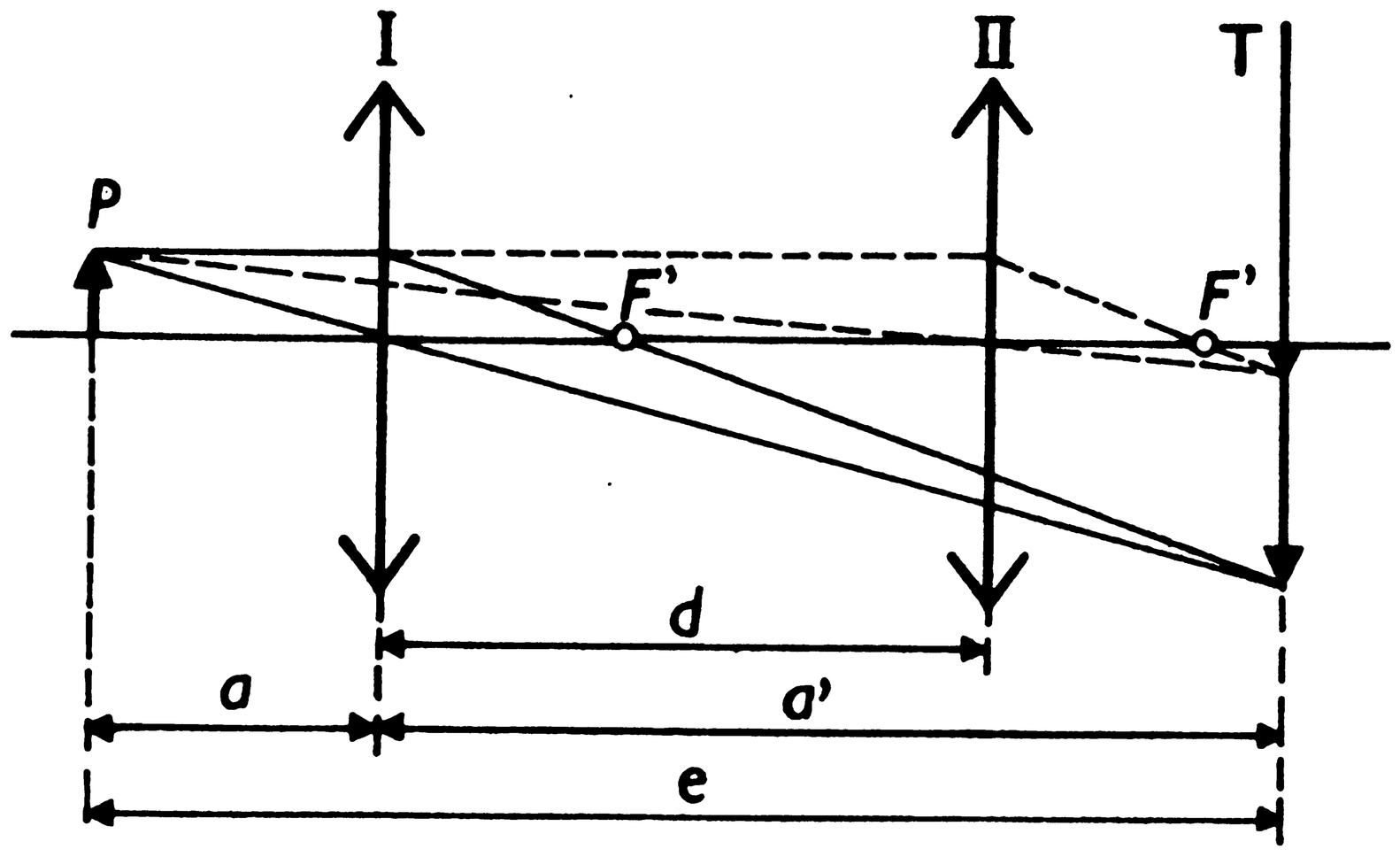
Princíp

Zo zobrazovacej rovnice šošovky pre ohniskovú vzdialenosť platí

$$f = \frac{a\,a'}{a + a'} \tag{1}$$

kde a je vzdialenosť predmetu od optického stredu šošovky, a' je vzdialenosť obrazu od optického stredu šošovky. Meraním a, a' mohli by sme podľa (1) určiť ohniskovú vzdialenosť šošovky (**priama metóda**). Vzdialenosti a, a' sa merajú od optického stredu šošovky len v prípade, keď šošovka je tenká, pričom poloha optického stredu sa určuje nepresne. V skutočnosti každá šošovka má istú hrúbku. Spomenuté ťažkosti sa odstraňujú meracími metódami, ktorými budete merať ohniskovú vzdialenosť spojky.

1. **Besselova metóda** (obr. C3-1). Založená je na poznatku, že pri istej vzdialenosti predmetu P a tienidla T existujú dve polohy šošovky, pri ktorých vznikne ostrý skutočný obraz. V polohe I je šošovka pri predmete — obraz je zväčšený, v polohe II je šošovka pri tienidle — obraz je zmenšený.



Obr. C3-1

Keď označíme $e = |PT|$, $d = |\mathrm{I} \div \mathrm{II}|$, potom z obr. C3-1 platí

$$e = a + a'; \qquad d = a' - a$$

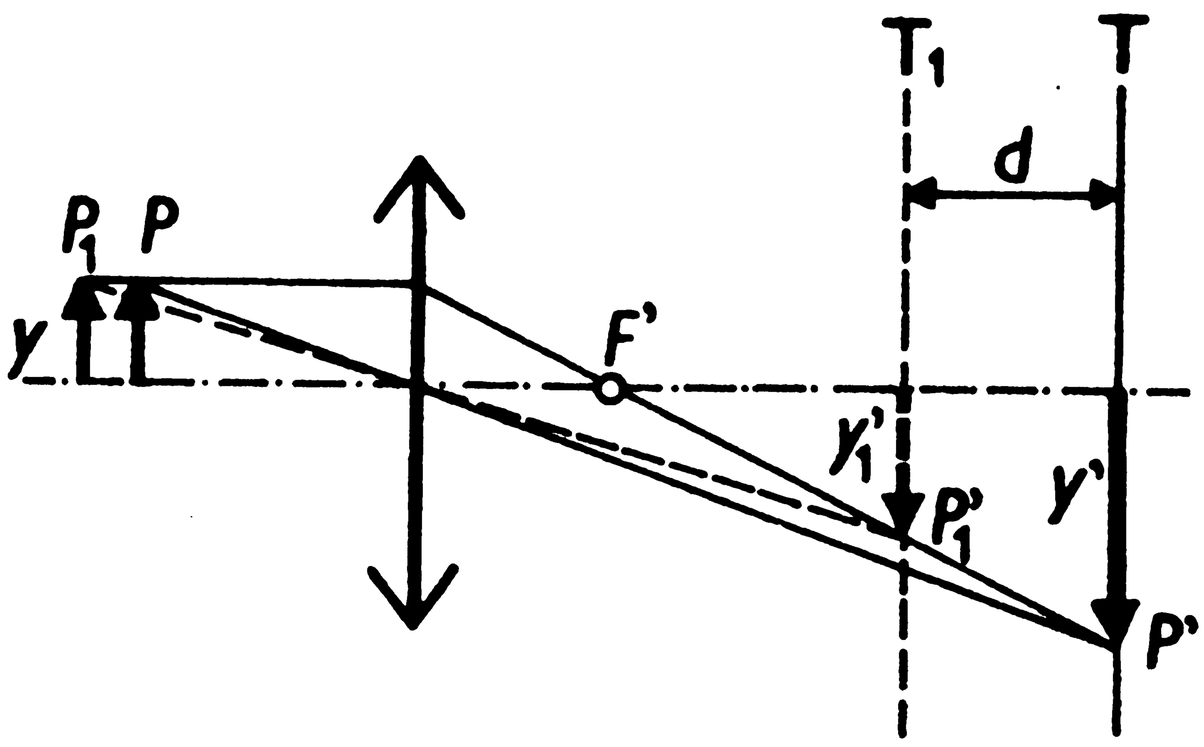
z ktorých úpravou dostaneme

$$a = \frac{e - d}{2}, \qquad a' = \frac{e + d}{2}$$

Po dosadení týchto rovníc do rovnice (1) dostaneme

$$f = \frac{(e + d)(e - d)}{4e} \tag{2}$$

2. **Abbeova metóda** (obr. C3-2). Založená je na určovaní priečneho zväčšenia. Pri istej polohe predmetu P a tienidla T existuje istá poloha šošovky, keď na tienidle T vznikne ostrý zväčšený obraz predmetu. Meraním výšky y predmetu a výšky y' jeho obrazu môžeme určiť priečne zväčšenie $Z = \frac{y'}{y}$. Pri nezmenenej polohe šošovky priblížime tienidlo k šošovke o vzdialenosť d do polohy T_1 a nájdeme takú polohu predmetu P_1, pri ktorej opäť vznikne ostrý zväčšený obraz výšky y'_1.



Obr. C3-2

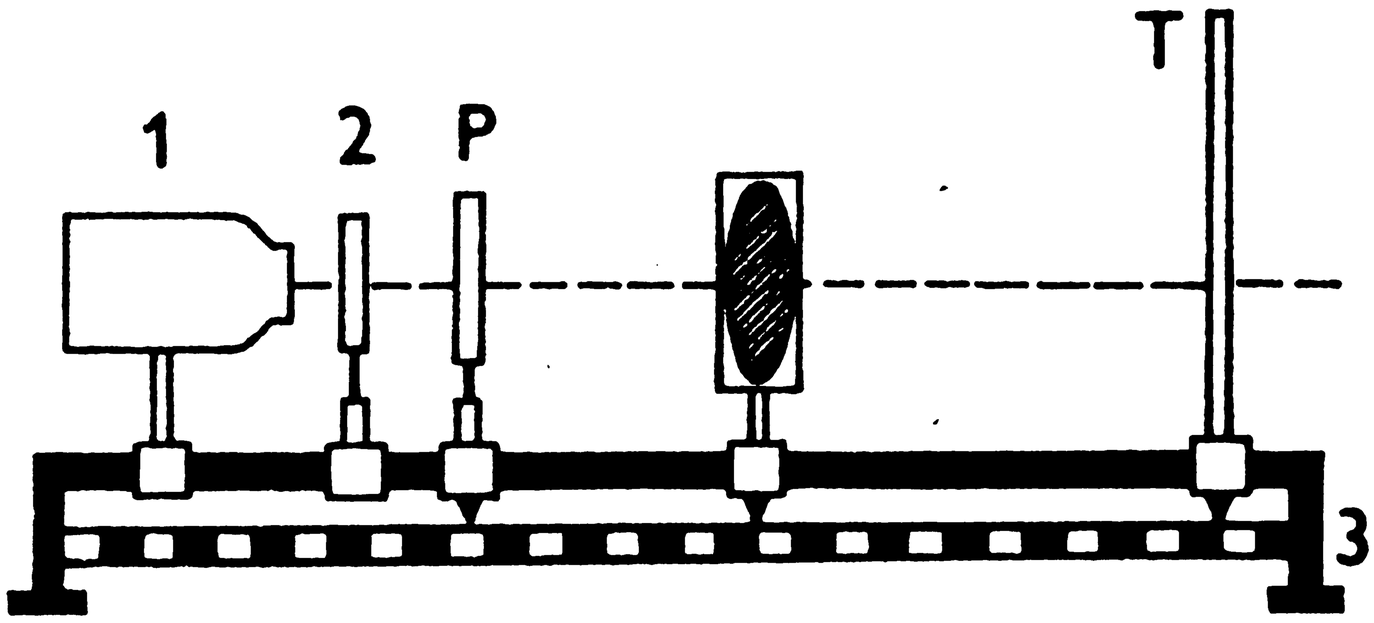
Z odmeranej výšky obrazu opäť určíme priečne zväčšenie $Z_1 = \frac{y'_1}{y}$. Zo šošovkovej rovnice pre ohniskovú vzdialenosť dostaneme vzťah

$$f = \frac{d}{Z - Z_1} \tag{3}$$

Postup

1. Pripravte meranie podľa obr. C3-3. Na jeden koniec optickej lavice upevnite osvetľovaciu lampu 1 a na druhý koniec tienidlo T. Lampu nasmerujte do smeru optickej lavice. Tesne za objektív lampy upevnite farebný filter 2 a predmet P. Ako predmet budete používať šípku nakreslenú na skle. Medzi predmet P a tienidlo T upevnite do

držiaka šošoviek spojku, ktorej ohniskovú vzdialenosť máte určiť. Spojku upevnite tak, aby jej optická os bola v smere optickej lavice a približne vo výške objektívu osvetľovacej lampy. Polohy predmetu P, spojky a tienidla T odčítajte na meradle 3 optickej lavice.



Obr. C3-3

2. Pri Besselovej metóde postupujte tak, že pri istej vzdialenosti $e = |PT|$ nájdite polohu šošovky I a polohu šošovky II. Meranie opakujte pri rôznych vzdialenostiach aspoň 5-krát, a to najprv pri červenom, potom pri modrom svetle. Namerané a vypočítané hodnoty zapíšte do tabuľky:

Číslo merania	Poloha		Poloha šošovky		$\frac{e}{\text{mm}}$	$\frac{d}{\text{mm}}$	$\frac{f}{\text{mm}}$
	$\frac{\text{P}}{\text{mm}}$	$\frac{\text{T}}{\text{mm}}$	$\frac{\text{I}}{\text{mm}}$	$\frac{\text{II}}{\text{mm}}$			
1 ⋮ 5							
						Aritmetický priemer	

3. Podobne postupujte pri Abbeovej metóde. Namerané a vypočítané hodnoty zapíšte do tabuľky:

Číslo merania	Poloha		$\frac{y}{\text{mm}}$	$\frac{y'}{\text{mm}}$	$\frac{y'_1}{\text{mm}}$	Z	Z_1	$\frac{d}{\text{mm}}$	$\frac{f}{\text{mm}}$
	$\frac{\text{T}}{\text{mm}}$	$\frac{\text{T}_1}{\text{mm}}$							
1 ⋮ 5									
								Aritmetický priemer	

Otázky

1. Odvoďte vzťah (3).
2. Odôvodnite, prečo ohnisková vzdialenosť šošovky pre červené svetlo je iná ako pre modré svetlo.
3. Mohli by sme tu určiť použitými metódami ohniskovú vzdialenosť objektívu fotografického prístroja? Svoj záver odôvodnite.
4. Zo vzťahu (1) možno určiť ohniskovú vzdialenosť tenkej šošovky takto: Na os x nanesieme predmetovú, na os y obrazovú vzdialenosť a takto vzniknuté body spojíme. Potom na os x nanesieme obrazovú, na os y predmetovú vzdialenosť a opäť vzniknuté body spojíme. Obidve spojnice sa pretnú v bode, ktorého obidve súradnice sú rovnaké a svojou veľkosťou určujú ohniskovú vzdialenosť f tenkej šošovky. Odôvodnite prečo.
5. Dokážte a pokusne overte, že skutočný obraz na tienidle dostanete, keď pre predmetovú a obrazovú vzdialenosť pri tenkej šošovke platí

$$a + a' \geqq 4f$$

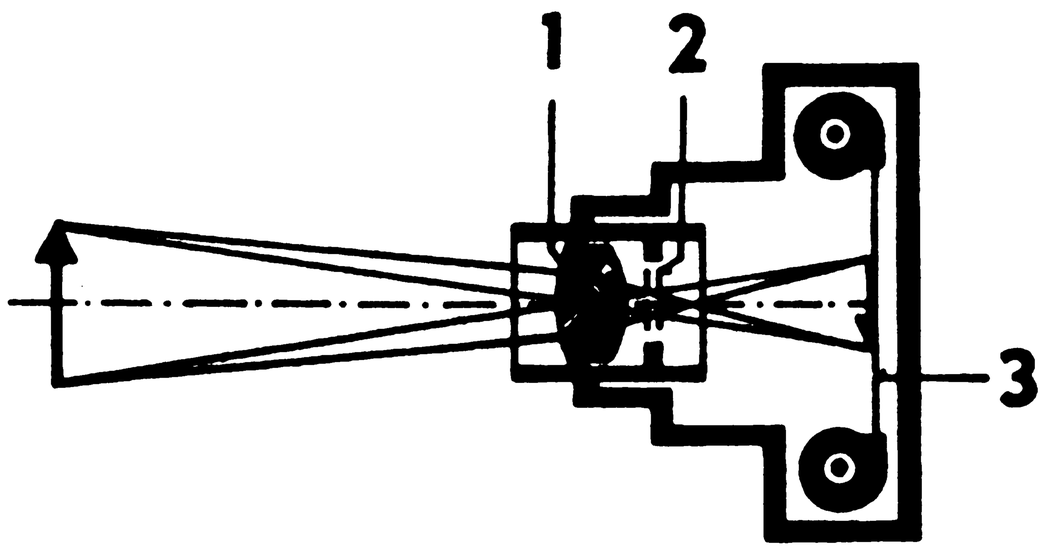
Cvičenie 4 (3. laboratórne)

Štúdium stavby a funkcie fotografického prístroja

Hlavnou úlohou tohto cvičenia je oboznámiť sa so stavbou a funkciou fotografických prístrojov tak, aby ste ich vedeli správne používať pri fotografovaní.
Pomôcky: rôzne druhy fotografických prístrojov, fotoelektrický expozimeter, pauzovací papier.

Princíp

Fotografický prístroj sa skladá z objektívu, komory a zo zariadenia,



Obr. C4-1

na ktorom sa zachytáva obraz utvorený objektívom (obr. C4-1). Základnou časťou je **objektív** 1, ktorým je spojná sústava šošoviek s takými vlastnosťami, že má zobrazovacie chyby korigované na najmenšiu mieru*. Objektív utvára skutočný obraz predmetu, ktorý sa zachytáva na citlivej vrstve filmu 3. Súčasťou objektívu je uzávera a írisová clona 2. Uzávera zabraňuje prechod svetla cez objektív do komory, clonou možno meniť priemer kužeľa lúčov vstupujúcich do prístroja.

Fyzikálne vlastnosti objektívu sú určené ohniskovou vzdialenosťou f a priemerom d vstupnej plochy objektívu (obe veličiny sa vyjadrujú v mm). Pomer týchto veličín $z = \frac{f}{d}$ určuje **svetelnosť objektívu**. Vyjadruje sa zvyčajne v pomere $1:z$, napr. $1:4{,}5$ — čo znamená, že ohnisková vzdialenosť objektívu je 4,5-krát väčšia ako priemer vstupnej plochy objektívu. Čím je hodnota z menšia, tým má objektív väčšiu svetelnosť a na citlivú vrstvu filmu dopadá pri tom istom čase osvetlenia viac svetla. Hodnoty f a z (zväčša $1:z$) sú uvedené na obrube každého objektívu.

Aby bolo možné získavať obrazy predmetov v rôznych vzdialenostiach od objektívu, je fotografický prístroj vybavený mechanickým zariadením, ktorým sa mení vzdialenosť objektívu od filmu — ním sa zaostruje obraz. Podľa druhu zaostrovania rozdeľujeme fotografické prístroje:

1. So zaostrovaním podľa stupnice vzdialeností fotografovaného predmetu, ktorá je vyznačená priamo na objímke objektívu (v m). Vzdialenosť fotografovaného predmetu treba najprv odhadnúť a otáčaním objímky nastaviť objektív na túto hodnotu. Takéto zaostrovanie majú najjednoduchšie alebo staršie prístroje.

2. Pomocou diaľkomera, ktorý zvyčajne býva spojený s posunovacím zariadením objektívu.

3. Jednooké zrkadlovky sa zaostrujú na matnici pomocou objektívu, ktorým sa tvorí snímka.

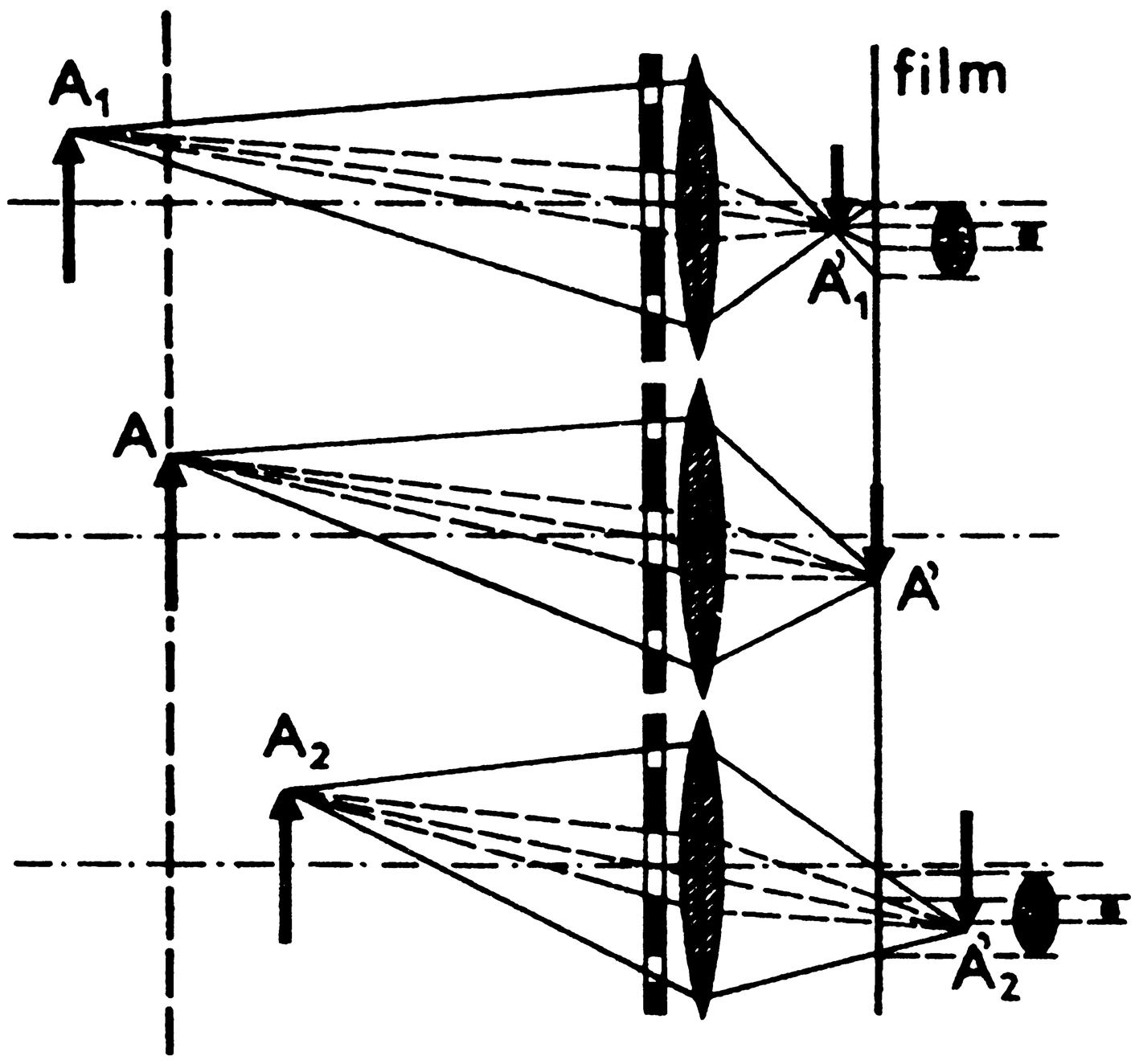
---

* O rozvoj fotografickej optiky sa zaslúžil aj slovenský rodák JOZEF MAXIMILIÁN PETZVAL (1807—1891). Zhotovil objektív (tzv. Petzvalov objektív), ktorý má dobre korigovanú otvorovú chybu. Zaslúžil sa o zdokonalenie aj ďalších zobrazovacích prístrojov.

4. Fotografický prístroj má druhý (zaostrovací) objektív, ktorý utvorí skutočný obraz na matnici. Pri zaostrení obrazu na matnici je súčasne zaostrený obraz na filme.

Keď má vzniknúť správny obraz, musí na film s danou citlivosťou dopadať potrebné množstvo svetla. Toto množstvo svetla je určené priemerom vstupného otvoru objektívu a časom, za ktorý je objektív otvorený. Priemer vstupného otvoru objektívu meníme clonou, čas otvorenia a súčasne osvetlenia filmu (expozícia) uzáverom. **Clona objektívu** je tvorená sústavou lamiel (tzv. írisová clona), ktoré sa pri pohybe clonovej páčky premiesťujú a tvoria kruhový otvor s požadovaným priemerom.

Clona má ďalšiu dôležitú vlastnosť, ktorá je zrejmá z obr. C4-2. Objektív zaostrený na predmet A utvorí na filme len ostrý obraz A′ tohto predmetu, pričom obrazy A_1', A_2' predmetov A_1, A_2 sú neostré. Každý bod predmetov A_1, A_2 sa na filme zobrazí ako malý rozptýlený krúžok (krúžok neostrosti). Tieto krúžky budú tým väčšie, čím sú predmety A_1, A_2 ďalej od roviny, na ktorú je objektív zaostrený. Ak rozptylové krúžky majú malý priemer (0,1 až 0,2 mm), teda menší, ako je veľkosť zrna použitého filmu, zobrazia sa na ňom ako body. Z obr. C4-2 vidíme, že rozptylové krúžky môžeme zmenšiť zmenšením otvoru clony, čím získame ostrosť predmetov A_1, A_2, ktoré sú pred a za



Obr. C4-2

miestom (v istom rozpätí), na ktoré je objektív zaostrený. Toto hĺbkové rozpätie sa volá **hĺbka ostrosti** kresby alebo **hĺbka poľa**.

Hĺbka ostrosti objektívu fotografického prístroja v závislosti od vzdialenosti je daná výrobcom (v prospekte prístroja alebo vyznačená na prístroji). Napríkľad hĺbka ostrosti pre objektív Belar 1:3,5, $f = 80$ mm, ktorý je zaostrený na predmet vo vzdialenosti 2 m od objektívu, je pri cloně 3,5: 1,90 m až 2,11 m a pri cloně 22: 1,52 m až 2,97 m.

Priemer otvoru clony sa nastavuje **clonovou páčkou**. Vedľa nej je vyznačený rad **clonových čísiel**, ktorý je tvorený tak, že každé nasledujúce číslo značí zmenšenie svetelnosti objektívu o polovicu. Medzinárodný rad clonových čísiel má tieto hodnoty:

1 1,4 2 2,8 4 5,6 8 11 16 22

Rad clonových čísiel na fotografických prístrojoch sa začína zvyčajne clonovým číslom udávajúcim svetelnosť objektívu. Napríklad prístroj so svetelnosťou $z = 3{,}5$ má rad clonových čísiel: 3,5 4 5,6... (kde medzi hodnotami 3,5 a 4 neplatí skôr uvedená závislosť svetelnosti).

Čas osvetlenia filmu (**expozícia**) sa nastavuje pomocou uzávery. **Uzávera** je riadená perovým mechanizmom, ktorý po stlačení spúšte prístroja, presne na stanovený čas, buď otvorí objektív (centrálne uzávery), alebo odkryje film (štrbinové uzávery). Expozičný čas je vyznačený na uzávere, a to medzinárodnými hodnotami

1, 2, 4, 8, 15, 30, 60, 125, 250, 500, 1 000

alebo starším radom: 1, 2, 5, 10, 25, 50, 100, 200, 500. Číselné hodnoty expozičných časov sú vyjadrené v zlomkoch sekundy, napr. číslo 2 znamená 1/2 s = 0,5 s, číslo 50 — 1/50 s a pod. Okrem uvedených expozičných čísel je na uzávere ešte písmeno B alebo T. Pri nastavení na B bude uzávera otvorená, kým je spúšť stlačená. Písmeno T znamená, že pri prvom stlačení spúšte sa uzávera otvorí, pri druhom zavrie.

Všetky ovládacie prvky fotografického prístroja sú rozmiestené okolo objektívu.

Základnou vlastnosťou filmu je jeho **citlivosť na svetlo**. Citlivosť sa najčastejšie vyjadruje v stupnici DIN, kde film s citlivosťou približne o 3 stupne väčšou je dvojnásobne citlivý. Najčastejšie používané filmy majú citlivosť 17 DIN, 21 DIN a vyššie.

Pri fotografovaní podľa svetelných podmienok a podľa citlivosti použitého filmu sa zvolí vhodná kombinácia clonového čísla a expozičného času. Táto dvojica údajov sa najspoľahlivejšie zisťuje **fotoelektrickým expozimetrom** (polovodičová fotónka spojená s meracím prístrojom). Expozimeter namierime z miesta, odkiaľ fotografujeme, smerom k fotografovanému predmetu. Fotoprúd je úmerný osvetleniu a spôsobuje výchylku ručičky prístroja, ktorá ukazuje na vhodne upravenú stupnicu. Zo stupnice potom odčítame vhodnú dvojicu clonového čísla a času expozície. Z nich vyberieme istú dvojicu, a to podľa podmienok pri fotografovaní.

Správny **postup pri fotografovaní** je: 1. zaostríme obraz, 2. nastavíme clonu podľa žiadanej hĺbky ostrosti, 3. určíme správnu hodnotu expozičného času (podľa osvetlenia fotografovaného predmetu a podľa citlivosti filmu) a na túto hodnotu nastavíme uzáveru, 4. natiahneme mechanizmus uzávery (v prístrojoch, kde sa to vyžaduje) a stlačíme spúšť, 5. po odfotografovaní pretočíme film na ďalšiu snímku.

Úlohy

1. Porovnajte na školských a svojich fotografických prístrojoch údaje ohniskových vzdialeností, svetelností a clonové čísla objektívov, expozičné časy na uzáveroch, zariadenia na zaostrovanie, mechanizmy natiahnutia uzávery, spúšte a iné. Prezrite si, v ktorých prístrojoch sa používa svitkový film (šírky 6 cm), v ktorých kinofilm (šírky 35 mm). O všetkých prístrojoch urobte stručný záznam a uveďte, ktorý je najlepší a prečo.
2. Starostlivo si prečítajte návod na použitie k niektorému prístroju a podľa neho sa oboznámte so všetkými súčasťami a spôsobom použitia. Naučte sa s prístrojom zaobchádzať, pričom sa objektívu nikdy nedotýkajte.
3. Do otvoreného fotografického prístroja namiesto filmu dajte priesvitný papier (pauzovací) a pozorujte zaostrenie obrazu bližších aj vzdialenejších predmetov pri rozličnom clonovom čísle. Všimnite si hĺbku ostrosti a porovnajte ju s tabuľkou hĺbky ostrosti uvedenou v návode, príp. priamo na prístroji. V otvorenom prístroji pozorujte funkciu írisovej clony a funkciu uzávery pri rozličných expozičných časoch.

4. Pomocou expozimetra urobte tabuľku pre dvojice clonového čísla a expozičného času pre film s citlivosťou 17 DIN a 21 DIN, a to pri niektorých svetelných podmienkach, napr. slnečno, jasno, zamračené, prítmie.

Poznámka

Na čistenie objektívu sa najlepšie hodí vlasový štetec alebo ľanová niekoľkokrát vypratá handra, nie vreckovka.

Otázky

1. Prečo pri fotografovaní musíme držať nehybne fotografický prístroj?
2. Máte fotografovať pohyblivý predmet, napr. idúce auto. Zvolíte čo najväčší, alebo čo najmenší expozičný čas? Záver odôvodnite.
3. Máte fotografovať skupinku spolužiakov, z ktorých najbližší je vo vzdialenosti 3 m a najvzdialenejší 3,5 m od fotografického prístroja. Na akú vzdialenosť zaostríte objektív vášho fotografického prístroja a aké clonové číslo pritom zvolíte (použite tabuľku hĺbky ostrosti).
4. Ako zistíte pri pohľade na objektív fotografického prístroja, či má protiodrazovú vrstvu?
5. Prečo predmety nefotografujeme proti priamemu slnečnému svetlu? Čo musíme urobiť, aby sme ich mohli fotografovať?

Cvičenie 5 (4. laboratórne)

Meranie vlnovej dĺžky svetla

1. variant: **Meranie vlnovej dĺžky svetla pomocou Newtonových skiel**

Úloha: Určte vlnové dĺžky strednej časti červeného a modrého krúžku.
Pomôcky: Newtonove sklá, rovinné zrkadlo, zdroj bieleho svetla, lupa, priehľadné milimetrové meradlo, spojná šošovka na stojane, Bunsenov stojan.

Princíp

V stati 3.3 ste sa dozvedeli, že pri dopade bieleho svetla na Newtono-

ve sklá (obr. 3-9) v odrazenom svetle vzniknú v dôsledku interferencie sústredné farebné krúžky (obr. 1 v prílohe).

Keď na Newtonove sklá dopadá komo monofrekvenčné svetlo (obr. 3-9), časť sa odráža na hornom rozhraní vzduchovej vrstvy (vlnenie 2), časť na dolnom rozhraní (vlnenie 3). V odrazenom svetle interferujú vlnenia 2 a 3 (o viacnásobných odrazoch neuvažujeme). Nech pri hrúbke vrstvy d_k vzniká svetlý krúžok s polomerom r_k. Rozdiel geometrických dráh interferujúcich vlnení na tomto mieste je $2d_k$ a rozdiel optických dráh $2n\,d_k$. Vzhľadom na to, že index lomu vzduchovej vrstvy $n \doteq 1$, a svetlo na dolnom rozhraní vzduchovej vrstvy sa odráža na opticky hustejšom prostredí (vlnenie 3), pre celkový rozdiel optických dráh platí

$$2d_k + \frac{\lambda}{2} \tag{1}$$

Z obr. 3-9 podľa Pytagorovej vety platí $R^2 = r_k^2 + (R - d_k)^2$, z čoho po úprave dostaneme: $2R\,d_k = r_k^2 + d_k^2$. Keďže $r_k \gg d_k$, je d_k^2 v porovnaní s r_k^2 veľmi malé a tento člen môžeme zanedbať. Teda platí $2R\,d_k \doteq r_k^2$, z čoho dostaneme

$$2d_k = \frac{r_k^2}{R} \tag{2}$$

Dosadením (2) do (1) dostaneme pre rozdiel optických dráh

$$\frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$$

Svetlé krúžky (maximá) v odrazenom svetle pri jeho kolmom dopade na Newtonove sklá vzniknú v miestach, pre ktoré platí

$$\frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = 2k\frac{\lambda}{2}, \quad \text{príp.} \quad \lambda = \frac{2r_k^2}{R(2k-1)} \tag{3}$$

V tomto vzťahu $k = 1, 2, 3, \ldots$ označuje poradie krúžku (rád) maxima svetla, λ vlnovú dĺžku svetla a R polomer krivosti vypuklej plochy šošovky (ktorý je pri našom meraní známy). Napríklad pri osvetlení newtonových skiel bielym svetlom, kedy vzniknú krúžky spektrálne sfarbené (pozri obr. 1 v prílohe), pre druhý ($k = 2$) červený krúžok platí $\lambda_č = \frac{2r_{2č}^2}{3R}$ a pre druhý modrý krúžok platí $\lambda_m = \frac{2r_{2m}^2}{3R}$.

Pretože stred sústavy krúžkov možno ťažko presne určiť, je výhodnejšie merať priemery krúžkov $D_k = 2r_k$. Potom vzťah (3) môžeme vyjadriť v tvare

$$\lambda = \frac{D_k^2}{2R(2k-1)} \tag{4}$$

Pri meraní môžeme postupovať aj tak, že určíme priemery dvoch svetlých (napr. červených, modrých) krúžkov: m-tého a n-tého (D_m a D_n). Potom na základe vzťahu (4) dostaneme

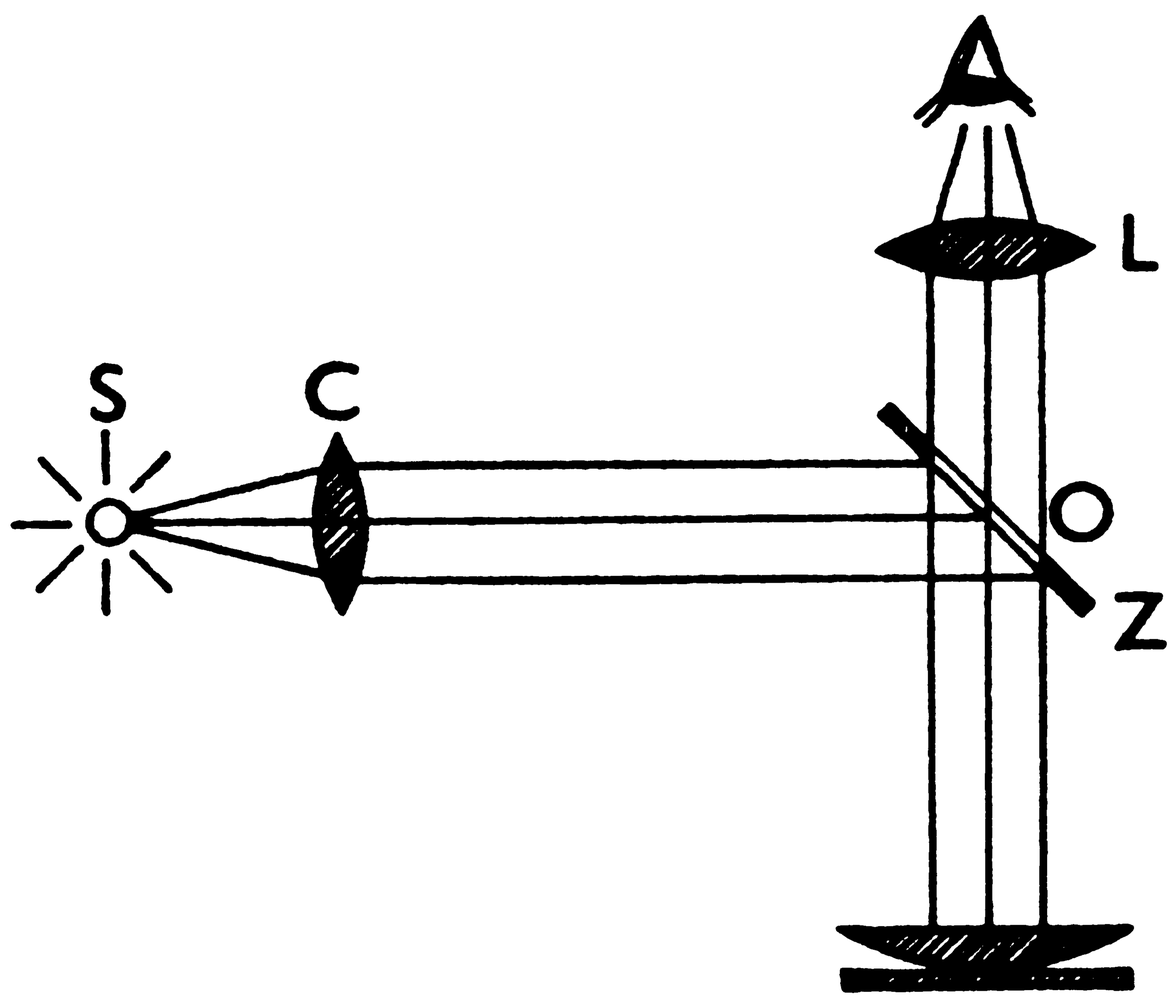
$$D_m^2 = 2R\lambda(2m-1), \qquad D_n^2 = 2R\lambda(2n-1)$$

z ktorých pre vlnovú dĺžku svetla vychádza

$$\lambda = \frac{D_m^2 - D_n^2}{4R(m-n)} = \frac{(D_m + D_n)(D_m - D_n)}{4R(m-n)} \tag{5}$$

Postup

1. Pripravte usporiadanie pokusu podľa obr. C5-1. Na čiernu podložku (papier) položte Newtonove sklá so známym polomerom krivosti R (vyše 4 m) ploskovypuklej šošovky. Nad nimi upevnite na Bunsenov stojan zrkadlo Z, obrátené zrkadliacou plochou nadol, ktoré má v strede priehľadný kruhový otvor O (vyškrabaný náter). Šošovku C a zrkadlo Z upravte tak, aby z bieleho zdroja svetla S dopadal na zrkadlo rovnobežný zväzok lúčov, a to kolmo na Newtonove sklá. Zdroj svetla posúvajte vodorovne aj zvisle, až sa svetlo odráža od zrkadla Z zvislo nadol, a teda dopadá kolmo na Newtonove sklá.



Obr. C5-1

Do Bunsenovho stojana upevnite lupu L vo vhodnej výške nad Newtonove sklá.

2. Na rovnú plochu šošovky Newtonových skiel položte priehľadné milimetrové meradlo tak, aby prechádzalo cez stred krúžkov.
3. Newtonove krúžky a súčasne milimetrové meradlo pozorujte cez lupu a odčítajte polohu m-tého a n-tého červeného krúžku (napr. 5. a 2.) najprv vľavo, potom vpravo. Rozdiely týchto polôh udávajú priemery (D_5 a D_2) príslušných krúžkov. Meranie opakujte pre iné dva červené krúžky tak, aby rozdiel ich poradových čísiel bol stále rovnaký.
4. Namerané a vypočítané hodnoty pre červené krúžky zapíšte do tabuľky. Pri každej dvojici krúžkov vypočítajte podľa vzťahu (5) vlnovú dĺžku červeného svetla a určte ich aritmetický priemer.

Tabuľka

Číslo krúžku m		6	5	4
Poloha	vľavo			
	vpravo			
$\frac{D_m}{\text{mm}}$				
Číslo krúžku n		3	2	1
Poloha	vľavo			
	vpravo			
$\frac{D_n}{\text{mm}}$				
$\frac{D_m + D_n}{\text{mm}}$				
$\frac{D_m - D_n}{\text{mm}}$				
$\frac{\lambda}{\text{nm}}$				
Aritmetický priemer $\bar{\lambda} =$				

5. Meranie opakujte pre modré krúžky, namerané hodnoty zapíšte do rovnakej tabuľky ako pri meraní červených krúžkov.

Otázky

1. Odôvodnite, prečo intenzita interferenčných krúžkov klesá so stúpajúcim rádom maxima.
2. Určte podmienku interferencie pre minimum svetla na Newtonových sklách v odrazenom svetle, keď svetlo na sklá dopadá kolmo. [$r_k^2 = k \lambda R$]
3. Na Newtonove sklá dopadá kolmo monofrekvenčné svetlo. Plosko-vypuklá šošovka má polomer vypuklej guľovej plochy 4 m a druhý svetlý krúžok v odrazenom svetle má priemer 4 mm. Určte vlnovú dĺžku svetla. [666 nm]

2. variant: **Meranie vlnovej dĺžky svetla optickou mriežkou**

Úloha: Určte vlnové dĺžky strednej časti červeného a fialového svetla v mriežkovom spektre.

Pomôcky: optická mriežka, prístroj na meranie vlnovej dĺžky svetla mriežkou, zdroj bieleho svetla, milimetrové meradlo.

Princíp

Pre maximá pri ohybe svetla na optickej mriežke (pozri stať 3.5) platí

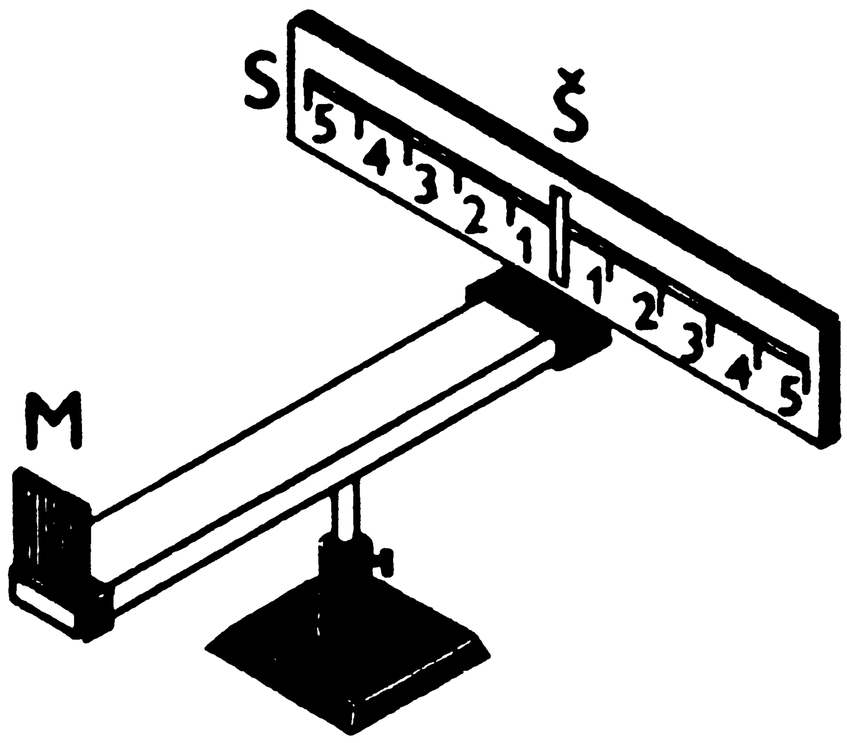
$$b \sin \alpha_k = k \lambda \tag{6}$$

kde α_k je ohybový uhol pre poradové číslo (rád) k ($k = 0, 1, 2, \ldots$), b mriežková konštanta (pre danú mriežku je známa) a λ je vlnová dĺžka svetla. Ohybový uhol α_k je pre istý rád maxima tým väčší, čím väčšia je vlnová dĺžka a čím menšia je mriežková konštanta.

Keď mriežku osvetlíme bielym svetlom, vzniknú po oboch stranách maxima 0. rádu (ktoré je biele), spektrá 1. rádu, prípadne aj ďalších rádov. Napríklad pre stred fialového svetla v spektre 1. rádu ($k = 1$) podľa rovnice (6) platí $\lambda_f = b \sin \alpha_f$ a stred červeného svetla $\lambda_č = b \sin \alpha_č$. Z týchto vzťahov ľahko vypočítame vlnové dĺžky, ak určíme ohybové uhly α_f, $\alpha_č$.

Pri meraní ohybových uhlov budeme používať jednoduchý prístroj

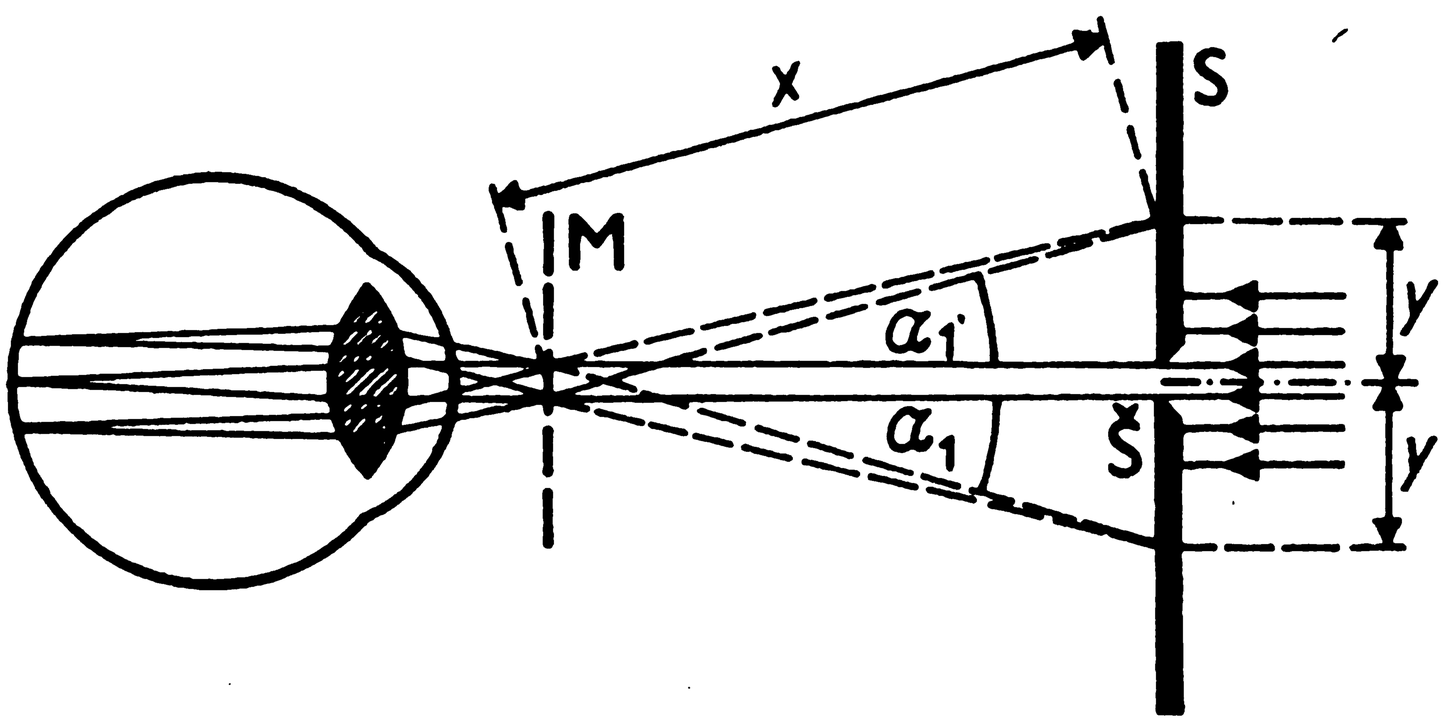
(obr. C5-2), kde M je mriežka a Š je úzka štrbina. V rovine štrbiny je milimetrové meradlo S. Štrbina Š je osvetlená bielym zdrojom svetla.



Obr. C5-2

Pri pozorovaní štrbiny Š cez mriežku M uvidíte po obidvoch stranách štrbiny spektrá 1. rádu aj vyšších rádov. Na meranie nám postačí pozorovať maximá 1. rádu, pričom vidíme jednotlivé spektrálne farby pod rozličným ohybovým uhlom. Určitú farbu vidíme pod uhlom α_1 (obr. C5-3), pre ktorý platí $\sin \alpha_1 = \frac{y}{x}$. Z rovnice (6) pre $k = 1$ dostaneme

$$\lambda = b \sin \alpha_1 = b \frac{y}{x} \qquad (7)$$



Obr. C5-3

Postup

1. Postavte stupnicu S do vzdialenosti asi 50 cm od mriežky M. Štrbinu Š osvetlite bielym zdrojom svetla, ktorý postavíte za stupnicu so štrbinou. Jedným okom, umiesteným tesne pri mriežke, pozerajte sa cez mriežku na štrbinu a prípadne meňte vzdialenosť stupnice tak, aby ste čo najlepšie videli ohybové maximá a súčasne stupnicu.

2. Na stupnici odčítajte vzdialenosť stredov fialových prúžkov (vpravo y_1 a vľavo y_2 od stredu štrbiny Š) a milimetrovým meradlom odmerajte vzdialenosti x_1 a x_2 od stredu mriežky. Meranie opakujte aspoň 5-krát a namerané i vypočítané hodnoty zapíšte do tabuľky; pri každom meraní určte vlnovú dĺžku podľa vzťahu (7):

Číslo merania	Vzdialenosť max. od Š		Vzdialenosť max. od M		$y = \frac{y_1 + y_2}{2}$	$x = \frac{x_1 + x_2}{2}$	$\frac{y}{x}$	$\frac{\lambda}{\text{nm}}$
	vpravo $\frac{y_1}{\text{mm}}$	vľavo $\frac{y_2}{\text{mm}}$	vpravo $\frac{x_1}{\text{mm}}$	vľavo $\frac{x_2}{\text{mm}}$	$\frac{}{\text{mm}}$	$\frac{}{\text{mm}}$		
1 ⋮ 5								
						Aritmetický priemer		

3. Rovnakým spôsobom určte vlnovú dĺžku stredov červených prúžkov mriežkového spektra. Namerané a vypočítané hodnoty zapíšte do rovnakej tabuľky ako pri meraní vlnovej dĺžky fialového svetla.

Otázky

1. Mohli by sme určiť vlnové dĺžky svetla rovnakým spôsobom aj z maxím 2. rádu?
2. Opíšte obraz, ktorý by ste videli, ak štrbina Š je osvetlená monofrekvenčným svetlom, napr. žltým svetlom zo sodíkovej výbojky.
3. Určte počet štrbín na 1 mm mriežky, ktorú ste použili pri vašom meraní.

Cvičenie 6 (2. teoretické)

Relativistická kinematika a dynamika

Pri riešení úloh zo špeciálnej teórie relativity je často výhodné počítať iba približne, a to nielen pri numerických riešeniach, ale aj pri úpravách

zložitejších vzťahov. Približné výpočty používame najčastejšie vtedy, keď $\frac{v}{c} \ll 1$. Preto uvedieme niekoľko vzťahov na približné výpočty:

Pre $x \ll 1$

$$(1 + x)^n \doteq 1 + n\,x \qquad (1 - x)^n \doteq 1 - n\,x$$

$$\frac{1}{1 + x} \doteq 1 - x \qquad \frac{1}{1 - x} \doteq 1 + x$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 + x}} \doteq 1 - \frac{1}{2}x \qquad \frac{1}{\sqrt{1 - x}} \doteq 1 + \frac{1}{2}x$$

Pre $\frac{v}{c} \ll 1$

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \doteq 1 - \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} \qquad \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \doteq 1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$$

Úlohy riešime len v inerciálnych sústavách. Keďže sú všetky rovnocenné, je výber sústavy súradníc daný iba účelnosťou a vhodnosťou riešenia danej úlohy.

Príklad 1

Na ilustráciu dilatácie času a kontrakcie dĺžok použijeme premenu (rozpad) nestabilných častíc, tzv. miónov, ktoré vznikajú pri zrážkach častíc kozmického žiarenia s jadrami plynov v horných vrstvách atmosféry (viac ako 10 km). Napriek tomu, že mión má veľmi krátku strednú dobu života $2{,}2 \,.\, 10^{-6}$ s, doletia mióny z horných vrstiev atmosféry až na povrch Zeme. Experimenty ukázali, že tieto mióny dosahujú až rýchlosti $v = 0{,}999\,8\,c$. Ukážte, že tento veľký dolet miónov možno vysvetliť na základe špeciálnej teórie relativity (ŠTR).

Riešenie

Keby nenastala dilatácia času, mohol by mión za dobu τ prejsť dráhu $s_0 = v\,\tau \doteq 0{,}999\,8 \,.\, 3 \,.\, 10^8 \,.\, 2{,}2 \,.\, 10^{-6}$ m $\doteq 660$ m. V skutočnosti však mióny prejdú viac ako 10 km. Tento paradox vysvetľuje ŠTR. Vysvetle-

nie urobíme jednak z hľadiska pozorovateľa na Zemi (použijeme vzťahy pre dilatáciu času), jednak z hľadiska pozorovateľa v sústave, v ktorej je mión v pokoji (použijeme vzťah pre kontrakciu dĺžok).

Z hľadiska pozorovateľa na Zemi sa výška miónu nad zemou rovná 10 km, ale doba života miónu sa predĺži vďaka dilatácii času na hodnotu

$$\Delta t = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2{,}2 \,.\, 10^{-6}\ \mathrm{s}}{\sqrt{1 - 0{,}999\,8^2}} = 1{,}1 \,.\, 10^{-4}\ \mathrm{s}$$

Za túto dobu prejde mión dráhu

$$s = v\,\Delta t \doteq 0{,}999\,8 \,.\, 3 \,.\, 10^8 \,.\, 11 \,.\, 10^{-5}\ \mathrm{m} \doteq 33\ \mathrm{km}$$

a môže doletieť až na Zem. Keďže 10 km je jedna tretina z 30 km, narazí mión na Zem približne v 1/3 svojej doby života.

Z hľadiska sústavy spojenej s miónom sa jeho stredná doba života $2{,}2 \,.\, 10^{-6}$ s nemení. Keď predpokladáme, že mión vznikol 10 km nad Zemou, potom z hľadiska pozorovateľa spojeného s miónom je táto vzdialenosť skrátená na hodnotu $10\ \mathrm{km} \,.\, \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 200$ m. Pozorovateľ spojený s miónom teda konštatuje: mión je v pokoji, povrch Zeme je od neho vzdialený asi 200 m a približuje sa k miónu rýchlosťou $v = 0{,}999\,8\ c$. Povrch Zeme narazí do miónu za dobu

$$\Delta t' = \frac{200\ \mathrm{m}}{0{,}999\,8\ c} = 0{,}67 \,.\, 10^{-6}\ \mathrm{s}$$

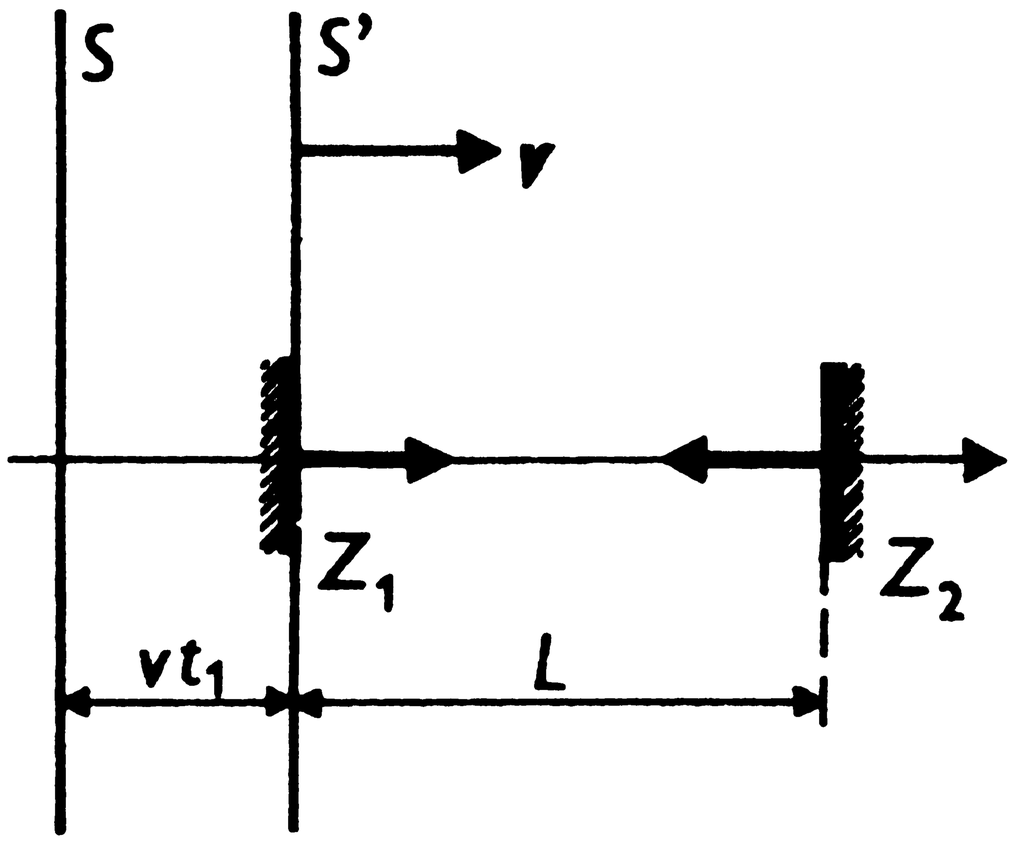
Táto doba sa približne rovná 1/3 doby života miónu, a preto Zem narazí do miónu skôr, ako sa tento rozpadne.

V oboch inerciálnych sústavách sme dostali rovnaký výsledok. Vidíme, že dilatácia času a kontrakcia dĺžok sú nerozlučne späté.

Príklad 2

V stati 5.4 sme vzťah pre dilatáciu času našli pomocou myšlienkového experimentu so svetelnými hodinami. V tomto experimente bola tyč svetelných hodín orientovaná kolmo na smer pohybu sústavy S' vzhľadom na sústavu S. Ukážte, že rovnaký výsledok dostaneme, ak je tyč

svetelných hodín orientovaná rovnobežne so smerom pohybu sústavy S' vzhľadom na sústavu S (obr. C6-1).



Obr. C6-1

Riešenie

Pre pozorovateľa spojeného so svetelnými hodinami je doba Δt_0 jedného „tiku" hodín

$$\Delta t_0 = \frac{2L_0}{c}$$

kde L_0 je vlastná dĺžka svetelných hodín (vzdialenosť zrkadiel Z_1 a Z_2). Pre pozorovateľa v sústave S, vďaka kontrakcii dĺžok, bude dĺžka hodín L daná vzťahom

$$L = L_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \tag{1}$$

V smere „dopredu" sa svetelný signál pohybuje v sústave S rýchlosťou c, hodiny sa pohybujú rýchlosťou v a svetlo dôjde k zrkadlu Z_2 za čas t_1 daný vzťahom $c\,t_1 = L + v\,t_1$, odkiaľ

$$t_1 = \frac{L}{c - v}$$

Na pohyb „dozadu" (od zrkadla Z_2 k Z_1) potrebuje svetelný lúč čas t_2 vyjadrený vzťahom $c\,t_2 = L - v\,t_2$, z toho

$$t_2 = \frac{L}{c + v}$$

Celková doba „tiku“ hodín v sústave S bude

$$\Delta t = t_1 + t_2 = \frac{2L}{c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

a po dosadení za L zo vzťahu (1) dostaneme

$$\Delta t = \frac{2L_0}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Vzťah medzi Δt a Δt_0 udáva tú istú dilatáciu času ako v prípade, keď boli hodiny orientované kolmo na smer pohybu.

Príklad 3

Dve častice s rovnakými pokojovými hmotnosťami m_0 sa pohybujú priamo proti sebe rýchlosťami s rovnakou veľkosťou v. Predpokladajme, že pri zrážke oboch častíc vznikne ich spojením jedna častica (zrážka je nepružná). Určte pokojovú hmotnosť M tejto častice a vysvetlite, ako sa odlišuje od $2m_0$ pri malých rýchlostiach v.

Riešenie

Podľa predpokladu tvoria dve zrážajúce sa častice izolovanú sústavu, takže pri zrážke platí zákon zachovania energie a zákon zachovania (relativistickej) hmotnosti. Hmotnosti zrážajúcich sa častíc sú

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Hmotnosť častice, ktorá vznikne ich splynutím, bude

$$M = 2m = \frac{2m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} > 2m_0$$

Vzhľadom na platnosť zákona zachovania hybnosti je hybnosť výslednej častice nulová a jej pokojová hmotnosť je práve M. Pre prírastok

pokojovej hmotnosti platí

$$\Delta m = M - 2m_0 = 2m_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

Pre $v \ll c$ využijeme

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$$

a dostaneme

$$\Delta m = 2\,\frac{1}{2}\,m\,v^2\,\frac{1}{c^2} = \frac{2E_k}{c^2} \tag{1}$$

kde E_k je kinetická energia každej z dvoch častíc pred zrážkou. Kinetická energia výslednej častice je nulová, preto $\Delta E = 2E_k$ je úbytok kinetickej energie sústavy. Z predchádzajúceho vzťahu vidieť, že platí

$$\Delta m\, c^2 = \Delta E$$

Príklad 4

Podľa teórie relativity sú energia a hybnosť častice s pokojovou hmotnosťou m_0, pohybujúcej sa rýchlosťou v, dané vzťahmi

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad \boldsymbol{p} = \frac{m_0 \boldsymbol{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{2}$$

Vyjadrite energiu častice pomocou jej hybnosti.

Riešenie

Umocnením oboch vzťahov dostaneme

$$E^2 = \frac{m_0^2 c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \tag{3}$$

$$p^2 = \frac{m_0^2 v^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{m_0^2 c^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{v^2}{c^2}$$

Po vynásobení druhého z týchto vzťahov c^2 bude

$$c^2 p^2 = \frac{m_0^2 c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{v^2}{c^2} \tag{4}$$

Odčítaním vzťahu (4) od (3)

$$E^2 - c^2 p^2 = \frac{m_0^2 c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}} - \frac{m_0^2 c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{v^2}{c^2} = m_0^2 c^4$$

dostaneme po úprave hľadaný vzťah

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4 \tag{5}$$

Rovnaký výsledok by sme dostali aj tak, keby sme z (3) vyjadrili v^2 $\left(\text{alebo } \frac{v^2}{c^2}\right)$ pomocou E a m_0 a takisto zo (4) vyjadrili v^2 $\left(\text{alebo } \frac{v^2}{c^2}\right)$ pomocou p^2 a oba výsledky porovnali. Pre častice s nulovou pokojovou hmotnosťou (ešte sa s nimi stretneme) platí

$$E = c\,p \qquad \text{alebo} \qquad p = \frac{E}{c} \tag{6}$$

Príklad 5

Odhadnite, aspoň rádovo, spotrebu paliva nevyhnutnú na urýchlenie kozmickej lode na rýchlosť 0,5 c. Porovnajte s odhadom spotreby paliva na štart družice obiehajúcej okolo Zeme. Uskutočnia sa lety kozmických lodí rýchlosťou približne 0,5 c v najbližšej budúcnosti? Pri odhade výhrevnosti paliva sa orientujte podľa výhrevnosti uhlia ($3 \,.\, 10^7\ \mathrm{J\,.\,kg^{-1}}$).

Riešenie

Výhrevnosť dobrých klasických palív $H \doteq 10^8\ \mathrm{J\,.\,kg^{-1}}$. Kinetická

energia kozmickej lode s hmotnosťou $M_0 = 10$ t, letiaca rýchlosťou $v = 0{,}5\ c$, je

$$E_k = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = 10^4 (3 \,.\, 10^8)^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\frac{3}{4}}} - 1 \right) \text{J} =$$

$$= 10^4 \,.\, 9 \,.\, 10^{16} \,.\, 0{,}155 \text{ J} = 1{,}4 \,.\, 10^{20} \text{ J}$$

spotreba klasického paliva pri účinnosti $\eta \doteq 0{,}3$ bude rádovo

$$\Delta m = \frac{E_k}{\tau H} = \frac{1{,}4 \,.\, 10^{20}}{0{,}3 \;.\; 10^8} \text{ kg} = 5 \;.\; 10^{12} \text{ kg}$$

Podobné lety sú teda v súčasnosti nerealizovateľné, a to ani s jadrovým palivom, pri ktorom je výhrevnosť približne 10^3-krát väčšia.

Množstvo paliva potrebné na vypustenie družice s hmotnosťou $m_0 = 10^3$ kg, pohybujúcej sa prvou kozmickou rýchlosťou $v \doteq 8 \,.\, 10^3$ m $.\, \text{s}^{-1}$, bude pri účinnosti $\eta \doteq 0{,}3$ rádovo

$$\Delta m' = \frac{E_k}{\eta H} = \frac{m_0 v^2}{2 \eta H} \doteq \frac{10^3 (8 \,.\, 10^3)^2}{2 \,.\, 0{,}3 \,.\, 10^8} \text{ kg} \doteq 10^3 \text{ kg}$$

Úlohy

1. Pri pokuse na Zemi sa zistilo, že rýchlosť strely vyletujúcej z danej pušky je 600 m $.\, \text{s}^{-1}$. Predstavte si, že dve lietadlá letia za sebou pri vodorovnom lete touto istou rýchlosťou. Môže strelec zo zadného lietadla použitím tejto pušky zasiahnuť predné lietadlo? [áno]
2. Svetlo z istej hviezdy doletí na Zem za 4 roky. K tejto hviezde letí kozmická loď stálou rýchlosťou 0,8 c. Ako dlho bude trvať cesta lode na hviezdu a) pre pozorovateľa na Zemi; b) pre posádku kozmickej lode? [a) 5 rokov; b) 3 roky]
3. Aká veľká zmena hmotnosti zodpovedá zmene energie rovnajúcej sa 1 kW $.$ h? [asi $4 \,.\, 10^{-11}$ kg]
4. Akou rýchlosťou by sa musela pohybovať tyč vzhľadom na pozorovateľa, aby jej dĺžka bola o 1 % menšia ako vlastná (pokojová) dĺžka tyče? [$v = 0{,}14\ c$]

5. Vypočítajte rýchlosť elektrónu urýchleného napätím 1 MV podľa a) klasickej teórie; b) relativistickej teórie. [a) $5{,}9 \cdot 10^8\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$; b) $2{,}8 \cdot 10^8\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$]
6. Kozmická loď sa vzďaľuje od Zeme rýchlosťou 0,5 c. V istom okamihu ju opustí menšia raketa, ktorá sa pohybuje smerom k Zemi. Rýchlosť rakety vzhľadom na kozmickú loď je $2{,}5 \cdot 10^8\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Akú rýchlosť rakety nameria pozorovateľ na Zemi? [$1{,}7 \cdot 10^8\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$]
7. Elektrón bol v cyklotróne urýchlený tak, že jeho hmotnosť (relativistická) nadobudla hodnotu 5-krát väčšiu, ako je jeho pokojová hmotnosť. Akou rýchlosťou sa elektrón pohybuje? [asi 0,98 c]
8. Ako sa zmení hustota látky telesa, keď jeho rýchlosť v danej sústave súradníc sa z nuly zväčší na hodnotu v?

$$\left[\varrho = \frac{\varrho_0}{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right]$$

9. Mión letí v atmosfére rýchlosťou veľkosti v. Aká musí byť táto rýchlosť, aby doba života miónu, ktorú meria pozorovateľ na Zemi, bola 2-krát taká veľká ako pokojová doba života miónu? [$v = 0{,}87\ c$]

Cvičenie 7 (5. laboratórne)

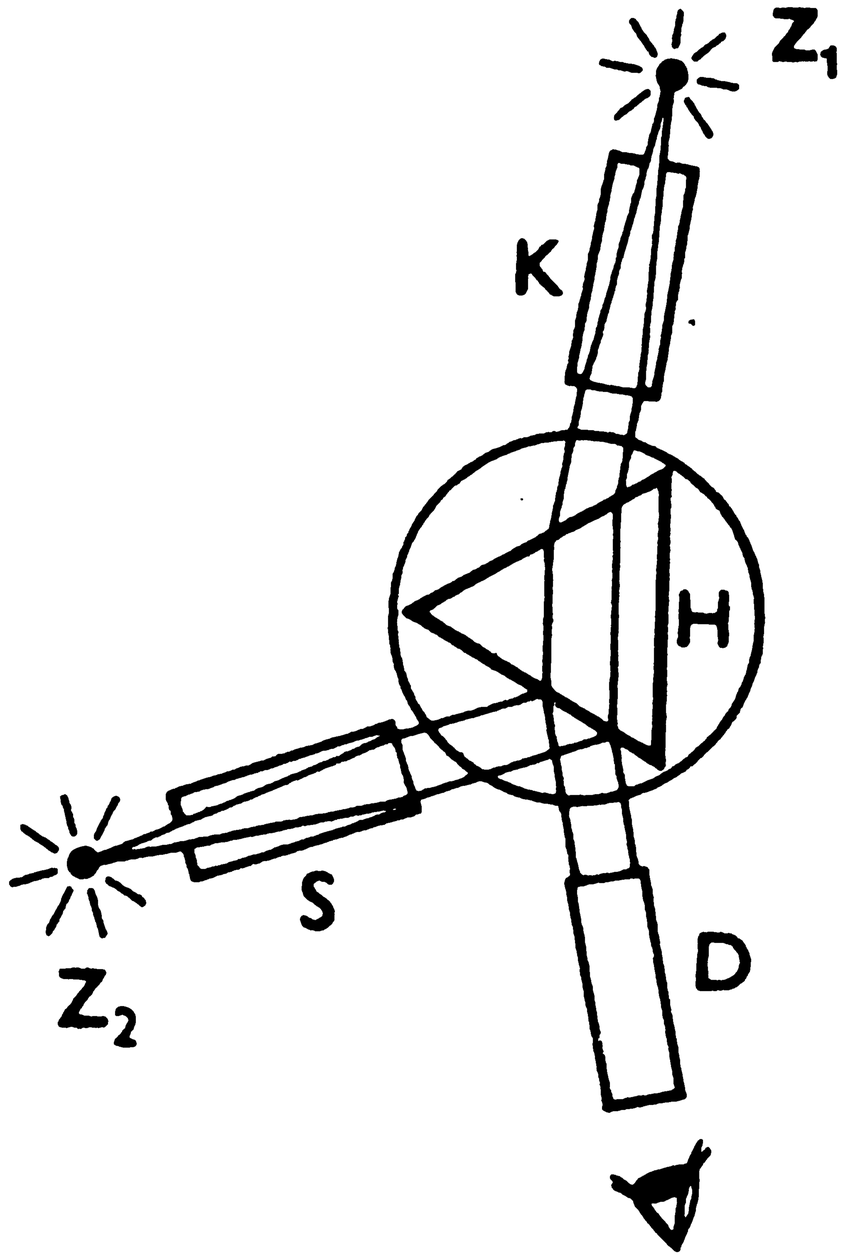
Pozorovanie a porovnávanie spektier rôznych látok

Pomôcky: spektroskop, sada výbojových trubíc plnených známymi plynmi, induktor so zdrojom napätia, zdroj svetla na osvetlenie stupnice spektroskopu, liehový kahan, platinový drôtik so skleným držiakom, soli niektorých známych kovov, destilovaná voda, kyselina chlórovodíková, spojovacie vodiče, milimetrový papier.

Princíp

Atómy zohriatych plynov vysielajú žiarenie obsahujúce iba isté vlnové dĺžky — hovoríme o čiarových emisných spektrách. Každý prvok vyžaruje spektrálne čiary, ktoré sú preň charakteristické. Prítomnosť týchto čiar v spektre svedčí o prítomnosti daného prvku. Spektrum

prvku pozorujeme spektroskopom (obr. C7-1). Svetlo vychádzajúce zo zdroja Z_1 (výbojka alebo soli v plameni kahana) prechádza kolimátorom K a láme sa na hranole H, ktorý je vnútri spektrografu. Toto spektrum pozorujeme ďalekohľadom D. Z druhého zdroja svetla Z_2 vychádza svetlo, ktoré sa na hranole neláme a používa sa na premietnutie stupnice S do zorného poľa pozorovaného ďalekohľadom. V ďalekohľade potom s pozorovaným spektrom vidíme aj stupnicu.



Obr. C7-1

Postup

1. Pripravíme spektroskop: zaostríme ďalekohľad, upravíme polohu hranola a zvolíme vhodnú štrbinu na pozorovanie. Osvetlíme stupnicu spektroskopu a umiestime ju tak, aby sa prekrývala so spektrálnymi čiarami.
2. Na milimetrový papier nakreslíme podobnú stupnicu, ako je stupnica, ktorú pozorujeme v spektroskope.
3. Pred štrbinu spektroskopu postavíme známe zdroje žiarenia: výbojové trubice so známym plynom alebo plameň kahana zafarbený istou soľou (pozri poznámku).
4. Pozorované spektrálne čiary nanášame na milimetrový papier na rovnakú časť stupnice, ako pozorujeme v spektroskope.

5. V tabuľkách nájdeme vlnové dĺžky zodpovedajúce jednotlivým spektrálnym čiaram.
6. Pred štrbinu spektroskopu postavíme neznáme zdroje žiarenia a zaznamenávame na milimetrový papier rozloženie jednotlivých čiar v spektre. Pritom dodržiavame dieliky stupnice z bodu 5.
7. Odhadneme vlnové dĺžky jednotlivých čiar v spektre neznámej látky a na základe predchádzajúcich výsledkov alebo tabuliek sa usilujeme určiť, aké prvky neznáma látka obsahuje. Pozorovanie uskutočníme aspoň pri dvoch neznámych látkach.

Poznámka

Pri pozorovaní spektier solí v plameni kahana treba postupovať veľmi opatrne a dodržiavať vysokú čistotu skúmanej látky; inak môže spektrum obsahovať spektrálne čiary od rozličných nečistôt.

Platinový drôtik na sklenom držiaku najprv očistíme viacnásobným ponorením do kyseliny chlórovodíkovej a do destilovanej vody a vypaľovaním v plameni kahana. Potom očko platinového drôtu navlhčíme destilovanou vodou, ponoríme ho do soli vo fľaši a drôtik držíme na okraji plameňa, kým sa neutvorí kvapôčka soli. Pri pozorovaní spektra držíme takto utvorenú kvapôčku na okraji dolného konca plameňa. Kahan postavíme tak, aby stred plameňa bol vo výške štrbiny a niekoľko cm pred ňou.

Ďalej je tabuľka niektorých spektrálnych čiar.

Prvok	$\frac{\lambda}{\text{nm}}$	Farba	Prvok	$\frac{\lambda}{\text{nm}}$	Farba
H	656,3	červená	Ag	579,1	žltá
	486,1	modrá		577,0	žltá
	434,0	fialová		546,1	zelená
	410,2	fialová		491,6	modrozelená
He	706,0	tmavočervená		435,8	modrá
	667,8	červená		404,7	fialová
	587,6	žltá	Na	589,6	žltá
	504,8	zelená		589,0	žltá
	601,6	zelená	K	769,9	tmavočervená
	492,2	modrozelená		766,5	tmavočervená
	471,3	modrá		404,7	fialová
	447,2	modrá	Li	670,8	červená
	439,0	fialová		610,4	oranžová

Nie všetky čiary sú rovnako intenzívne, preto niektoré z nich nemusíte pri pokuse zaregistrovať. Čiary, ktorých vlnové dĺžky sa len málo odlišujú, v spektroskopoch so slabšou rozlišovanou schopnosťou splývajú.

Cvičenie 8 (3. teoretické)

Vlnové a kvantové vlastnosti žiarenia a častíc

Príklad 1

Medenú guľôčku, dostatočne vzdialenú od iných telies, osvetlíme monochromatickým žiarením a vlnovou dĺžkou 200 nm. Na aký maximálny potenciál sa guľôčka nabije v dôsledku straty fotoelektrónov? Výstupná práca pre meď je 4,74 eV.

Riešenie

$\lambda = 200$ nm, $W = 4{,}74$ eV; $U = ?$

Energia fotónu dopadajúceho žiarenia je

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}63 \,.\, 10^{-34} \,.\, 3 \,.\, 10^{8}}{2 \,.\, 10^{-7}}\ \mathrm{J} = 9{,}95 \,.\, 10^{-19}\ \mathrm{J} = 6{,}22\ \mathrm{eV}$$

Keďže energia fotónu je väčšia ako výstupná práca pre meď, budú fotóny z medenej guľôčky vyrážať elektróny a guľôčka sa bude nabíjať na kladný potenciál. Ak je guľôčka nabitá na kladný potenciál U, musí elektrón na opustenie guľôčky vykonať prácu $eU + W$. Keď potenciál U dosiahne hodnotu, pre ktorú platí $eU + W = hf$, elektróny sa z guľôčky prestanú uvoľňovať. Platí

$$eU + W = hf$$

$$eU = hf - W = 6{,}22\ \mathrm{eV} - 4{,}74\ \mathrm{eV} = 1{,}48\ \mathrm{eV}$$

Guľôčka sa nabije na kladný potenciál $U = 1{,}48$ V.

Príklad 2

Citlivosť sietnice ľudského oka na žlté svetlo je $1{,}7 \,.\, 10^{-18}$ W. Koľko fotónov žltého svetla dopadne na sietnicu pri tejto hodnote?

Riešenie

$P = 1{,}7 \,.\, 10^{-18}\ \mathrm{W}; \quad N = ?$

Vlnová dĺžka žltého svetla je asi 550 nm. Energia fotónu s touto vlnovou dĺžkou je

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}63 \,.\, 10^{-34} \,.\, 3 \,.\, 10^{8}}{5{,}5 \,.\, 10^{-7}}\ \mathrm{J} = 3{,}62 \,.\, 10^{-19}\ \mathrm{J}$$

Počet fotónov dopadajúcich na sietnicu za 1 s bude

$$N = \frac{P}{E} = \frac{17 \,.\, 10^{-19}}{3{,}62 \,.\, 10^{-19}}\ \mathrm{s}^{-1} = 4{,}7\ \mathrm{s}^{-1}$$

Oko je teda citlivé na žlté svetlo už vtedy, keď na sietnicu dopadá za 1 s asi 5 fotónov.

Príklad 3

Vypočítajte tlak svetla dopadajúceho kolmo na plochu, ktorá dokonale odráža dopadajúce žiarenie. Plošná hustota žiarivého toku je $3\ \mathrm{W} \,.\, \mathrm{m}^{-2}$.

Riešenie

$I_e = 3\ \mathrm{W} \,.\, \mathrm{m}^{-2}; \qquad p = ?$

Veľkosť svetelného tlaku možno názorne odvodiť z fotónovej predstavy o svetle. Fotóny s frekvenciou f majú, ako vieme, energiu $E_f = hf$ a hybnosť $p_f = \frac{hf}{c}$. Po odraze od zrkadla sa zmení znamienko hybnosti fotónu. Pri odraze fotónu od dokonale odrážajúcej plochy odovzdáva každý fotón ploche hybnosť

$$\Delta p_f = \frac{hf}{c} - \left(-\frac{hf}{c} \right) = \frac{2hf}{c}$$

Nech na plochu ΔS dopadne za dobu Δt množstvo fotónov $N \Delta S \Delta t$. Hybnosť, ktorú fotóny odovzdávajú tejto ploche, bude

$$\Delta P_f = N \Delta S \Delta t \frac{2hf}{c}$$

Pri intenzite žiarenia I_e dopadne na jednotku plochy za 1 s

$$N = \frac{I_e}{hf}$$

fotónov.

Po dosadení do predchádzajúceho vzťahu za N bude

$$\Delta P_f = \frac{I_e}{hf} \frac{2hf}{c} \Delta S \Delta t$$

Pre veľkosť svetelného tlaku p potom platí

$$p = \frac{\Delta P_f}{\Delta S \Delta t} = \frac{2I_e}{c}$$

Po dosadení dostaneme

$$p = \frac{2 . 3 . \mathrm{W} . \mathrm{m}^{-2}}{3 . 10^8 \, \mathrm{m} . \mathrm{s}^{-1}} = 2 . 10^{-8} \, \mathrm{W} . \mathrm{m}^{-1} . \mathrm{m}^{-2} . \mathrm{s}$$

Keďže

$$W = \mathrm{N} . \mathrm{m} . \mathrm{s}^{-1}$$
$$p = 2 . 10^{-8} \, \mathrm{N} . \mathrm{m}^{-2} = 2 . 10^{-8} \, \mathrm{Pa}$$

Pri bežných intenzitách svetla je svetelný tlak veľmi malý. Napriek tomu ho pri veľmi presných experimentoch začiatkom nášho storočia odmeral ruský fyzik LEBEDEV. Pri našom odvodení vzťahu pre svetelný tlak sme vychádzali z fotónovej predstavy o žiarení. Vo vzťahu však nevystupuje Planckova konštanta h. Preto ho možno odvodiť aj bez použitia fotónovej predstavy o žiarení; bol odvodený v minulom storočí z rovníc klasickej elektrodynamiky.

Príklad 4

Keď sa pri Comptonovom jave rozptýli fotón na voľnom elektróne na uhol ϑ, je zmena vlnovej dĺžky žiarenia daná vzťahom

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\vartheta) \qquad (1)$$

kde m je pokojová hmotnosť elektrónu. Využite zákony zachovania

energie a hybnosti pre prípad, keď sa fotón rozptýli „dozadu“, t. j. $\vartheta = 180°$ a presvedčte sa, že v tomto špeciálnom prípade platí vzťah (1).

Riešenie

Energia elektrónu pred zrážkou je $m c^2$, energiu elektrónu po zrážke označíme E. Energia fotónu pred zrážkou je hf, po zrážke hf'. Zákon zachovania energie pre zrážku fotónu s elektrónom možno vyjadriť

$$hf + m c^2 = hf' + E \tag{2}$$

Predstavme si, že pred zrážkou sa fotón pohybuje v kladnom smere osi z. Jeho hybnosť bude $+\frac{hf}{c}$. Po zrážke sa fotón pohybuje v zápornom smere osi z a jeho hybnosť bude $-\frac{hf'}{c}$. Hybnosť elektrónu pred zrážkou je nulová, po zrážke ju označíme p. Vzhľadom na to, že elektrón sa pohybuje po zrážke tiež v smere osi z, nemusíme používať vektorové označenie a pre zákon zachovania hybnosti (v smere osi z) píšeme

$$\frac{hf}{c} = -\frac{hf'}{c} + p \tag{3}$$

Zo vzťahov (2) a (3) po úprave bude

$$E = h(f - f') + m c^2 \tag{4}$$

$$p c = h(f + f') \tag{5}$$

Tieto vyjadrenia dosadíme do vzťahu

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$$

známeho zo špeciálnej teórie relativity a dostaneme

$$[h(f - f') + m c^2]^2 + [h(f + f')]^2 + m^2 c^4$$

Úpravami dostaneme vzťah

$$4h^2 f f' = 2m c^2 h(f - f')$$

Využijeme ešte vzťahy $f = \frac{c}{\lambda}$, $f' = \frac{c}{\lambda'}$ a ďalšími úpravami nájdeme

$$\Delta\lambda \equiv \lambda' - \lambda = \frac{2h}{mc}$$

čo je špeciálny prípad vzťahu (1) pre $\vartheta = 180°$.

Úlohy

1. Röntgenka pracuje s napätím 20 kV, prúdom 10 mA a účinnosťou 0,2 %. Vypočítajte:
   a) krátkovlnnú hranicu spojitého spektra;
   b) výkon vyžiarený vo forme röntgenového žiarenia;
   c) teplo odovzdané antikatóde za sekundu.
   [$0{,}62 \cdot 10^{-10}$ m; 0,4 W; 200 J . s^{-1}]
2. Aký je pomer energií fotónov röntgenového žiarenia s vlnovou dĺžkou 10^{-10} m a fialového svetla s $\lambda' = 0{,}4$ μm? [$4 \cdot 10^3$]
3. Žiarovka s výkonom 100 W a účinnosťou 2 % visí v noci na strome uprostred lúky vo vzdialenosti 1 km. Odhadnite, koľko fotónov dopadne na sietnicu vášho oka za 1 s. [asi $5 \cdot 10^5$, ak je priemer zreničiek 1 mm]

Cvičenia 9 (4. teoretické)

Elektrónový obal atómu

Príklad 1

Koľko elektrónov s hlavným kvantovým číslom $n = 4$ bude v elektrónovom obale ťažkého prvku, napríklad uránu?

Riešenie

Pri $n = 4$ môže orbitalové kvantové číslo nadobúdať hodnoty $l = 0$, 1, 2, 3. Pre každé l môže m nadobudnúť $2l + 1$ hodnôt od $-l$ po $+l$. Pre $n = 4$ teda bude

$$(2 \cdot 0 + 1) + (2 \cdot 1 + 1) + (2 \cdot 2 + 1) + (2 \cdot 3 + 1) = 16$$

rôznych stavov (4 l, m). V každom takomto stave môžu byť podľa Pauliho princípu 2 elektróny. Preto v ťažkom atóme bude 32 elektrónov s $n = 4$.

Príklad 2

Vypočítajte tri najdlhšie vlnové dĺžky Balmerovej série. Táto séria zodpovedá prechodom z hladín s $n > 2$ na hladinu E_2 v atóme vodíka.

Riešenie

Vychádzame zo vzťahov $E_1 = -13{,}6\ \text{eV}$, $E_n = \frac{1}{n^2} E_1$.

Pri prechode $n \to 2$ rozdiel energií $E_n - E_2$ sa bude rovnať energii vyžiareného fotónu

$$E_n - E_2 = hf = h\frac{c}{\lambda}$$

$$\lambda = \frac{hc}{E_n - E_2} = \frac{hc}{\frac{1}{n^2}E_1 - \frac{1}{4}E_1} = \frac{hc}{-E_1}\frac{4n^2}{n^2 - 4}$$

Po dosadení: $3 \to 2$ $\quad \lambda = 658\ \text{nm}$

$4 \to 2$ $\quad \lambda = 487\ \text{nm}$

$5 \to 2$ $\quad \lambda = 435\ \text{nm}$

Príklad 3

Vysvetlite, prečo je uhlík niekedy dvojmocný, inokedy štvormocný.

Riešenie

Atóm uhlíka má 6 elektrónov a konfigurácia jeho základného stavu je

$$(1s)^2 (2s)^2 (2p)^2$$

V tejto konfigurácii je uhlík dvojmocný — na väzbe sa zúčastňujú dva elektróny v stave $2p$. Ak sa uhlík viaže z excitovaného stavu

$$(1s)^2 (2s)^1 (2p)^3$$

môžu sa na väzbe zúčastniť štyri elektróny v stavoch $2s$ a $2p$. Vtedy je uhlík štvormocný.

***Príklad 4**

Ako sa mení energia základného stavu elektrónu viazaného na úsečku s dĺžkou L, ak dĺžku úsečky zmeníme z L na $L + \Delta L$, kde $\Delta L \ll L$? Vysvetlite fyzikálny význam výsledku.

Riešenie

Energia základného stavu elektrónu viazaného na úsečku s dĺžkou L je

$$E_1(L) = \frac{h^2}{8m\,L^2} \tag{1}$$

Pre elektrón s dĺžkou $L + \Delta L$ bude

$$E_1(L + \Delta L) = \frac{h^2}{8m\,(L + \Delta L)^2} \tag{2}$$

Keď dĺžku úsečky zväčšíme, energia elektrónu v základnom stave sa zmenší. Inak povedané: keď sa zväčšuje oblasť obsadená elektrónovou stojatou vlnou, energia kvantového stavu sa zmenší. Pre rozdiel energií platí

$$E_1(L) - E_1(L + \Delta L) = \frac{h^2}{8m}\,\frac{(2L + \Delta L)\,L}{(L + \Delta L)^2\,L^2}$$

Ak vo výrazoch $(2L + \Delta L)$, $(L + \Delta L)$ zanedbáme ΔL vzhľadom na L, dostaneme

$$E_1(L) - E_1(L + \Delta L) = \frac{h^2}{4m\,L^3}\,\Delta L$$

Energia vlny sa môže zmenšiť iba na úkor práce konanej proti vonkajším silám obmedzujúcim pohyb elektrónu. Preto platí

$$E_1(L) - E_1(L + \Delta L) = F\,\Delta L$$

a z porovnania dvoch predchádzajúcich vzťahov vyplýva, že sila F, ktorou elektrónová vlna v základnom stave „roztláča" úsečku, je daná vzťahom

$$F = \frac{h^2}{4m\,L^3}$$

Cvičenie 10 (5. teoretické)

Fyzika atómového jadra

Príklad 1

a) Určte nuklidy, ktoré vzniknú premenou

$$X \rightarrow Y + \alpha \qquad (1)$$

z rádionuklidov ^{226}Ra ($T_1 = 1\,602$ rokov), ^{222}Rn ($T_2 = 3{,}82$ dní) a ^{214}Po ($T_3 = 1{,}64 \cdot 10^{-4}$ sekúnd). b) Porovnajte pokojovú hmotnosť nerozpadnutého jadra so súčtom pokojových hmotností produktov premeny vo všetkých troch prípadoch a vysvetlite fyzikálny zmysel výsledku. c) Určte energiu uvoľnenú pri každej premene.

Využite približnú rovnosť medzi hmotnosťou atómu a jadra. Hodnoty A_r pre jednotlivé nuklidy sú v tabuľke na konci cvičenia.

Riešenie

^{A}X, $m(^{A}X)$; $\quad {}^{A}_{Z}Y = ? \quad \Delta E = ?$

Napred riešme prvý z daných prípadov.

a) Vzhľadom na zákony zachovania počtu nukleónov a elektrického náboja môžeme rovnicu (1) rozpísať podrobnejšie takto:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He \qquad (2)$$

V prvom z daných prípadov s využitím periodickej tabuľky prvkov bude

$$^{226}_{88}Ra \rightarrow {}^{222}_{86}Rn + \alpha$$

b) Definujme prírastok pokojovej hmotnosti zúčastnených jadier

$$B = m(Y) + m(He) - m(X) \qquad (3)$$

Využitím hodnôt A_r z tabuľky dostaneme

$$B \approx m(^{222}Rn) + m(^{4}He) - m(^{226}Ra) =$$
$$= [A_r(^{222}Rn) + A_r(^{4}He) - A_r(^{226}Ra)]\, m_u =$$
$$= [222{,}017\,6 + 4{,}002\,6 - 226{,}225\,4]\, m_u = -0{,}005\,2\, m_u$$

Počet elektrónov v jadrách na ľavej a pravej strane vzťahu (2) je

rovnaký, preto hmotnosť elektrónov pri výpočte prírastku pokojovej hmotnosti v (3) netreba brať do úvahy.

Prírastok pokojovej hmotnosti je vždy záporný. Súčet pokojových hmotností produktov jadrovej premeny je vždy menší ako hmotnosť pôvodného jadra. Zákon zachovania relativistickej hmotnosti však bude splnený. Produkty premeny sa totiž pohybujú tak rýchlo, že súčet ich relativistických hmotností sa bude rovnať pokojovej hmotnosti pôvodného jadra. Premena α je „energeticky výhodná", preto prebieha spontánne.

c) Energia uvoľnená vo forme kinetickej energie produktov premeny bude

$$\Delta E = -B c^2$$

Keďže platí $m_u c^2 = 931{,}50$ MeV, dostávame

$$\Delta E = 4{,}8 \text{ MeV}$$

Pri ďalších dvoch premenách postupujeme rovnako a dostaneme výsledky

$$^{222}_{86}\text{Rn} \rightarrow {}^{218}_{84}\text{Po} + \alpha, \qquad \Delta E = 5{,}6 \text{ MeV}$$

$$^{214}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^{210}_{82}\text{Pb} + \alpha, \qquad \Delta E = 7{,}8 \text{ MeV}$$

Poznámka

Hodnoty polčasov T sme pri výpočte nepotrebovali. Ich výrazná nepriama závislosť od energie uvoľnenej pri premene je zákonitá. Čím viac energie sa pri premene α uvoľňuje, tým je polčas premeny kratší.

Príklad 2

Aké množstvo uránu ^{235}U sa spotrebuje za deň v jadrovej elektrárni s výkonom 440 MW? Účinnosť elektrárne je asi 30 %.

Riešenie

Za 1 deň elektráreň vyrobí energiu

$$E' = P t = 440 \,.\, 10^6 \,.\, 24 \,.\, 3\,600 \text{ J} = 3{,}8 \,.\, 10^{13} \text{ J}$$

Vzhľadom na to, že účinnosť je 30 %, musí sa v reaktore uvoľniť

energia

$$E = \frac{E'}{0{,}3} = 12{,}7 \,.\, 10^{13} \text{ J}$$

Pri štiepení jedného jadra ^{235}U sa uvoľňuje energia asi 200 MeV, hmotnosť jadra je asi $235 \,.\, 1{,}66 \,.\, 10^{-27}$ kg. Preto hmotnosť spotrebovaného uránu bude

$$M = \frac{2{,}7 \,.\, 10^{13} \text{ J}}{200 \text{ MeV}} \,.\, 235 \,.\, 1{,}66 \,.\, 10^{-27} \text{ kg}$$

Pretože 1 MeV $\doteq 1{,}6 \,.\, 10^{-13}$ J, dostaneme $M \doteq 1{,}55$ kg.

Denná spotreba uránu v jadrovej elektrárni s výkonom 440 MW je teda asi 1,55 kg.

Úlohy

1. Podobne ako v príklade 1 porovnajte pokojové hmotnosti častíc pred Rutherfordovou reakciou $^{4}He + {}^{14}N \rightarrow {}^{17}O + {}^{1}H$ a po nej. Určte príslušnú energiu. (Použite hodnoty A_r podľa tabuľky na konci cvičenia.) [$\Delta m = 0{,}001\,3\ m_u$; aby reakcia prebehla, treba dodať energiu asi 1,2 MeV]
2. Častica α, ktorá vznikla premenou RN ^{226}Ra, má rýchlosť asi $1{,}5 \,.\, 10^{7}$ m . s^{-1}. Vypočítajte jej kinetickú energiu (nerelativisticky) a relativistický prírastok jej hmotnosti. Porovnajte s hodnotami z príkladu 1. [$E_k \doteq 4{,}8$ MeV, $m - m_0 \doteq 0{,}005\ m_u$. *Poznámka*: Vzhľadom na zákon zachovania hybnosti získa ľahšia častica α oveľa väčšiu rýchlosť ako jadro Rn, na ktoré preto pripadne asi iba 2 % energie uvoľnenej pri premene.]
3. V 1 g čistého nuklidu ^{226}Ra prebieha $3{,}66 \,.\, 10^{10}$ premien za 1 s. Využitím výsledkov z príkladu 1 určte energiu uvoľnenú v 1 g rádia premenou rádia na radón za 1 s. [$1{,}78 \,.\, 10^{17}$ eV $= 2{,}86 \,.\, 10^{-2}$ J. *Poznámka:* Ďalšia veľmi veľká energia sa uvoľní premenami postupne vznikajúcich nuklidov, z ktorých však plynný Rn ľahko uniká do ovzdušia.]
4. Z rádioizotopov jódu, ktoré sa používajú v lekárstve, má ^{131}I polčas 8,05 d, izotop ^{132}I iba 2,26 h. Koľko % pôvodného počtu nerozpadnutých jadier zostane vo vzorkách, ktoré obsahovali jeden alebo

druhý nuklid, po uplynutí času: a) 8,05 d; b) 2,26 h; c) 22,6 h? [a) 50 %, $1{,}9 \cdot 10^{-24}$ %; b) 99,2 %, 50 %; c) 92,2 %, 0,1 %]

5. V 1 g čistého rádionuklidu ^{132}I sa uskutoční za 1 s asi $4 \cdot 10^{17}$ premien β^-. Aké množstvo tohto nuklidu možno ešte dokázať pomocou detektora schopného zaregistrovať prelet jedného elektrónu za 1 s? [$2{,}5 \cdot 10^{-18}$ g]

6. Aká teplota zodpovedá podľa vzťahu $E_k = \frac{3}{2} k T$ energii častice a) 0,03 eV; b) 1 MeV? (Boltzmannova konštanta $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J . K^{-1}.) [a) 230 K; b) $7{,}7 \cdot 10^9$ K. *Poznámka:* Uvážte, aký vplyv môže mať tepelný pohyb častíc na jadrové deje pri izbovej teplote a pri termojadrovej reakcii vnútri hviezd.]

Hodnoty A_r niektorých nuklidov

^{1}H	1,007 83	^{210}Pb	209,984 2
^{4}He	4,002 60	^{214}Po	213,995 2
^{14}N	14,003 07	^{218}Po	218,009 0
^{17}O	16,999 13	^{222}Rn	222,017 6
		^{226}Ra	226,025 4

7. Polčas premeny rádionuklidu ^{14}C je 5 730 r. V dreve z archeologickej vykopávky bola zistená koncentrácia ^{14}C, ktorá sa rovná 75 % koncentrácie ^{14}C v práve zoťatých stromoch. Aký je vek vykopávky? $\left[t = T \frac{\ln 0{,}75}{\ln 0{,}5} \doteq 2{,}4 \cdot 10^3 \text{ r} \right]$

Odporúčaná literatúra

Bartuška, K.: Deset kapitol ze speciální teorie relativity. Praha, SPN 1987.
Pišút, J.—Zajac, R.: O atómoch a kvantovaní. Bratislava, Alfa 1983.
Šolc, M.—Švestka, J.—Vanýsek, V.: Fyzika hviezd a vesmíru. Bratislava, SPN 1985.
Vanýsek, V.: Základy astronomie a astrofyziky. Praha, Akadémia 1980.
Balek, V.: Prečo svietia hviezdy? Bratislava, Alfa, 1986.
Weinberg, S.: „První tři minuty". Praha, Mladá fronta 1973.

REGISTER

A

absorbcia žiarenia 152
akomodácia oka 39
aktivita žiariča 205
amplitúda stojatej vlny 165
anihilácia 215
antičastica 214

B

BALMER, J. 86
BASOV, N. G. 152
BECQUEREL, H. 180, 181, 201
becquerel 205
BETHE, H. 240, 242
biely trpaslík 237, 244, 250, 256
bod blízky 39
— ďaleký 39
BOHR, N. 146,194
BORN, M. 159
BROGLIE, L. de 155

C

CHADWICK, J. 180
COMPTON, A. 136
CURIE, P. 180
CURIEOVÁ, I. 180
CURIEOVÁ-SKŁODOWSKÁ, M. 180
cyklus CNO (Betheho) 242
— (reťazec) protón-protónový 240

Č

červení nadobri 237, 244
červený obor 248, 249
čierna diera 251, 256
číslo kvantové hlavné 169
— — magnetické 169
— — orbitalové 169
— — spinové 172
— neutrónové 183
— nukleónové 183

D

ďalekohľad 46
— Galileiho 48
— hranolový 47
— Keplerov 46
— Newtonov 48
— rádiový 224
— zrkadlový 48
datovanie rádiouhlíkom 211
DAVISSON, C. 156
detekcia častíc 180
diagram stavový hviezd 242
difrakcia 63
dilatácia času 116
dioptria 35
DIRAC, P. 214
disperzia svetla 53
disperzná krivka 57
dozimetria 213
dvojlom 75

E

EDDINGTON, A. 239
EINSTEIN, A. 109, 110, 152, 193, 262
Einsteinova teória fotoelektrického javu 134
emisia spontánna 152

emisia stimulovaná 152
energia atómu vodíka 169
— telesa pokojová 124
— väzbová jadra 187, 188
— — — na jeden nukleón 188
experiment Davissonov-Germerov 156

F
FERMI, E. 180, 191
filter polarizačný 76
FIZEAU, A. 13, 14
fotón 134
FRANCK, J. 150
frekvencia hraničná 131

G
Galaxia 257, 259
Geigerov-Müllerov počítač 181
GERMER, L. 156

H
HAHN, O. 180, 192
HEISENBERG, W. 149, 162
héliové jadro hviezdy 248
HELMHOLTZ, A. 239
HERSCHELL, W. 82
HERTZ, G. 150
HERTZ, H. 81
HEWISH, A. 250
hmotnosť Galaxie 259
— relativistická 120
— relatívna atómová 185
— Slnka 236
hmotnostný úbytok 187, 188
hranol optický 55
hrúbka disku Galaxie 259
HUBBLE, E. 261
hustota pravdepodobnosti 159
hviezda neutrónová 145
hviezdokopa 247
hybnosť relativistická 121
hypotéza Kantova-Laplaceova 255

CH
chemická väzba 176
— — iónová 176
— — kovalentná 176
chemické zloženie hviezd 237
chyba šošovky, farebná 38

I
index lomu 15, 16
intenzita vyžarovania 88
izotop 184

J
jadrová elektráreň 197
jadrové sily 189, 191
jadrový reaktor 195, 197
JANSKY, K. G. 223
jav Comptonov 136
— Dopplerov 234
— fotoelektrický 130
jednotka astronomická 225
JOLIOT CURIE, F. 180

K
kandela 90
KANT, I. 255
kmitňa 165
komora bublinová 182
— hmlová 182
konfigurácia elektrónová 175
konštanta Avogadrova 141
— atómová hmotnostná 141
— Hubblova 263
— premenová (rozpadová) 205
— Stefanova-Boltzmannova 232
kontrakcia dĺžok 119
konvencia znamienková 28, 34
konvenčná zraková vzdialenosť 40
kopy galaxií 259
kvantové čísla 169
kvark 216

L
LAPLACE, P. 255

laser 151
LAUE, M. von 98
lom svetla 15
lúč mimoriadny 75
— paraxiálny 25
— riadny 75
— svetelný 12
lumen 89
lupa 42
lux 91

M
magnitúda hviezdna 232
— — absolútna 232
MAIMAN, T. H. 152
materializmus mechanistický 271
MAXWELL, J. C. 81, 107
mezón 214
mikroskop 43
— elektrónový 45
MILLIKAN, R. 135
mol 141
MURGAŠ, J. 276

N
nadkopy galaxií 259
neutrón 180, 182, 183
neutrónova hviezda 250
neutróny pomalé 192
— účinné 195
NEWTON, I. 55
nukleón 183
nuklid 184
— rádioaktívny 203

O
objektív 43
obraz neskutočný 22
— skutočný 22
odraz svetla 15
— — úplný 18
ohnisko šošovky 25
— zrkadla 25
ohyb vlnenia 63
ochrana životného prostredia 213
oko 39
— ďalekozraké 40
— krátkozraké 40
okulár 43
optická mohutnosť 35
— mriežka 67
optické prostredie 12
— zobrazovanie 21
opticky aktívna látka 77
orbital atómový 170
— molekulový 177
osvetlenie 90

P
paralaxa 226
parsek 226
PAULI, W. 173, 201
PENZIAS, A. 261, 265
PLANCK, M. 95, 130, 136
plazma v hviezde 240
pokus Franckov-Hertzov 150, 162
polarimeter 77
polaroid 76
polarizácia rotačná 77
— svetla 73
polčas jadrovej premeny 205
polomer Schwarzschildov 253
— Slnka 236
pozitrón 214
práca výstupná 134
priemer disku Galaxie 259
priestor obrazový 33
— paraxiálny 25
— predmetový 25
princíp Huygensov 12
— konštantnej rýchlosti svetla 109
— kozmologický 260
— nezávislosti chodu lúčov 13
— Pauliho 172
— relativity 109
— — mechanický 105
protón 183, 186
pulzar 250, 256

R
rád interferenčného maxima 60
— — minima 60
rádioaktivita prirodzená 201, 202
— umelá 201, 202
rádionuklidy 203
— značkované 210
refraktometer 19
relatívnosť súčasnosti 110
RÖNTGEN, W. C. 96
röntgenka 97
rok svetelný 227
rovina ohnisková 27, 33
rovnica zobrazovacia 28, 36
rozlišovacia medza mikroskopu 65
rozmer atómu 142
rozpínanie vesmíru 262
RYDBERG, I. R. 86
rýchlosť svetla 13, 14
RYLE, M. 250
RUTHERFORD, E. 143

S
schopnosť rozlišovacia 45
SCHRÖDINGER, E. 162
sklá Newtonove 61
Slnko 236
SNELL, W. 17
spektrograf 83
spektrometer hmotnostný 185
spektroskop 83
spektrum 55
— absorbčné 86
— čiarové 85
— emisné 84
— mriežkové 69
stav stacionárny 164
steradián 88
STRASSMANN, F. 180, 192
supernova 250
sústava centrovaná 38
— inerciálna 104
— optická 21
— planetárna 253
— slnečná 225
svetlovod 19
svietivosť 89
synchronizácia hodín 113
syntéza termonukleárna 191

Š
škvrna žltá 41
šošovka rozptylná 31
— spojná 31

T
teplota hviezdy povrchová 231
— Slnka povrchová 236
THOMSON, J. J. 143
THOMSON, W. 239
tok svetelný 89
Tokamak 191
TOWNES, C. H. 152
transformácia Galileiho 105
triedy hviezd spektrálne 237

U
uhol Brewsterov 74
— medzný 18
— zorný 41
uzol 165

V
väzbová energia jadra 187, 188
— — — na jeden nukleón 188
veľký výbuch (Big Bang) 267
vlna stojatá 163
vlnoplocha 12
vlnová dĺžka medzná 135
— — de Broglieho 155
— funkcia elektrónu 159
vzdialenosť obrazová 28, 36
— ohnisková 27, 33, 34
— predmetová 27, 36
vzťah Hubblov 263

W
WEIZSÄCKER, C. von 240
WIEN, W. 95
WILSON, R. 261, 265

Y
YOUNG, T. 58
YUKAWA, H. 214

Z
zákon Snellov 17
— Stefanov-Boltzmannov 95
— Wienov posunovací 95
zákony zachovania v jadrových reakciách 198
zmršťovanie (kolaps) hviezdy 249, 256
zrkadlo duté 25
— parabolické 29
— rovinné 23
— vypuklé 25
zväčšenie 29, 37
— uhlové 42

Ž
žiarenie alfa 202
— beta 202
— čierneho telesa 92
— gama 202
— jadrové 202
— infračervené 82
— reliktové 261, 269
— röntgenové 96, 99
— svetelné 11
— tepelné 92
— ultrafialové 82
— viditeľné 11
žiarivosť 88
žiarivý tok 87
— výkon hviezdy 232
— — Slnka 236

JÁN PIŠÚT, VÁCLAV FREI, JOSEF FUKA,
DOBROSLAV LEHOTSKÝ,
JAROMÍR ŠIROKÝ, EVA TOMANOVÁ,
VLADIMÍR VANÝSEK

FYZIKA PRE 4. ROČNÍK GYMNÁZIÍ

Zodpovedná redaktorka Mgr. Ester Dodeková
Technická redaktorka Ivana Bronišová
Polep a vstupné strany navrhol Otto Kovarík

Vydalo Slovenské pedagogické nakladateľstvo,
Sasinkova 5, 815 60 Bratislava

Vytlačila Kníhtlačiareň Svornosť, spol. s r. o.,
Bratislava

ISBN 80-08-02101-2

NAJDÔLEŽITEJŠIE FYZIKÁLNE KONŠTANTY

Rýchlosť svetla vo vákuu	$c = 2{,}998 \,.\, 10^{8}\ \mathrm{m\,.\,s^{-1}}$
Gravitačná konštanta	$\varkappa = 6{,}67 \,.\, 10^{-11}\ \mathrm{m^{3}\,.\,kg^{-1}\,.\,s^{-2}}$
Planckova konštanta	$h = 6{,}625 \,.\, 10^{-34}\ \mathrm{J\,.\,s}$
Permeabilita vákua	$\mu_0 = 4\pi \,.\, 10^{-7}\ \mathrm{H\,.\,m^{-1}} \approx$ $\approx 12{,}56 \,.\, 10^{-7}\ \mathrm{H\,.\,m^{-1}}$
Permitivita vákua	$\varepsilon_0 = 8{,}854 \,.\, 10^{-12}\ \mathrm{F\,.\,m^{-1}}$
Avogadrova konštanta	$N_A = 6{,}023 \,.\, 10^{26}\ \mathrm{kmol^{-1}}$
Faradayov náboj	$F = 9{,}650 \,.\, 10^{7}\ \mathrm{C\,.\,kmol^{-1}}$
Elementárny náboj	$e = 1{,}602 \,.\, 10^{-19}\ \mathrm{C}$
Elektrónvolt	$\mathrm{eV} = 1{,}602 \,.\, 10^{-19}\ \mathrm{J}$
Atómová hmotnostná konštanta	$u = 1{,}660 \,.\, 10^{-27}\ \mathrm{kg}$
Pokojová hmotnosť protónu	$m_p = 1{,}673 \,.\, 10^{-27}\ \mathrm{kg}$
Relatívna atómová hmotnosť protónu	1,007 276
Pokojová hmotnosť neutrónu	$m_n = 1{,}675 \,.\, 10^{-27}\ \mathrm{kg}$
Relatívna atómová hmotnosť neutrónu	1,008 665
Pokojová hmotnosť elektrónu	$m_e = 9{,}109 \,.\, 10^{-31}\ \mathrm{kg}$
Relatívna atómová hmotnosť elektrónu	$5{,}495\ 9 \,.\, 10^{-4}$
Energia ekvivalentná atómovej hmotnostnej jednotke	$1{,}492 \,.\, 10^{-10}\ \mathrm{J} = 931{,}1\ \mathrm{MeV}$
Energia ekvivalentná pokojovej hmotnosti elektrónu	$8{,}186 \,.\, 10^{-14}\ \mathrm{J} = 0{,}511\ \mathrm{MeV}$
Polomer Slnka	$R_\odot = 6{,}96 \,.\, 10^{8}\ \mathrm{m}$
Hmotnosť Slnka	$M_\odot = 1{,}99 \,.\, 10^{30}\ \mathrm{kg}$
Povrchová teplota Slnka	$T_\odot = 5\ 770\ \mathrm{K}$
Žiarivý výkon Slnka	$L_\odot = 3{,}83 \,.\, 10^{26}\ \mathrm{W}$
Polomer Zeme	$R_Z = 6{,}36 \,.\, 10^{6}\ \mathrm{m}$
Hmotnosť Zeme	$M_Z = 5{,}98 \,.\, 10^{24}\ \mathrm{kg}$
Vzdialenosť Zem—Mesiac	$3{,}80 \,.\, 10^{5}\ \mathrm{km}$
Vzdialenosť Zem—Slnko	$1\ \mathrm{AU} \doteq 150 \,.\, 10^{6}\ \mathrm{km}$
Svetelný rok	$9{,}46 \,.\, 10^{12}\ \mathrm{km}$
Parsek	$1\ \mathrm{pc} = 3{,}09 \,.\, 10^{13}\ \mathrm{km}$
Priemer disku Galaxie	$\doteq 30\ \mathrm{kpc}$
Počet hviezd v Galaxii	$\doteq 10^{11}$
Vzdialenosť ku galaxii M 31 v súhvezdí Andromédy	$\doteq 700\ \mathrm{kpc}$