

PERNEGR - PETRŽÍLKA - TOMÁŠKOVÁ

*KOSMICKÉ*

*ZÁŘENÍ*

NAKLADATELSTVÍ ČESKOSLOVENSKÉ AKADEMIE VĚD

Pernecký J., Petržílka V., Tomášková L.:

Kosmické záření

Naklad. ČSAV  
Praha 1953

ČESKOSLOVENSKÁ AKADEMIE VĚD

*Sekce matematicko - fyzikální*

KOSMICKÉ ZÁŘENÍ

ČESKOSLOVENSKÁ AKADEMIE VĚD  
Vědecký redaktor doc. dr VÁCLAV VOTRUBA  
Recenzoval Ing. ČESTMÍR ŠIMÁNĚ

29. 7. 60

J. Perngr

DR JAROSLAV PERNEGR - PROF. DR VÁCLAV PETRŽÍLKA

DR LENKA TOMÁŠKOVÁ

# KOSMICKÉ ZÁŘENÍ

---

NAKLADATELSTVÍ ČESKOSLOVENSKÉ AKADEMIE VĚD

PRAHA 1953

## PŘEDMLUVA

Letošního roku tomu bude 40 let od doby, kdy pokusy v oboru kosmického záření dospěly do takového stadia, v němž bylo možno pokládat existenci tohoto záření za prokázanou. Přes to není možno říci, že by objev kosmického záření byl v tehdejší době všemi odborníky pracujícími v tomto oboru uznáván, jak o tom svědčí řada publikací diskutujících až do roku 1926 tuto otázku. Tehdy pracoval u nás v kosmickém záření jedině doc. Dr. Fr. Běhounek.

Od této doby jsou však již všechny práce zaměřeny k tomu, aby sledovaly vlastnosti tohoto nového záření. Tím nastal příznivý rozvoj studia kosmického záření, který byl ještě stupňován tím, že bylo vedle ionizačních komůrek použito i mlžné komory, počítačů a fotografických desek se speciálními emulsemi. Kosmické záření se tak stalo oborem fyziky, jehož výzkumu je dnes věnována ve všech zemích velká pozornost. Příčina tohoto intenzivního studia je hlavně v tom, že v kosmickém záření byly jednak objeveny dosud neznámé částice, jednak pozorovány částice s takovými energiemi, na které je dosud v laboratořích nedovedeme urychlit.

Vzhledem k této možnosti začala se i naše skupina zabývat studiem kosmického záření. U nás máme k tomu příznivé podmínky ve Vysokých Tatrách zvláště na vrcholu Lomnického štítu. Proto druhý z autorů začal v r. 1938 studovat kosmické záření užitím fotografických desek se speciální emulsi, které byly exponovány kosmickým zářením v astronomické observatoři na Skalnatém Plese. Tyto pokusy byly přerušeny v r. 1939, avšak ihned po skončení války v r. 1946, jakmile bylo možno získat fotografické desky se speciálními emulsemi, byly obnoveny. V technice použití speciálních emulsi fotografických desek ke studiu kosmického záření se pak zapracovali zvláště Ján Kadlecík, a první a třetí z autorů. Vedle toho se začíná vyvíjet práce druhé skupiny, používající ke studiu kosmického záření Geiger-Müllerových počítačů. K tomuto účelu konstruoval první aparaturu Jiří Skřivánek a provedl s ní předběžné pokusy společně s RNDr. Jurajem Dubinským, který hodlá v léto práci pokračovat. Studiem variací intenzity kosmického záření se začal zabývat RNDr. Pavel Chaloupka. Přípravil pro výzkum kosmického záření mlžnou komoru si vzal za úkol Sergěj Usačev.

Poněvadž také u nás se začíná slibně rozvíjet výzkumná práce v oboru kosmického záření, domníval se podepsaný, že je účelné vydat i v českém jazyku knížku, která by zachycovala nynější stav vědeckých poznatků o kosmickém záření, a která by ukázala, jakým směrem se bere studium vlastností tohoto záření. Jsou v ní na příslušných místech i zmínky o pracech našich fyziků. Tak vznikl rukopis této knížky.

Kapitolu 1., 2., 3. a 8. napsal druhý z autorů, kapitolu 4. a 5. první z autorů a kapitolu 6. a 7. třetí z autorů.

K zlepšení tohoto rukopisu přispěli svými připomínkami jednak doc. Dr. Vostruba, jednak Ing. Č. Šimáně, začež jim upřímně děkujeme. Obrázky pro tuto knížku na-

*kreslili K. Drábek a B. Kepr, asistenti Ústavu deskriptivní geometrie ČVUT, reprodukce fotografií provedl Vl. Fiedler a J. Kartaš. Uvedeným spolupracovníkům jakož i všem, kteří přispěli k vydání této knížky, rovněž srdečně děkujeme.*

*V Praze dne 20. února 1953.*

V. Petržilka

## 1. HISTORICKÝ ÚVOD

Na naši Zemi dopadá trvale a se všech stran neviditelné a vysoce pronikavé záření, mající svůj původ ve vesmíru. Proto je nazýváno kosmickým zářením.\*) Není to záření jednoduché, nýbrž skládá se z několika složek jak korpuskulárního tak elektromagnetického charakteru. Původ KZ není dosud úplně jasný. Vzniká pravděpodobně tím, že Slunce a jiné hvězdy vysílají elektricky nabitě částice, které jsou ve vesmíru urychlovány proměnnými magnetickými poli hvězd a šíří se všemi směry. Jejich část dopadající na atmosféru naší Země tvoří t. zv. *primární složku KZ*.

Působením primární složky KZ na jádra a elektronové obaly atomů vzduchu v atmosféře Země vzniká řada fyzikálních pochodů, kterými se vytváří t. zv. *sekundární složka KZ*. Důsledkem těchto pochodů jsou mnohostranné vlastnosti KZ, s nimiž se setkáváme při jeho studiu. Sekundární složka se obvykle rozděluje na složku *měkkou* a *tvrdou*.

Podle dnešních názorů se skládá primární složka KZ, přicházející z vesmíru až k atmosféře naší Země, nejpravděpodobněji z velmi rychlých protonů čili jader vodíkových atomů a částic  $\alpha$  čili jader heliových atomů. Byla však nalezena v primární složce i jádra těžších prvků. Experimentální výsledky, které byly v poslední době získány výzkumem primární složky KZ, uvádějí v pochybnost starší domněnku, že část primární složky je tvořena elektrony, které přilétají na naši Zemi se Slunce, zvláště v období tvoření slunečních skvrn a vzniku severní záře.

Sekundární složka, která je vytvářena primárním zářením v atmosféře obklopující Zemi, obsahuje fotony a všechny elementární částice (viz odst. 5,1) tak, jak vznikají v základních atomových pochodech, vyvolaných primární složkou a jak jsou pak dále vytvářeny složkou sekundární. Elektrony vzniklé v sekundární složce bývají nazývány její *měkkou* složkou, kdežto pronikavé mesony bývají zahrnovány do její *tvrdé* složky.

Na existenci pronikavého mimozemského záření ukazovala dlouhou dobu řada zjevů. Již Coulomb v r. 1785 si povšiml toho, že nabitý elektroskop se vybíjí, i když jeho vybíjení nemůžeme vysvětlit pouze odváděním náboje následkem nedokonalé izolace.

Samovolným vybíjením nabitých předmětů se zabývali v letech 1900 až 1901 podrobněji jednak C. T. R. Wilson, jednak H. Geitel a dospěli k názoru, že vybíjení nabitých předmětů je způsobeno vedle nedokonalé izolace také vodivostí vzduchu, která vzniká jeho ionisační působenou jednak zářením radioaktivních látek obsažených v kůře zemské, jednak účinkem radioaktivních plynů a radioaktivních látek usazených na prachových těliscích ve vzduchu.

\*) V dalším bude kosmické záření zkráceně označováno KZ.



Ale již r. 1902 ukázal E. Rutherford, že vybíjení nastávalo i u elektroskopů úplně uzavřených v silném pancéřovém obalu a vyslovil domněnku o existenci „pronikavého záření“, které způsobuje tyto zjevy.

Th. Wulf naměřil v r. 1909 na Eiffelově věži (300 m) skutečně pokles ionisace vzhledem k povrchu zemskému. Jeho měření ukázalo však pokles pouze o 36%, ačkoliv se dal očekávat pokles o 90%, kdyby byla pravdivá domněnka, že ionisace je způsobena radioaktivitou kůry zemské a vzduchu.

O rok později zjistil A. Gockel při svém výstupu balonem do výše 4500 m nepatrný úbytek ionisace. Jeho aparatura byla ještě nedokonalá. Korigujeme-li však výsledky i této nedokonalé aparatury, dostaneme slabé zvýšení ionisace s rostoucí vzdáleností od naší Země.

Otázku závislosti ionisace atmosféry na vzdálenosti od Země pak prostudoval Hess v letech 1911 až 1913 a v několika výstupech balony ukázal, že po přechodném snížení ionisace nastává již ve výši 800 m nad Zemí vzrůst ionisace. Mezi 1400 až 2500 m nad Zemí byla naměřena táž ionisace jako na povrchu zemském, ve výši 4000 m byla již šestkrát a ve výši 5000 m dokonce devětkrát větší než na povrchu zemském.

Tím bylo prokázáno ve vyšších vrstvách vzduchu nad Zemí tak silné zvýšení ionisace, že Hess byl veden k dvojí domněnce, a to že „... buď existuje, převážně ve vyšších vrstvách atmosféry, dosud neznámá radioaktivní látka, nebo existuje mimozemský zdroj pronikavého záření“.

W. Kolhörster, který v letech 1913 a 1914 opakoval Hessovy pokusy při pěti výstupech balony až do výše 9300 m, zjistil v této výšce padesátinásobné zvýšení ionisace vzhledem k povrchu zemskému.

Měření absorpce tohoto záření ukázalo jeho malý absorpční koeficient čili jeho mimořádně vysokou pronikavost. Kolhörster stanovil ze svých měření pro KZ absorpční koeficient vzduchu zhruba  $1.10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ , což je hodnota menší než pro záření  $\gamma$  radioaktivních látek.

*Můžeme tedy již v roce 1913 existenci KZ pokládat za prokázanu*, i když se v tomto směru ještě názory lišily a i když teprve pozdější řady pokusů, provedené jinými metodami, podaly — možno říci — přímé důkazy.

První světová válka pokusy s kosmickým zářením silně zabrzдила, ba dokonce úplně zastavila. Rovněž pokusy, prováděné těsně po první světové válce a směřující k zjištění pronikavosti kosmického záření (charakterisované měřením jeho absorpčního koeficientu) vedly k výsledkům, jejichž interpretace znamenala popření existence kosmického záření. Jak Hoffmann, tak Běhounek zjistili při svých absorpčních měřeních, že intenzita kosmického záření se pod 10 cm olova prakticky nemění, zvyšujeme-li dále tloušťku olova. Další měření Hoffmannova však dospěla k téměř absorpčnímu koeficientu, který naměřil Kolhörster již před první světovou válkou. Na druhé straně v letech 1921 až 1922 jednak Millikan a Bowen, jednak Otis při svých výškových pokusech naměřili intenzity kosmického záření, které činily pouze asi 25% hodnot, získaných před první světovou válkou Hessem

a Kolhörsterem. Třebaže výsledky získané jejich aparaturou byly zatíženy značnými chybami způsobenými během klesání aparatury změnami teploty v atmosféře, došel Millikan na základě těchto pokusů k popření existence kosmického záření. Znamenaly tedy pokusy ve výzkumu kosmického záření z období let 1918 až 1925 velký krok zpět.

Teprve v r. 1925 došel Millikan k jiným výsledkům potvrzujícím měření Hessova a Kolhörsterova a společně s Cameronem naměřil prakticky též absorpční koeficient jako Kolhörster. Od r. 1925 se stal i Millikan jedním z předních badatelů v kosmickém záření. Vzhledem k tomu je rok 1925 někdy mylně pokládán za rok objevu kosmického záření.

Pronikavost KZ pak byla prokázána řadou dalších pokusů jednak ve vodě, kde byl studován pokles intenzity KZ v závislosti na hloubce vody (L. Myssovskij a L. Tuvim, E. Regener), jednak ve stassfurtských dolech, kde mohl Kolhörster sledovat KZ až do hloubky ekvivalentní 1000 m vody.

Již z křivek udávajících závislost intenzity KZ na vzdálenosti od Země bylo možno zjistit, že maximum intenzity, pozorované v 16 až 17 km nad Zemí, má menší hodnotu v zeměpisných šířkách kolem rovníku, kdežto směrem k pólům jeho hodnota vzrůstá. Tato závislost intenzity KZ na zeměpisné šířce byla v dalších letech podrobně studována a zvláště zevrubně prokázána v letech 1936 až 1937 Comptonem a Turnerem mezi 52° severní a 41° jižní šířky. Intenzita KZ byla automaticky registrována ionizační komůrkou, která byla namontována na parniku zprostředkujícím lodní spojení mezi Kanadou a Australií. Tento t. zv. šířkový zjev je způsoben vlivem zemského magnetického pole na dráhy částic KZ.

Účinkem magnetického pole je způsoben také t. zv. východozápadní zjev, který se projevuje tím, že ze západu přichází k naší Zemi větší počet částic KZ než z východu. Tento počet je závislý na vzdálenosti od Země. Byl studován zvláště podrobně v letech 1946 až 1948 S. N. Věrnovem a N. A. Dobrotinem až do výšky 30 km nad Zemí. Z těchto měření vyplynulo, že — předně — ze západu přichází ve výši asi 16 km nad Zemí dvakrát větší počet částic než z východu a že — za druhé — 90 až 95% všech nabitých částic KZ, přicházejících k nám z vesmíru, má kladný náboj.

Obdobou východozápadní asymetrie je nesouměrnost severo-j jižní, která se ovšem projevuje v daleko menší míře.

Kromě uvedených pozorovaných zjevů objevil již v r. 1930 L. Myssovskij a L. Tuvim závislost intenzity KZ na barometrickém tlaku, čili t. zv. barometrický zjev, který byl později doplněn ještě objevem teplotního zjevu KZ. Současně byly studovány a jsou stále ještě sledovány časové variace intenzity KZ; zvláště je vyšetřována otázka, jakou měrou se uplatňuje v KZ vliv našeho Slunce.

Zatím co byla po všech stránkách studována intenzita KZ jako jeho úhrnná vlastnost, byla současně prováděna pozorování drah jednotlivých částic.

Dráhy jednotlivých částic KZ pozoroval v mlžné Wilsonově komoře v r. 1927 D. Skobelev. Téhož roku zjistil Hoffmann v ionizační komoře, spojené s velmi

citlivým elektrometrem vlastní konstrukce, t. zv. „nárazy“ („Stösse“), o nichž však referoval teprve v r. 1934. Byly vysvětleny jako okamžité proudové nárazy způsobené sprškami KZ.

Spršky KZ pozoroval v mlžné Wilsonově komoře opatřené magnetickým polem v r. 1929 D. Skobelcyn. Studoval je podrobně B. Rossi, který k tomu účelu používal aparatur s Geigerovými-Müllerovými počítači a který zjistil, že počet koincidenčí, vyvolaných těmito sprškami KZ pod určitou vrstvou olova, roste nejprve s tloušťkou olova absorbujícího KZ, nabývá maxima, načež klesá. Tento typický průběh koincidenčí KZ v závislosti na tloušťce absorbátoru, nazývaný dnes všeobecně Rossiho křivkou, byl studován v různých výškách a s různými absorbátory.

Diracova teorie předpověděla mezitím možnost existence kladného elektronu čili positronu, který pak pozorovali krátce nato při studiu KZ jednak jako jednotlivou částici C. D. Anderson, jednak ve sprškách KZ P. M. S. Blackett a G. P. S. Occhialini. Všichni pracovníci používali Wilsonovy mlžné komory opatřené magnetickým polem, a popřípadě přepažené olověným absorbátorem. Mohli tak zjistit nejen hmotu částice, ale i směr jejího pohybu a podle odchylky dráhy v magnetickém poli i znamení jejího náboje. Tyto pokusy vedly k nezvratnému důkazu existence positronu. Ukázalo se, že jeho doba života ve vzduchu je  $\tau_e = 1$  až  $2 \cdot 10^{-6}$  s.

Netrvalo ani tři roky a H. Yukawa předpověděl existenci další částice mající hmotu větší, než je hmotu elektronu, a menší, než je hmotu protonu. Její existence byla postulována k umožnění výkladu nukleárních sil uvnitř atomových jader. V r. 1937 pak S. H. Neddermeyer a C. D. Anderson a krátce potom J. C. Street a L. C. Stevenson skutečně pozorovali částici, která by svými vlastnostmi mohla odpovídat částici předpověděné Yukawou. Dnes víme, že to byl těžký elektron s hmotou rovnou  $m_\mu = 202 m_e$ , který je nyní označován jako meson  $\mu$ . Není stabilní. E. J. Williams a G. E. Roberts ukázali v r. 1940, že se meson  $\mu$  rozpadá na elektron a dvě neutrální částice. Ve vakuu mají kladné i záporné mesony  $\mu$  stejnou dobu života, která je zhruba rovna  $\tau_\mu \doteq 2 \cdot 10^{-6}$  s. Procházejí-li mesony nějakým jiným absorbátorem, mají záporné mesony  $\mu$  kratší průměrnou dobu života než kladné mesony  $\mu$ , neboť záporné mesony  $\mu$  jsou kladnými atomovými jádry absorbátoru silně pohlcovány.

Metoda emulsi fotografických desek, aplikovaná v r. 1935 A. Ždanovem na studium kosmického záření, přinesla brzy velmi cenné výsledky. M. Blauová a H. Wambacherová pozorovaly touto metodou v r. 1937 hvězdice, které vznikly v emulsi ozářením speciálních fotografických desek ve výši 2000 m KZ a které byly tvořeny drahami několika částic, vylétnuvších současně z jádra atomu emulse zasaženého částicí KZ.

Tato metoda, která dovoluje vzhledem k možnosti několikadenní, případně několikátýdenní expozice desek KZ studovat velmi řídké pochody vyvolané KZ, přispěla velmi podstatně k novým objevům a výsledkům v oboru KZ. Z nich je třeba uvést především objev mesonu  $\pi$  C. F. Powellem a G. P. S. Occhialinim.

Meson  $\pi$  má hmotu  $m_\pi = 276 m_e$  a rozpadá se ve vakuu s poločasem  $\tau_\pi \doteq 2 \cdot 10^{-8}$  s na meson  $\mu$  a jednu neutrální částici. Teprve meson  $\pi$  projevil vlastnosti, které požadovala Yukawova teorie.

Zdá se, že vedle mesonů  $\pi$  a  $\mu$  existují ještě mesony s větší hmotou, nazývané také varitrony. Jejich klasifikace není ještě bezpečně provedena. Možno však pokládat za prokázané, že existují i mesony neutrální.

Použití fotografických desek s nukleární emulsi při letech do stratosféry přineslo mimo to další výsledek, ukazující, že hlavní část primární složky KZ tvoří protony, kdežto menší její části jsou částice  $\alpha$  a těžká jádra až do  $Z = 40$ . Jisto je, že se vyskytují mezi prvotními částicemi KZ na př. jádra železa. Přicházejí patrně také ze Slunce, neboť jejich počet závisí na poloze Země vzhledem k Slunci. Není vyloučeno, že se v primární složce vyskytují v menším počtu také jiné dosud nepozorované částice.

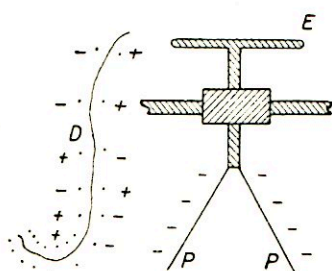
Dosavadní výsledky vědecké práce v oboru KZ, které zde byly v historickém přehledu nastíněny, vedou souhrnem k poznatku, že existuje primární složka KZ tvořená z největší části protony, které vyvolávají při průchodu atmosférou Země nukleární pochody, dávající vznik sekundární složce. Pronikavá část sekundární složky, tvořená rychlými mesony, je shodná s t. zv. tvrdou nebo pronikavou složkou KZ, kdežto část sekundární složky, skládající se z pozitronů, negativních elektronů a fotonů, odpovídá složce, která je označována jako měkká složka KZ. Teorii urychlení primárních částic v mezihvězdném prostoru vypracoval zvláště J. P. Těrleckij.

## 2. METODY KE STUDIU KZ

Jak bylo již uvedeno v úvodu, vyskytují se v KZ jak elektricky nabitě částice, tak fotony. Tato skutečnost dává možnost aplikovat na studium KZ všechny metody, užívané k vyšetřování atomových pochodů. Jsou to ionizační komůrky, Geigerovy-Müllerovy počítače v nejrůznějších zapojeních, Wilsonova mlžná komora a speciální emulze fotografických desek.

### 2.1. Elektroskop

První pozorování účinků KZ, která popisovala zvýšenou rychlost vybíjení elektroskopu, a o nichž byla zmínka v úvodu, je při dnešních znalostech vlastnosti KZ možno vysvětlit podle obr. 2.1. Na tomto obrázku je zobrazen elektroskop  $E$



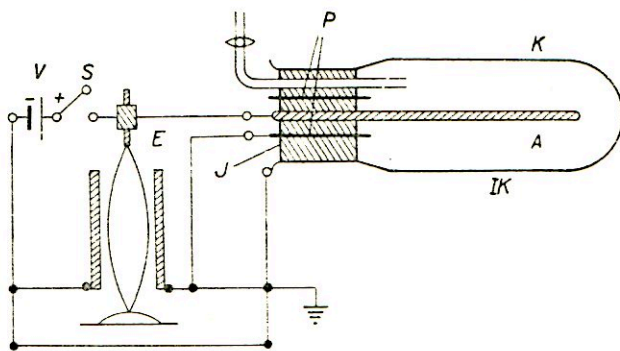
Obr. 2.1. Schematické znázornění vybíjení elektroskopu kosmickým zářením.

negativně nabitý vzhledem k zemi a současně je velmi schematicky znázorněna ionisace podél dráhy  $D$  elektricky nabitě částice KZ. Tato ionisace záleží v štěpení neutrálních atomů na negativní elektrony a pozitivní ionty, což se děje odtržením elektronu z neutrálního atomu. Ionisace roste ke konci dráhy částice, která konáním ionizační práce ztrácí svou rychlost. Následkem toho se zdržuje delší dobu v blízkosti neutrálního atomu, čímž roste pravděpodobnost ionizačního procesu. Pozitivní ionty vytvořené částicí KZ kompenzují částečně negativní náboj elektroskopu  $E$ , a tím jej zvolna vybíjejí. Čím větší je počet ionisujících částic KZ, které proletí v okolí elektroskopu, tím větší je počet vytvořených iontů, tím rychleji se elektroskop vybíjí a tím rychlejší je i pokles jeho listků  $P$ . Můžeme tedy obráceně z rychlosti vybíjení elektroskopu soudit na počet ionisujících částic, a tudíž na intenzitu KZ.

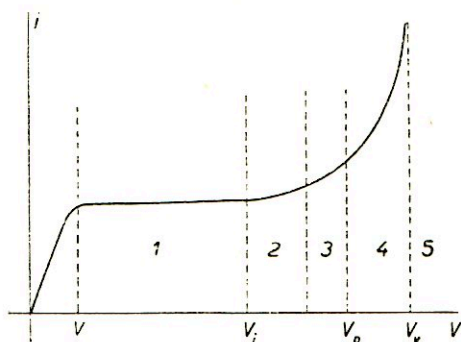
Jestliže obklopíme elektroskop kovovým obalem, který spojíme se zemí, definujeme tím určitý objem vzduchu, v němž nastává ionisace v okolí elektroskopu. Vložíme-li za listky elektroskopu jemně dělenou škálu, na které odečítáme pohyb listků mikroskopem, můžeme pozorovat velmi pozvolný pokles listků elektroskopu. Elektroskop je v popsané úpravě velmi citlivým zařízením, kterého bylo v prvních dobách studia KZ hojně používáno a kterým byly získány první naše poznatky o KZ.

## 2,2. Ionisační komůrka

Dokonalejším zařízením než elektroskop je ionisační komůrka ve spojení s elektroskopem nebo elektrometrem. Jak ukazuje obr. 2,2, skládá se ionisační komůrka  $IK$  z obalu  $K$ , který funguje jako katoda, a z vnitřní elektrody  $A$ , která tvoří anodu. Obě elektrody jsou od sebe co nejlépe izolovány, na př. jantarem  $J$ . Komůrka je naplněna vzduchem nebo jiným plynem, jako na př. argonem nebo kyslíkem uhlíčitým, obvykle za normálního atmosférického tlaku. Pro práce s KZ se k zvýšení ionisace (viz vztah 2,1) plní ionisační komůrky plyny za tlaků, které jsou desetinásobky nebo i stonásobky atmosférického tlaku. Plíživé proudy po izolátoru  $J$  jsou odváděny ochranným prstencem  $P$  spojeným se zemí. Ionisační proud  $i$  závisí na napětí  $V$  vloženém mezi katodu  $K$  a anodu  $A$ . Tato závislost má podobný průběh jako charakteristika diody s wolframovým žhavicím vláknem. Zvyšujeme-li napětí na ionisační komůrce od nejnižších hodnot až k sylicímu napětí  $V_s$ , roste ionisační proud z počátku téměř lineárně s napětím, načež po dosažení sylicího napětí zůstává prakticky konstantní a nazývá se nasyceným (obr. 2,3).



Obr. 2,2. Ionisační komůrka s Wulfovým dvou vláknovým elektrometrem.



Obr. 2,3. Křivka znázorňující závislost proudu na napětí v ionisační komůrce.

načež po dosažení sylicího napětí zůstává prakticky konstantní a nazývá se nasyceným (obr. 2,3).

Aby hodnoty ionisačního proudu způsobeného KZ nebyly závislé na provozním napětí komůrky, pracuje se při studiu KZ v oboru nasyceného ionisačního proudu.

Na obr. 2,3, který znázorňuje celkový průběh ionisačního proudu mezi elektrodami  $K$  a  $A^*$ ) v závislosti na napětí, je pracovní obor ionisačních komůrek označen

\*) O podrobnostech pochodů ve výbojové dráze viz str. 449 až str. 474 knihy V. Petržílky a S. Šafraty, „Elektřina a magnetismus“, Přírodovědecké vydavatelství, Praha 1953.

číslici 1. Začíná napětím  $V_s$  a končí u napětí  $V_z$ , pro něž začne v plynu vznikat ionisace nárazem. Poněvadž při nasyceném ionisačním proudu jsou všechny ionty vytvořené v ionisační komůrce odváděny k elektrodám, je možno pro nasycený ionisační proud  $i$  psát výraz

$$i = npe_0O \quad , \quad (2,1)$$

v němž  $n$  značí počet iontů vytvořených za jednu vteřinu v  $1 \text{ cm}^3$  plynu při tlaku 1 atm,  $p$  tlak plynu v atm,  $O$  objem ionisační komůrky v  $\text{cm}^3$ .

S ionisační komůrkou pracujeme tak, že mezi její katodu  $K$  a anodu  $A$  vložíme na okamžik napětí  $V$ , čili komůrku, jak říkáme, nabijeme. Účinkem KZ začne téci komůrkou ionisační proud  $i$ , komůrka se začne vybíjet a potenciální rozdíl  $V$  mezi katodou  $K$  a anodou  $A$  ionisační komůrky začne klesat. Uvědomíme-li si, že ionisační komůrka je vlastně kondensátorem s kapacitou  $C$  mezi katodou  $K$  a anodou  $A$ , plyne z toho, že změna jejího napětí  $dV$  v čase  $dt$  je úměrná změně jejího náboje  $dQ$  za touž dobu. Můžeme tedy změnu napětí ve voltech za jednu vteřinu vyjádřit výrazem

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} = \frac{i}{C} = 300 \frac{npe_0O}{C} \quad , \quad (2,2)$$

dosadíme-li za  $i$  podle výrazu (2,1). Měříme-li  $C$  ve faradech, dostaneme z výrazu (2,2) ionisační proud  $i = CdV/dt$  v ampérech. Výraz (2,2) ukazuje, že časová změna napětí  $V$  je přímo úměrná ionisačnímu proudu  $i$ , který je přímo úměrný ionisačním účinkům čili intenzitě KZ. Můžeme tedy intenzitu KZ a případně její změny sledovat měřením časové změny napětí mezi katodou a anodou ionisační komůrky, pokud zůstáváme v oboru nasyceného ionisačního proudu.

Podle toho, jakým způsobem se měří nebo trvale zaznamenává časová změna napětí  $V$ , liší se od sebe jednotlivé metody užívající ionisačních komůrek pro měření intenzity KZ. Je to jednak metoda vybíjení elektrometru, spojeného s ionisační komůrkou, jednak metoda nabíjení elektrometru proudem z ionisační komůrky, jednak kompenzační metoda s pomocným radioaktivním zdrojem.

Zařízení pro vybíjení elektrometru  $E$  ionisačním proudem vyvolávaným KZ v komůrce  $IK$  je znázorněno na obr. 2,2. V tomto provedení je použito Wulfova dvouvláknového elektrometru [2,1]; pohyb jeho vláken se pozoruje mikroskopem s malým zvětšením. Do aparatur pro měření intenzity KZ byly však montovány také různé typy jednovláknových elektrometrů nebo elektrometr Hoffmannův [2,2] nebo elektrometr Lindemannův [2,3]. Kolhörster za tím účelem vykonstruoval speciální smyčkový elektrometr s velmi malou vlastní kapacitou [2,4]. V některých aparaturách byly elektrometry uspořádány dokonce uvnitř ionisačních komor a pohyb vláken byl pozorován okénkem v ionisační komůrce.

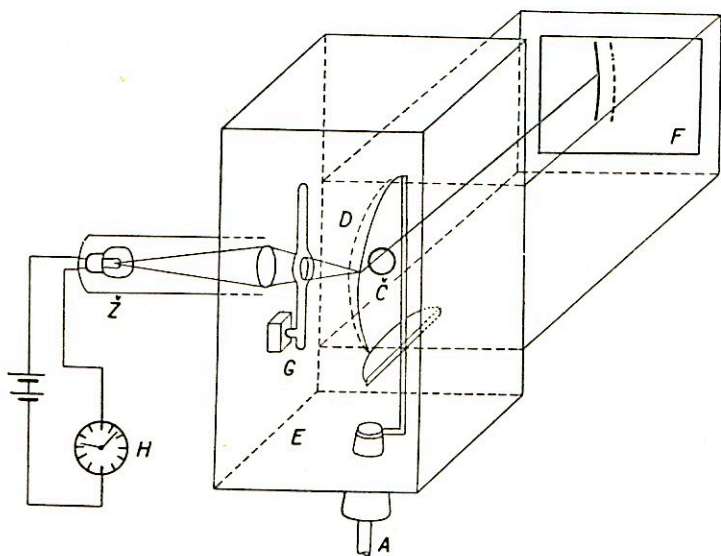
Měření popsáním zařízením se provádí tak, že se spínačem  $S$  připojí napětí  $V$  na okamžik k elektrodám ionisační komůrky  $IK$  a k připojenému elektrometru  $E$ . Vybíjení ionisační komůrky KZ se projevuje úbytkem napětí  $V$ , který se měří

pozorováním nebo automatickou registrací poklesu vláken v přesně definovaných časových intervalech. Z úbytku napětí za jednotku času (2,2) se zjistí ionizační proud  $i$ , kterému je úměrná intenzita KZ.

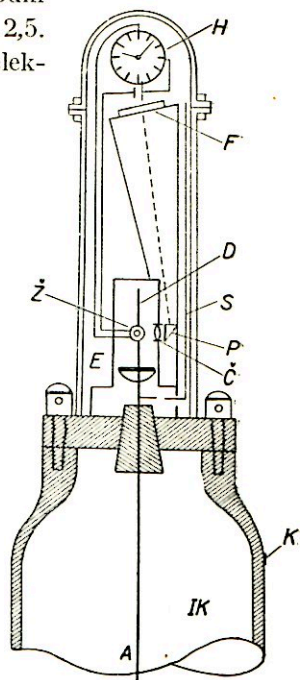
Byla konstruována řada různých aparatur jak pro měření intenzity KZ ve vyšších vrstvách naší atmosféry, tak v různých hloubkách pod hladinou vodní.

Jako příklad je v obr. 2,4 uvedeno Regenerovo zařízení pro automatickou registraci intenzity KZ v různých hloubkách pod hladinou vodní [2,5]. Konstrukci elektrometru pro tuto aparaturu přináší obr. 2,5.

Aparatura se skládá z ionizační komůrky *IK*, jejíž vnitřní elek-



Obr. 2,4. Ionizační komůrka s automatickým registračním zařízením pro měření absorpce KZ v různých hloubkách pod vodním povrchem.



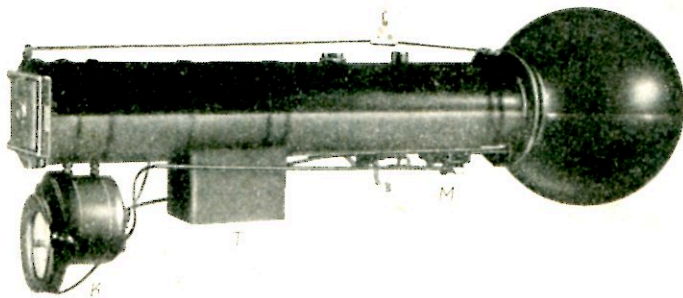
Obr. 2,5. Detaily konstrukce elektrometru s automatickou registrací jeho výchylky podle obr. 2,4.

troda *A* je spojena přímo s vláknem elektrometru *E*, který se nabije sondou *S*. Vlákno *D* z Wollastonova drátku tloušťky několika  $\mu$  se vychýlí směrem k elektrodě v rovině rovnoběžné s rovinou fotografické desky *F*. Vzhledem k tomu, že je elektrometr spojen s ionizační komůrkou *IK*, začne se účinkem KZ vybijet, což se projeví tím, že se jeho vlákno *D* začne pozvolna posunovat zpět do nulové polohy. Vlákno *D* je při tom osvětlováno žárovkou *Ž* ve stejných časových intervalech, určených hodinovým strojem *H*, a zobrazováno čočkou *Č* buď přímo, nebo přes hranol *P* na fotografickou desku *F*. Vznikne tedy na fotografické desce *F* řada obrazů vlákna *D*, které jsou spolu rovnoběžné (viz obr. 3,4). Ježto časové intervaly mezi vytvořením dvou po sobě následujících obrazů vlákna *D* jsou stejné, je vzdálenost těchto obrazů podle vzorce (2,2) úměrná



úbytku potenciálu  $dV$ , čili úměrná ionizačnímu proudu  $i$ , procházejícímu komůrkou  $IK$ , kterým je elektrometr  $E$  vybíjen. Je tedy tato vzdálenost také úměrná intenzitě  $KZ$ .

Úplně obdobně byly provedeny aparatury pro měření intenzity  $KZ$  ve vyšších vrstvách naší atmosféry nebo ve stratosféře. Fotografie Regenerovy aparatury ukazuje obr. 2,6. Její ionizační komůrku tvoří koule, k níž je připojena trubice s registračním zařízením [2,6].



Obr. 2,6. Zařízení pro měření intenzity  $KZ$  v různých výškách atmosféry.

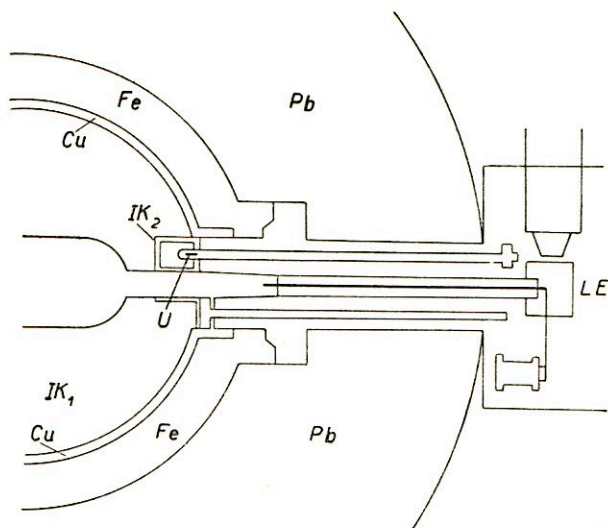
Při metodě nabíjení elektrometru se postupuje tak, že se ionizační komůrka nabije a její náboj, resp. potenciální rozdíl mezi jejími elektrodami se změří současně elektrometrem. Nato se komůrka, třeba i odděleně od elektrometru, vystaví účinkům  $KZ$  a po určité době  $dt$  se tímž elektrometrem znovu změří náboj, resp. potenciální rozdíl mezi elektrodami komůrky. Z poklesu potenciálu  $dV$  za dobu  $dt$ , po kterou byla komůrka exponována  $KZ$ , je možno podle vzorce (2,2) opět určovat intenzitu  $KZ$ .

Pro trvalou registraci  $KZ$  je zvláště vhodná t. zv. kompenzační metoda, při níž je střední ionizační proud vyvolaný  $KZ$  v měřicí komůrce, kompenzován proudem z pomocné ionizační komůrky, ozářené slabým radioaktivním zdrojem, na př. kyslíčnickem uranu. Dá se toho dosáhnout vhodným nastavením vzdálenosti radioaktivního zdroje od pomocné komůrky. Elektrometr pak reaguje jenom na ty změny potenciálu mezi elektrodami měřicí komůrky, které jsou způsobeny variací intenzity  $KZ$  a které pak mohou být popsány tímto zařízením (na př. na pohyblivém filmu) trvale zaznamenávány.

Popsaného způsobu měření intenzity  $KZ$  užívali ke studiu t. zv. šířkového zjevu  $KZ$  (odst. 3,3) A. H. Compton a R. N. Turner [2,7], kteří konstruovali pro tento účel ionizační komoru s registračním zařízením podle obr. 2,7. Fotografie tohoto uspořádání přináší obr. 2,8.

Přístroj podle obr. 2,7 se skládá především z kulové ionizační komory  $IK_1$  s objemem  $O = 19,3$  litrů. Komora  $IK_1$  byla vyrobena z oceli a naplněna argonem

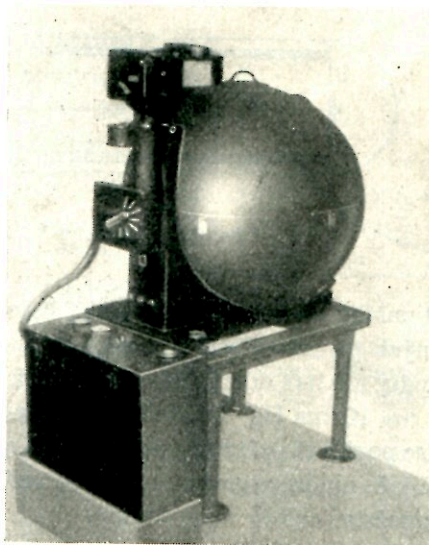
za tlaku  $p \doteq 50$  atmosfér. Argon byl volen z toho důvodu, poněvadž ionisace způsobená daným zářením je za atmosférického tlaku 1,6-krát větší v argonu než ve vzduchu za téhož tlaku. Za nízkých tlaků je ionisace v daném plynu úměrná tlaku absorbujiícího plynu, jak jsme předpokládali ve vztahu (2,1), avšak není tomu tak při vysokých tlacích. Ionisace v argonu při 40 atmosférách je již 41,9-krát větší než ionisace za atmosférického tlaku. Je proto třeba vzít na tuto skutečnost příslušnou korekci. Kompensační proud se odebírá z malé ionisační komůrky  $IK_2$ , v níž je vyvoláván paprsky  $\beta$  z uranu  $U$ . Byl nastaven tak, aby přibližně kompensoval střední ionisační proud způsobený KZ. Lindemannův elektrometr  $LE$  pak přímo ukazuje malé změny intenzity KZ, které jsou registrovány pohybujícím se fotografickým papírem. Na tentýž papír jsou registrovány změny tlaku a teploty jako u komor podle obr. 2,4 a 2,6.



Obr. 2,7. Kompensační ionisační komora pro měření změn intenzity KZ.

Zařízení podle obr. 2,7 má tu výhodu, že změny tlaku a teploty probíhají v obou ionisačních komorách  $IK_1$  a  $IK_2$  souběžně ve stejném smyslu, takže jsou použítou kompenzační metodou téměř eliminovány.

Zaznamenává také velmi rychle časové změny intenzity KZ, způsobené „sprškami“ (odst. 5,2) nebo „explosemi“ (odst. 6,2). K jejich studiu bylo vypracováno ještě zapojení podle obr. 2,9, které dává možnost rychlejší registrace. Náhlé změny ionisačního proudu vyvolané KZ

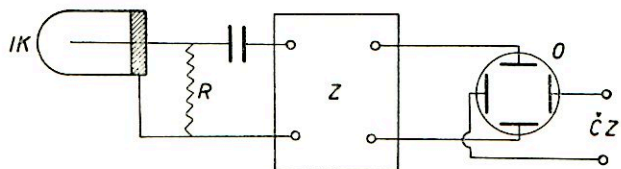


Obr. 2,8. Fotografie kompenzační komůrky.

v ionizační komůrce  $IK$  se projeví jako pulsy napětí na odporu  $R$ , který má hodnotu řádově  $10^{12}\Omega$ . Jsou zesilovány v zesilovači  $Z$  a vedeny k odkláňecím destičkám oscilografu  $O$ , na němž mohou být pozorovány nebo kterým mohou být registrovány, použije-li se běžným způsobem relaxačních kmitů pro časovou základnu  $\check{C}Z$ .

### 2.3. Geigerovy-Müllerovy počítače

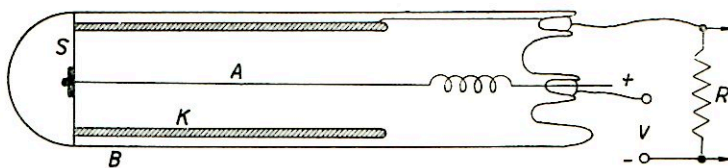
Pro registraci nabitých částic a fotonů  $KZ$  se užívá také Geigerových-Müllerových počítačů. Poněvadž částice a fotony  $KZ$  mají velikou energii, stačí pro studium tohoto záření používat



Obr. 2,9. Zařízení pro studium spršek  $KZ$ .

Geigerových-Müllerových počítačů silnostěnných [2,9], [2,10], [2,11], [2,12], [2,13], [2,14], na př. v provedení znázorněném na obr. 2,10. Takový počítač se skládá

z kovové válcovité trubice  $K$ , které se používá jako katody, a z tenkého drátku  $A$ , napjatého ve směru podélné osy válcovité trubice, jenž slouží jako anoda. Obě elektrody jsou od sebe izolovány na př. kotoučem slídy  $S$  a upraveny v zatavené skleněné baňce  $B$ , naplněné zředěným plynem. Pro počítače, používané ke studiu  $KZ$ , volí se jako materiál pro katodu  $K$  obvykle měď nebo mosaz. Jako anody  $A$  se užívá drátků wolframových nebo oce-

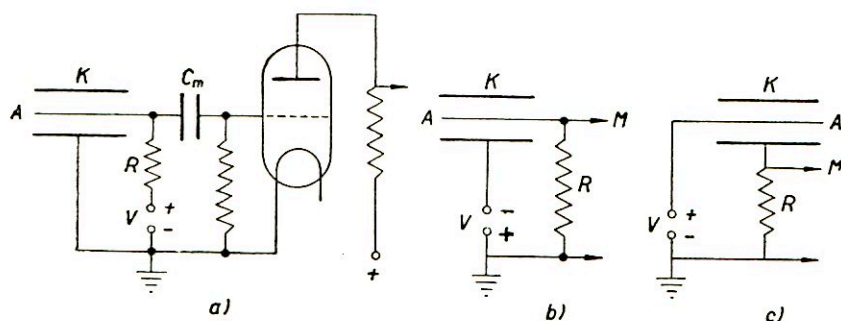


Obr. 2,10. Geigerův-Müllerův počítač pro  $KZ$ .

lových tloušťky asi  $50\mu$ . Geigerovy-Müllerovy počítače se plní nejčastěji některým ze vzácných plynů, zvláště argonem za tlaku asi 100 mm Hg, k němuž jsou přimíšeny páry některé organické látky (na př. alkoholu, ethylenu nebo etheru a pod.) o tlaku asi 10 mm Hg. Počítače plněné argonem a ethylenem mají tu výhodu, že jich lze používat i při nízkých teplotách až do  $-50^\circ\text{C}$ . V poslední době se zkouší také počítače plněné argonem, případně směsí argonu a neonu, ke kterým se přidává určité množství chloru nebo bromu.

S Geigerovým-Müllerovým počítačem pracujeme tak, že mezi jeho anodu  $A$  a katodu  $K$  vložíme přes odpor  $R$  vysoké napětí  $V$  řádově 1000 V. Můžeme k tomu

užit kteréhokoliv ze zapojení, která jsou znázorněna na obr. 2,11 a, b, c. Jestliže napětí  $V$  pozvolna zvyšujeme, dojdeme až k počátečnímu napětí  $V_p$ , při němž začne počítač reagovat na nabitě částice KZ, které jím procházejí. Toto počáteční napětí  $V_p$  je asi o 100 až 300 V nižší než napětí  $V_v$ , při němž vznikne v počítači samostatný výboj. Velikost rozdílu mezi napětím  $V_v$  a  $V_p$  závisí na vlastnostech počítače. Reakce počítače na průchod nabitě částice se projevuje tak, že v počítači vznikne



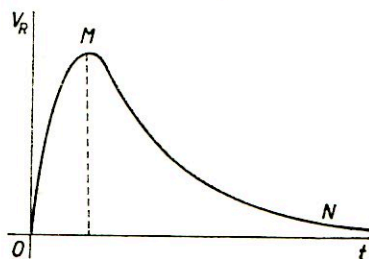
Obr. 2,11. Schemata zapojení pro Geigerův-Müllerův počítač.

krátkodobý výboj, trávající asi  $10^{-4}$  vteřiny. Průběh tohoto výboje můžeme sledovat podle proudu, který při tom prochází počítačem a který vyvolává na odporu  $R$  impuls napětí  $V_R$ , jehož typický tvar jako funkce času  $t$  je znázorněn na obr. 2,12. S výhodou jej pozorujeme katodovým oscilografem, jehož horizontální odkláňací destičky zapojíme paralelně k odporu  $R$ .

Z uvedeného je patrné, že každá nabitá částice KZ, která projde počítačem, vyvolá na odporu  $R$  impuls napětí. Je tedy obráceně počet impulsů roven počtu částic prošlých počítačem. Zaznamenáváme jej automatickými elektronickými počítačimi zařízeními (odst. 2,7).

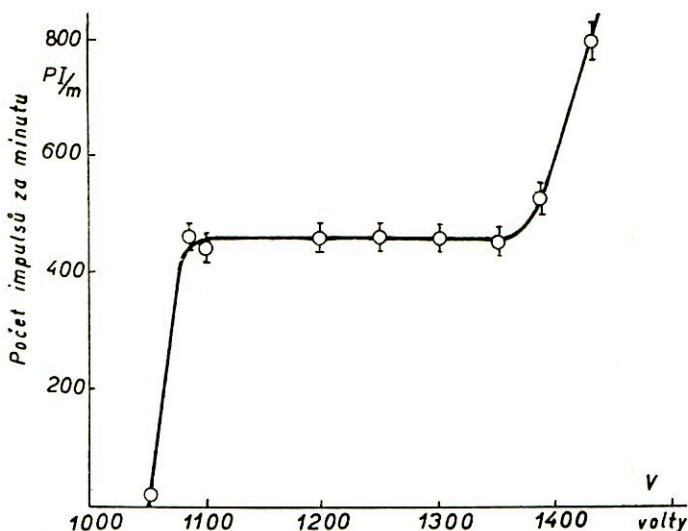
Procházejí-li počítačem fotony, které ionisují daleko méně než nabitě částice, způsobí pouze některé z nich výboj v počítači. Nalezený počet impulsů tedy udává pouze určité procento fotonů prošlých počítačem. Říkáme proto, že počítač jeví určité procento účinnosti pro průchod fotonů. Jeho účinnost závisí na energii prošlých fotonů. Máme-li tedy odhadnout počet fotonů prošlých počítačem, musíme znát účinnost počítače pro fotony různých energií.

Sledujeme-li, jak probíhá počet  $PI/m$  impulsů vyvolaných v počítači prošlými částicemi nebo fotony za minutu na napětí  $V$  mezi jeho elektrodami, pak dostaneme



Obr. 2,12. Časový průběh impulsu napětí na odporu spojeném do řady s Geigerovým-Müllerovým počítačem.

u kvalitního počítače charakteristickou křivkou, která je znázorněna v obr. 2,13. Z průběhu této křivky je zřejmo, že u počítače mezi jeho počátečním napětím  $V_p$  a napětím  $V_{ps}$ , při němž již vzniká v jeho plynové náplni samostatný výboj, existuje obor napětí 100 až 300 V dlouhý, v němž je  $PI/m$  téměř nezávislé na  $V$ . Tento obor se nazývá „plošinou“ (plateau) počítače. Jeho stoupání je u dobrých počítačů nejvyšší 5%. Dostatečně dlouhá plošina je pro správnou funkci počítače



Obr. 2,13. Plošina Geigerova-Müllerova počítače.

podstatná a využívá se jí při použití počítačů z toho důvodu, aby jejich údaje nebyly ovlivňovány kolísáním napětí  $V$ .

Mechanismus výboje v počítači vyvolaný průchodem nabitě částice nebo fotonu byl studován v řadě prací [2,15], [2,16], [2,17], [2,18], [2,19] za tím účelem, aby byly stanoveny podmínky samočinného vyhasínání výboje v počítači a zjištěny možnosti omezení doby trvání výboje. Podle dnešních výsledků tohoto studia má výboj v počítači asi tento průběh: Kdykoliv nabitá částice, procházející počítačem, vytvoří první pár iontů, je polem mezi elektrodami počítače negativní elektron urychlován směrem k anodě, pozitivní ion směrem ke katodě. Na své dráze tvoří elektron lavinovitě další páry iontů srážkami s neutrálními molekulami plynové náplně, čili vzniká t. zv. ionisace nárazem. Tato první fáze výboje v počítači se projeví rychlým vzrůstem proudu, procházejícího počítačem, a tudíž také spádu  $V_R$  na odporu  $R$ , jak znázorňuje obr. 2,12 mezi body  $O$  a  $M$ .

Dokud se používalo v počítači plynové náplně bez příměsí par organických látek, bylo třeba volit odpor  $R$  velmi veliký, řádově  $10^9$  až  $10^{10} \Omega$ , aby spád  $V_R$  vzniklý na tomto odporu způsobil pokles napětí mezi elektrodami počítače pod počáteční napětí  $V_p$  a aby tím nastalo vyhasnutí výboje. V počítačích plněných

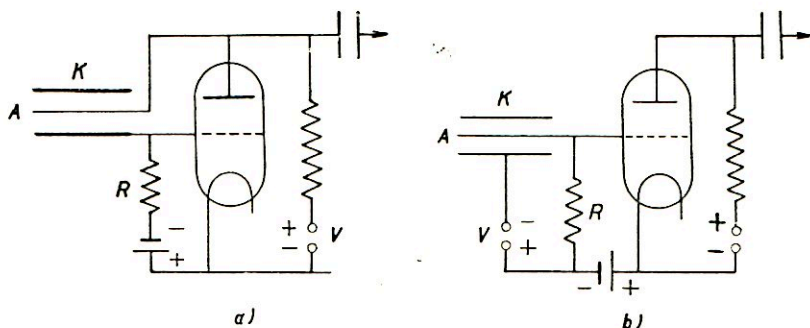
zředěným plynem s příměsí par organických látek je však způsobeno zhašení výboje hlavně absorpcí ultrafialového záření, které vzniká při rekombinaci iontů v parách organických látek. Mimo to předávají ionty vzácného plynu ionizační energii molekulám organických příměsí, které při dopadu na katodu dissociují dříve než dojde k sekundární emisi elektronu z povrchu katody. Následkem toho sekundární ionisace vyvolávaná nárazem elektronů na neutrální molekuly plynové náplně přestává, výboj v počítači mizí. Projeví se to ubýváním proudu procházejícího počítačem, a tudíž i poklesem napětí  $V_p$  na odporu  $R$ , jak ukazuje mezi body  $M$  a  $N$  křivka znázorněná v obr. 2,12. Říkáme, že u počítačů s příměsí organických par v plynové náplni vyhasíná výboj samočinně. Funkce těchto počítačů je nezávislá na hodnotě odporu  $R$  v rozmezí 0,1 až 10 M $\Omega$ . Máme-li možnost dostatečného zesílení napětí  $V_p$  vznikajícího na odporu  $R$ , je výhodné užívat takových odporů  $R$ , aby doba trvání impulsu počítače nebyla prodlužována časovou konstantou použitého zařízení, která je dána součinem z odporu  $R$  (ohmů) a kapacity  $C$  (faradů), pozůstávající z kapacity počítače, kapacity vstupní elektronky a příslušných přívodů. Má tedy být časová konstanta  $\tau = RC$  volena tak, aby byla kratší než doba trvání impulsu počítače, čili kratší než  $10^{-4}$  s.

Popsané počítače ztrácejí plošinu, znázorněnou v obr. 2,13, jestliže jimi projde několik milionů výbojů. Musí tedy být po určité době vyřazeny z provozu, a nahrazeny novými počítači. Proto byly zkoušeny ještě jiné plynové náplně. Zdá se, že argon s příměsí chloru nebo bromu [2,20] je velmi vhodnou náplní, nejevící zjevy stárnutí během provozu počítače. Jde-li ještě o snížení pracovního napětí Geigerových-Müllerových počítačů, přidává se k směsi argonu a chloru nebo bromu určité množství neonu.

Pokud jde o používaná zapojení znázorněná v obr. 2,11a, b, c, má zapojení v obr. 2,11a tu výhodu, že katoda počítače je uzemněna, a je tedy možno s počítačem během provozu pohodlně manipulovat. Je ovšem třeba, aby kondensátor  $C_m$  měl dobrou izolaci, která musí zabránit přístupu vysokého napětí  $V$  na mřížku vstupní elektronky. Toto opatření odpadá u zapojení podle obr. 2,11b, které se někdy nazývá také zapojením Neherovým-Pickeringovým [2,22], [2,11], [2,21]. Má však tu nevýhodu, že katoda je na vysokém potenciálu vzhledem k zemi. Nevýhody zapojení podle obr. 2,11a a 2,11b odstraňuje zapojení znázorněné v obr. 2,11c [2,23], [2,14], které přivádí na mřížku první elektronky připojeného zesilovače kladné impulsy, kdežto zapojení 2,11a a 2,11b používají záporných impulsů. Nevýhodou zapojení 2,11c je velká přídavná kapacita mezi mřížkou a zemí.

Pro některé účely je třeba použít takového zapojení, které je schopno impulsy počítače zkrátit tím způsobem, že omezí dobu trvání výboje v počítači. První takové zapojení si dal patentovat Wynn-Williams [2,24] a později je nezávisle popsali Neher a Harper [2,25], pod jejichž jménem je v literatuře [2,11], [2,12] uváděno. Je znázorněno na obr. 2,14a. V tomto zapojení je mřížka udržována na negativním potenciálu, vzhledem ke katodě, takže elektronkou neprotéká žádný proud, dokud Geigerův-Müllerův počítač není v provozu. Jakmile nabitá částice způsobí v počí-

tačí výboj, vznikne na odporu  $R$  kladný impuls, takže elektronkou začne téci proud. Část elektronky mezi její mřížkou a anodou se stane vodivou a způsobí mezi elektrodami počítače téměř zkrat. Tím je výboj vytvářející se v počítači omezen a jeho doba trvání zkrácena. Vzhledem k tomu, že vysoké napětí je také mezi anodou a katodou elektronky, je třeba vybrati elektronku s dostatečnou izolací.



Obr. 2,14. Schemata pro zkrácení impulsu Geigerova-Müllerova počítače.

Obr. 2,14b ukazuje modifikaci zapojení podle obr. 2,11b provedenou Johnsonem [2,26] a užívanou Johnsonem a Korffem [2,12] k studiu KZ. Obdobným způsobem lze upravit také zapojení znázorněné na obr. 2,11c.

V dnešní době je možno k tomuto účelu aplikovat řady zapojení, užívajících k omezení trvání impulsů na př. multivibrátoru. Přesahovalo by však rámeček této knížky, kdybychom je zde uváděli, a proto odkazujeme pouze na příslušnou literaturu [2,11], [2,12], [2,13], [2,14], [2,21], [2,27].

Co se týče počítačích zařízení pro registraci impulsů, odkazujeme na odst. 2,7.

Ve všech zapojeních jsou pro jednoduchost kresleny pouze triody, ovšem užívá se obvykle pentody.

## 2.4. Proporcionální počítače

Ačkoliv se pro studium KZ užívalo většinou Geigerových-Müllerových počítačů (odst. 2,3), budiž pro úplnost uvedeno, že v některých antikoincidenčních zapojeních (odst. 2,8), v hodoskopech (odst. 2,9) a při detekci neutronů KZ bylo použito také t. zv. proporcionálních počítačů [2,11], [2,28]. Jsou to počítače, jejichž pracovní obor leží mezi pracovním oborem ionizačních komůrek a Geigerových-Müllerových počítačů. V tomto oboru je velikost impulsu úměrná počtu iontů vytvořených při počátečním ionizačním pochodu vyvolaném proletující částicí.

Skládají se obvykle z cylindrické katody, v jejíž podélné ose je upravena tyčovitá anoda. Mají tedy podobný tvar jako ionizační komůrka znázorněná na obr. 2,2. Bývají plněny různými plyny jako Geigerovy-Müllerovy počítače. Mezi elektrodami

proporcionálních počítačů se užívá napětí, které je vyšší než napětí  $V_i$  (obr. 2,3), při němž začne v plynu vznikat ionisace nárazem, a nižší než počáteční napětí  $V_p$ , pro Geigerovy-Müllerovy počítače. Tento obor se skládá ze dvou částí označených číslicemi 2 a 3. V části 2 je napětí  $V$  úměrno počtu  $n$  elektronů, vytvořených v počátečním ionisačním pochodu, takže je možno psát

$$V = \frac{Ane_0}{C} \quad , \quad (2,3)$$

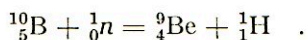
kde  $e_0$  je elementární elektrický náboj,  $A$  je konstantní zesilovací činitel způsobený ionisací nárazem,  $C$  je kapacita mezi vnitřní a vnější elektrodou. Všechny veličiny v tomto výrazu je třeba brát v elektrostatičeských jednotkách. Jestliže do řady s proporcionálním počítačem zařadíme odpor, pak je impuls napětí, který je vyvolán na tomto odporu při průchodu částice nebo fotonu počítačem, úměrný počtu iontů vytvořených ionisující částicí. Proto je počítač nazýván proporcionálním a z velikosti jeho impulsů při daném napětí mezi elektrodami je možno určit druh registrovaných částic.

V části 3 již  $A$  závisí jak na počtu iontů vytvořených při počátečním ionisačním pochodu, tak na použitém napětí. Je to obor t. zv. omezené proporcionality a je třeba mít tuto skutečnost na zřeteli při práci s proporcionálními počítači.

Ježto neutrony nejvíce ionisačních účinků, pokrývá se pro detekci neutronů vnitřní stěna u proporcionálních počítačů borem. Neutrony transmutují bor na lithium a částice  $\alpha$  podle rovnice



nebo na berylium a protony podle rovnice



Částice  $\alpha$  nebo protony ionisují plyn počítače a umožňují tak nepřímo detekci neutronů.

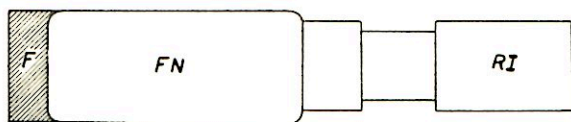
## 2.5. Scintilační počítače

Pro výzkum kosmického záření bylo v poslední době použito také scintilačních počítačů [2,29], [2,30], [2,31], [2,32], [2,33]. Scintilační počítače používají k počítání částic v zásadě staré metody záblesků způsobených částicemi  $\alpha$ , elektrony nebo zářeními  $\gamma$  na fluorescenční stínítku, preparovaném vhodnou látkou, které se dnes obecně a stručně říká „fosfor“. Částice nebo fotony, které mají být fosforem detekovány, ztrácejí při průletu fosforem svou energii, čímž uvádějí jeho molekuly do vyšších energetických stavů nebo je ionisují. Vzbuzené molekuly pak vyzářují energii ve formě záblesků. Jsou proto hledány jako fosfory takové látky, u nichž se velká část energie odevzdané fosforu proletující částicí vyzáří ve formě světelné energie. Poměrem energie odevzdané fosforu a vyslané fosforem jako světelné



záření se definuje jeho účinnost. Pro detekci paprsků je žádoucí, aby fosfor měl značnou hustotu a byl složen z prvků o vysokém pořadovém čísle.

V prvních dobách po objevu radioaktivity počítali tehdejší badatelé (Crookes a Rutherford) jednotlivé částice tím způsobem, že pozorovali jednotlivé záblesky pouhým okem nebo mírně zvětšující lupou v t. zv. spinthariskopu. Byl to způsob, který především dovoloval zjistit pouze malý počet částic a který za druhé byl velmi namáhavý. Proto se ho přestalo používat, jakmile byly vypracovány Geigerovy-Müllerovy počítače (odst.



Obr. 2,15. Scintilační počítač s fotonásobičem.

světelných záblesků vyvolaných dopadem částice  $\alpha$  na sirník zinečnatý ZnS, který je označen v obr. 2,15 písmenou *F*. Část světla ze záblesků je pak v zobrazeném uspořádání zachycována fotokatodou fotonásobiče *FN*, v němž způsobí zvýšení proudu ve formě impulsu. Impulsy fotonásobiče jsou případně ještě zesilovány zesilovačem a registrovány buď jednotlivě reduktorem impulsů *RI*, nebo souhrnně integrátorem. Byl to první krok k tomu, měřit objektivně počet nebo intenzitu světelných záblesků jako zvýšení intenzity proudu ve fotonásobiči. Tento způsob byl dále velmi propracován a bylo zjištěno, že k němu lze použít vedle krystalů ZnS také jiných anorganických krystalů CdS, CdB<sub>4</sub>O<sub>7</sub>, CaWO<sub>4</sub>, MgWO<sub>4</sub>, KBr-Tl, NaI(Tl), KI(Tl).

Vedle anorganických látek byla nalezena také řada látek organických, jako naftalén, anthracén, fenantren, stilbeny atd. [2,30], které jeví rovněž schopnost dávat záblesky, jsou-li vystaveny účinkům nabitých částic nebo fotonů. Také tyto látky se nazývají „fosfory“.

Poněvadž některé „fosfory“ se dají obtížně připravovat ve větších kusech a je nutno je pěstovat ve formě krystalů, byly připraveny kapalinové scintilační počítače tak, že organické látky byly rozpuštěny ve vhodných rozpustidlech [2,31], [2,32]. Dá se k tomu účelu užít především uvedeného anthracenu v roztoku fenylcyklohexanu nebo xylénu. Z ostatních zkoušených organických látek užívaných pro kapalinové počítače má největší relativní intenzitu záblesků ve srovnání s anthracenem *p*-difenylbenzen čili terfenyl.

Vlnová délka světla vysílaných záblesků je při tom většinou v modré nebo dokonce ultrafialové části spektra. Zvláště organické fosfory mají vlnovou délku svých záblesků na rozhraní modré a ultrafialové části spektra. Dají se však najít látky vysílající záblesky s vlnovou délkou ve viditelném oboru, jako ZnS (barva zelená) nebo CdS-Ag (barva červená).

Čas, za který klesne intenzita vysílaného světelného záblesku na  $1/e$  maximální hodnoty, kde  $e$  je základ přirozených logaritmů, nazývá se poločasem a má pro

anorganické „fosfory“ hodnoty od  $10^{-5}$  s do zlomků mikrosekundy ( $1 \mu\text{s} = 10^{-6}$  s). Tak na př. NaI(Tl) má poločas  $0,25 \cdot 10^{-6}$  s, zatím co organické látky mají uvedený poločas vesměs kratší, na př. fenantren pouze  $0,008 \cdot 10^{-6}$  s.

Je otázka, jak závisí množství vyzářeného světla během záblesku na energii dopadajícího záření. Dosavadní výsledky ukazují, že u záření  $\beta$  a  $\gamma$  platí úměrnost mezi množstvím vyzářeného světla a energií dopadajícího záření  $\beta$  nebo  $\gamma$  pouze v oboru mezi 100 keV až 3,5 MeV, kdežto na př. v anthracenu dává částice  $\alpha$  s energií 5 MeV daleko menší impuls než částice  $\beta$  s energií 1 MeV.

Rovněž otázku vhodnosti určitého fosforu pro daný účel lze posoudit pouze porovnáním jednotlivých fosforů. Tak na př. pro počítání částic  $\alpha$  je vhodný ZnS, dává však příliš dlouhé impulsy. Pro detekci záření  $\beta$  a  $\gamma$  se zdá být nejvhodnějším fosforem anthracen, kterého lze použít také pro účely KZ. Pro řešení otázek KZ se také dobře hodí kapalinové scintilační počítače, u nichž nejsou omezeny rozměry jako u tuhých fosforů [2,33].

## 2.6. Krystalové počítače

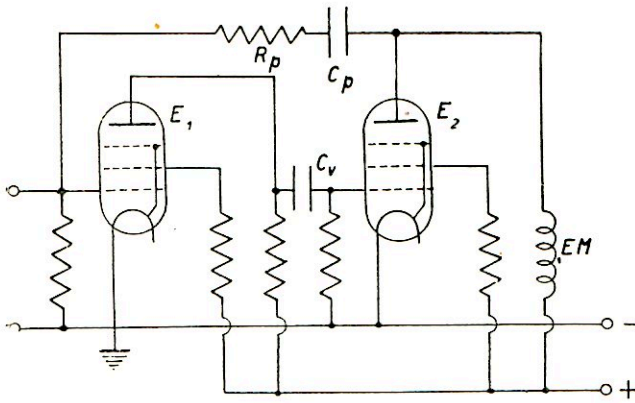
Jestliže bylo dosud pro KZ velmi málo používáno počítačů scintilačních, používá se dosud ještě daleko méně počítačů krystalových. Jsou založeny na zjevu popsáném v r. 1945 P. J. van Heerdenem [2,34], [2,35], [2,36]. Heerden zjistil, že krystaly chloridu stříbrného, které jsou vloženy mezi dvě elektrody do elektrického pole a udržovány na teplotě tekutého dusíku, reagují na dopad částic  $\alpha$  nebo paprsků  $\gamma$  na tyto krystaly tak, že na elektrodách vznikají elektrické impulsy, které se dají po zesílení pozorovat nebo registrovat některým ze známých způsobů, na př. oscilografem nebo reduktorem impulsů, jak se to provádí při použití Geigerových-Müllerových počítačů. Tento zjev byl dále studován [2,35], při čemž došlo k významnému objevu, že bezbarvý diamant bez trhlin zaznamenává dopadající částice nebo fotony již za normální teploty, je-li na př. sevřen mezi dvě elektrody, na něž vložíme takové napětí, aby se mezi nimi vytvořil potenciálový spád 1000 až 2000 V na 1 cm. Na směru pole při tom nezáleží. Je pouze třeba, aby elektrody byly v dobrém kontaktu s diamantem. Toho se dosáhne pokovením diamantu aluminím, stříbrem, zlatem nebo platinou ve vakuu na místech určených pro elektrody. Popsaný zjev jeví u diamantů krystaly, které jsou pravděpodobně jedinci s bezvadnou krystalovou mříží. Proto se při výběru z technických diamantů, kterých se užívá pro řezání nebo obrábění jiných materiálů, hodí k tomuto účelu asi jeden ze 40 kusů. Bylo zjištěno, že doba trvání impulsů je řádu  $10^{-7}$  s, což souhlasí s hodnotou očekávanou z teoretických úvah.

Uvedená vlastnost některých izolátorů, projevující se vznikem elektrických impulsů v izolátoru vloženém do elektrického pole, vykládá se především vysokou symetrií krystalové struktury, jakož i velmi pravidelným rozdělením a poměrně velkými vzdálenostmi atomů v molekule těchto látek. Dopadne-li na př. částice  $\alpha$  nebo kvantum  $\gamma$ , nesoucí dostatečnou energii, na takovou látku mezi elektrody,

pak podle teorie jsou uvolněny z krystalové mřížky elektrony, které jsou elektrickým polem mezi elektrodami urychleny směrem ke kladné elektrodě. Tím vznikne v elektrickém obvodu proudový náraz a na ohmickém odporu zapojeném do řady s krystalem impuls napětí obdobný impulsu u Geigerova-Müllerova počítače. Proto je možno použít k pozorování a počítání impulsů krystalových počítačů i stejných zařízení.

## 2.7. Registrační a redukční zařízení

Impuls způsobený KZ v kterémkoliv typu popsaných počítačů (odst. 2,3; 2,4; 2,5 a 2,6) je třeba zaznamenat. Dá se k tomu užít všech registračních zařízení používaných v nukleonice. Podle účelu, pro který jsou určena, mají různá provedení [2,11], [2,12], [2,13], [2,14], [2,27].



Obr. 2,16. Zařízení pro registraci malého počtu impulsů.

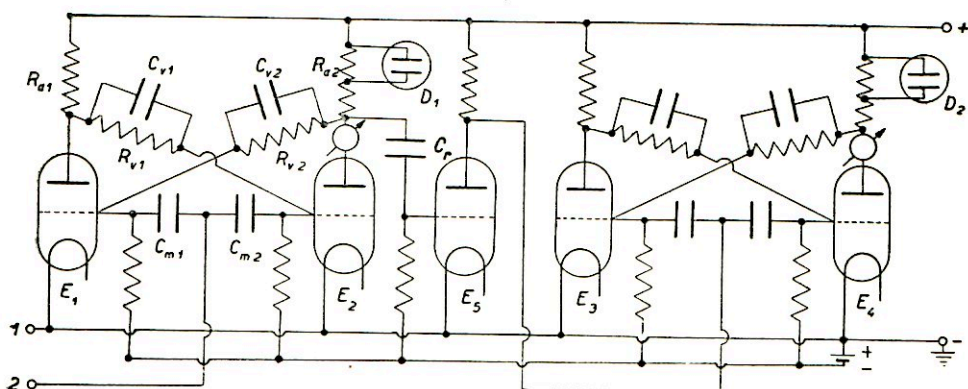
Jde-li o registrování malého počtu impulsů, dá se používat docela jednoduchých zařízení s dvěma elektronkami, z nichž jedno je jako příklad znázorněno na obr. 2,16. V tomto uspořádání má první elektronka  $E_1$  na řídicí mřížce kladné předpětí, takže vede elektrický proud. Toto předpětí je pravidelně voleno tak, aby elektronka

byla schopna rozlišovat impulsy co do velikosti, a tím je třídila. Druhá elektronka  $E_2$  bývá koncová pentoda, která má ve svém anodovém obvodu elektromechanické počítadlo  $EM$ . Je zapojena tak, že její mřížka má negativní potenciál vzhledem ke katodě, takže elektronka nevede elektrický proud. Přejde-li na řídicí mřížku elektronky  $E_1$  záporný impuls, pak vznikne kladný impuls v jejím anodovém obvodu. Tento impuls se přeneše vazebným kondensátorem  $C_c$  na mřížku elektronky  $E_2$ , kterou začne téci anodový proud. Jako elektronka  $E_2$  se volí koncová pentoda, která má dostatečný výkon, aby svým anodovým proudem ovládala elektromechanické počítadlo, zapojené do jejího anodového obvodu. Toto počítadlo pak zaregistruje prošlý impuls na svém číselníku. Registrační zapojení však vyžadují impuls trvající několik setin sekundy, kdežto impulsy vyvolané dobrými počítači mají dobu trvání řádově desetitisícinu sekundy nebo ještě kratší. Proto se provádí časové prodloužení impulsu seriovým zapojením odporu  $R_p$  a kondensátoru  $C_p$ , které se zapojí mezi anodu elektronky  $E_2$  a řídicí mřížku elektronky  $E_1$ .

Místo koncové elektronky  $E_2$  se dříve často užívalo thyatronu, čili elektronky

plynem plněné za tím účelem, aby cívkou počítadla *EM* prošel dostatečně velký proud k jeho ovládní.

Tento způsob registrace impulsů přichází v úvahu při studiu KZ, na př. pro koincidenční zapojení (odst. 2,8). Umožňuje registrovat záporné impulsy. Kdyby bylo třeba registrovat kladné impulsy, bylo by nutno předřadit k zapojení podle obr. 2,16 další elektronku, která by obrátila smysl impulsů.



Obr. 2,17. Zapojení dvou stupňů reduktoru impulsů.

Jde-li o záznam velkého počtu impulsů, je nutno použít reduktorů impulsů s několika stupni. Tyto reduktory jsou buď dvojkového typu, nebo mají dekadické stupně. Na obr. 2,17 jsou zakresleny dva stupně dvojkového reduktoru. Je to známé Ecclesovo a Jordanovo zapojení [2,37], které má dva stabilní stavy, a které je schopno přecházet následkem náhlé změny z jednoho stabilního stavu do stavu druhého. Jeho funkci lze popsat takto:

Vložíme-li na zapojení podle obr. 2,17 příslušná napětí, přejde toto uspořádání ihned po zapnutí do jednoho z obou stabilních stavů, v němž jedna z elektronek má kladné mřížkové předpětí, a tudíž jí prochází elektrický proud, kdežto druhá elektronka má záporné předpětí a následkem toho její anodový proud je nulový. Předpokládejme, že počáteční stav tohoto zapojení je onen stabilní stav, v němž elektronka  $E_1$  vede elektrický proud, kdežto elektronka  $E_2$  je uzavřena.

Přivedme v tomto okamžiku mezi body 1 a 2 impuls napětí tak, aby bod 2 měl vyšší potenciál než bod 1, čili aby na mřížky elektronky  $E_1$  a  $E_2$  přišel dostatečně velký kladný impuls napětí. Zatím co náhlé zvýšení mřížkového napětí nemá téměř žádného vlivu na stav elektronky  $E_1$ , začne téci elektronkou  $E_2$  mřížkový proud, který způsobí spád napětí na odporu  $R_{a2}$ . Průchod proudem elektronkou  $E_2$  pozorujeme buď na miliampermetru, nebo na doutnavce  $D_1$ , která se spádem napětí na odporu  $R_{a2}$  rozsvítí. Spád napětí z odporu  $R_{a2}$  se přenesou odporem  $R_{v2}$  na mřížku elektronky  $E_1$ , na níž vyvolá tak vysoké záporné předpětí, že elektronkou

$E_1$  přestane téci proud. Po průchodu prvního impulsu je tedy toto zapojení v takovém stavu, že elektronka  $E_1$  je uzavřena, zatím co elektronka  $E_2$  vede elektrický proud. Že prošel jeden impuls, poznáme podle toho, že se doutnavka  $D_1$  rozsvítila. Indikuje tedy tato doutnavka první impuls.

Přivedeme-li do dvojkového zapojení v tomto stavu další kladný impuls na mřížky elektronek  $E_1$  a  $E_2$ , nastane opačný postup. Elektronka  $E_1$  se otevře, elektronka  $E_2$  se uzavře, doutnavka  $D_1$  zhasne, čímž je indikován druhý impuls.

Teprve když do dvojkového uspořádání v tomto stavu, který odpovídá výchozímu stavu, přijde třetí impuls, pak se opět elektronka  $E_1$  uzavře, elektronka  $E_2$  otevře, doutnavka rozsvítí. Tim je indikován elektronkou  $E_2$  třetí impuls.

Z uvedeného je patrné, že doutnavka  $D_1$  se rozsvítí po průchodu prvního, třetího, pátého atd., čili každého lichého impulsu, kdežto zhasne po každém sudém impulsu. Zaznamenáváme-li tedy pouze impulsy, které rozsvěcují doutnavku  $D_1$  nebo pouze impulsy, které zhasíjí, můžeme tímto způsobem zredukovat počet indikovaných impulsů na polovinu impulsů vstupujících. Proto se popsané zařízení nazývá dvojkovým reduktorem. Indikuje kladné mřížkové impulsy, kterým odpovídají střídavě v anodových obvodech elektronek  $E_1$  a  $E_2$  záporné a kladné impulsy.

Chceme-li při malém počtu impulsů provésti hned za prvním dvojkovým reduktorem registraci impulsů, zavedeme impulsy z odporu  $R_{a2}$  přes kondensátor  $C_r$  na vstup registračního zařízení podle obr. 2,16, které zaznamenává pouze záporné impulsy. Bude tedy zařízení podle obr. 2,16 registrovat pouze každý druhý impuls vstupující do dvojkového reduktoru podle obr. 2,17. Poněvadž zařízení podle obr. 2,16 reaguje pouze na záporné impulsy, bude registrovat ty impulsy procházející zařízením podle obr. 2,17, které způsobí rozsvícení doutnavky  $D_1$  v obvodu elektrony  $E_2$ .

Je-li nutno počítat velký počet impulsů, pak se řadí několik dvojkových reduktorů za sebou tak, že první dvojkový reduktor počítá každý druhý impuls, druhý dvojkový reduktor zaznamenává každý čtvrtý impuls, třetí dvojkový reduktor každý osmý impuls atd. Jak se to provádí, bude vysvětleno na dvou dvojkových reduktorech vázaných zvláštní elektronkou, jak ukazuje obr. 2,17.

V uspořádání podle obr. 2,17 budeme označovat dvojkový reduktor s elektronekami  $E_1$  a  $E_2$  jako první, dvojkový reduktor s elektronekami  $E_3$  a  $E_4$  jako druhý, elektronku  $E_5$  mezi oběma reduktory jako elektronku vazbovou. Je-li řídicí mřížka elektrony  $E_5$  kladná, takže elektronka  $E_5$  vede elektrický proud, pak reaguje pouze na záporné impulsy, které převádí jako kladné impulsy do druhého dvojkového reduktoru. Následkem toho přichází do druhého dvojkového reduktoru pouze každý druhý z impulsů, vstupujících do prvního dvojkového reduktoru. Připojíme-li za druhý dvojkový reduktor registrační zařízení podle obr. 2,17, bude reagovat na každý druhý impuls přicházející z druhého dvojkového reduktoru, čili na každý čtvrtý z impulsů vstupujících do prvního dvojkového reduktoru.

Kdybychom dali tři dvojkové reduktory za sebou, počítali bychom každý osmý

ze vstupujících impulsů, při čtyřech dvojkových reduktorech zapojených do řady, bychom zaznamenávali každý šestnáctý za vstupujících impulsů atd. Celkový počet vstupujících impulsů dostaneme, násobíme-li záznam mechanického počítadla  $2^s$ , kde  $s$  značí počet dvojkových stupňů.

Provádíme-li záznam popsaným způsobem po určitou dobu, na př. v zařízení se čtyřmi dvojkovými reduktory, a pak jej v určitém okamžiku přerušíme, může se stát, že některé impulsy ještě vstoupily do uspořádání od okamžiku, kdy mechanické počítadlo zaregistrovalo poslední osmý impuls. Abychom i tyto impulsy zachytili, stačí pozorovat, které z připojených doutnavek  $D_1$ ,  $D_2$  atd. svítí. Svítící doutnavka  $D_1$  v prvním dvojkovém reduktoru udává, že vstoupil ještě jeden impuls, svítící doutnavka  $D_2$  v druhém dvojkovém reduktoru hlásí, že vstoupily ještě dva impulsy, v třetím dvojkovém reduktoru čtyři impulsy, v čtvrtém dvojkovém reduktoru 8 impulsů atd. Svítí-li tedy doutnavka v prvním a čtvrtém reduktoru, kdežto v druhém a třetím reduktoru nesvítí, znamená to, že po posledním záznamu mechanického počítadla vstoupilo do uspořádání ještě 9 impulsů, které je nutno připočítat k celkovému počtu impulsů zaznamenaných mechanickým počítadlem.

Dekadické reduktory užívají jako redukčních jednotek rovněž dvojkových reduktorů. Pro každou dekádu užívají čtyř dvojkových reduktorů. Mezi některými stupni dvojkových reduktorů se zavádí zpětná vazba tak, že po desátém impulsu se zařízení přivede ihned do výchozího postavení. Takové dekády bývají obvykle za sebou zařazeny tři, takže první z nich počítá desítky, druhá stovky a třetí tisícovky.

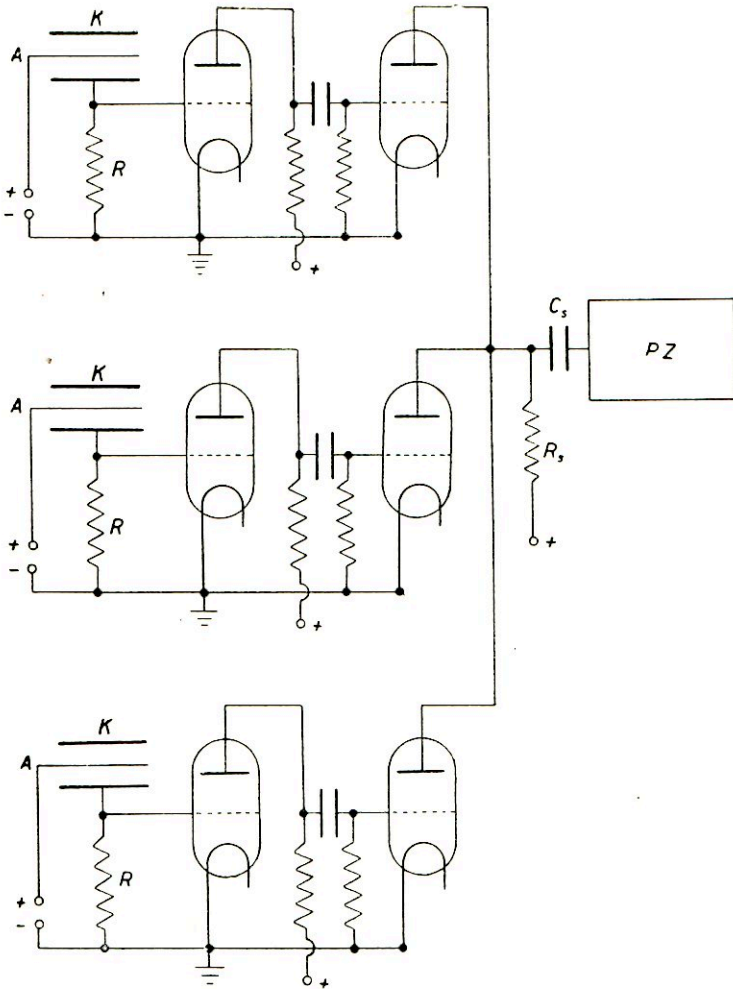
## 2.8. Koincidenční a antikoincidenční zapojení

Pro studium KZ se obvykle neužívá počítačů jednotlivě, nýbrž v různých zapojeních. Jedním z velmi důležitých zapojení je zapojení koincidenční a antikoincidenční.

Koincidenční zapojení [2,38], které bývá v literatuře velmi často nazýváno také Rossiho zapojením [2,39], slouží k tomu, aby zaznamenalo současně neboli časově spolu koincidující výboje ve dvou nebo i více Geigerových-Müllerových počítačích [2,12], [2,40], [2,41]. Současný výboj v několika počítačích může být způsoben buď jedinou částicí KZ (na př. mesonem, odst. 5,3), která prošla všemi počítači, nebo několika částicemi KZ (na př. elektrony ve spršce, odst. 5,2), které prošly jednotlivými počítači individuálně, avšak současně.

Zásadní způsob koincidenčního zapojení, které bylo pro studium KZ různě obměňováno, je znázorněn v obr. 2,18 pro tři počítače. Záleží v tom, že anody všech koncových elektronek mají společný odpor  $R_s$ . Jestliže tedy výboj v jednom z počítačů způsobí určitý spád napětí na odporu  $R_s$ , způsobí současný výboj ve dvou počítačích více než zhruba dvojnásobný, ve třech počítačích více než trojnásobný spád napětí na odporu  $R_s$ . Můžeme tedy předpětím vstupní čili diskriminační elektronky registračního zařízení dosáhnout toho, že počítá pouze troj-

násobné impulsy, čili zaznamenává jen současný výboj ve všech počítačích. Je samozřejmé, že lze registrovat nejen trojnásobné, ale i vícenásobné koincidence. Vedle těchto t. zv. pravých koincidenčí mohou vzniknout v každém koinci-

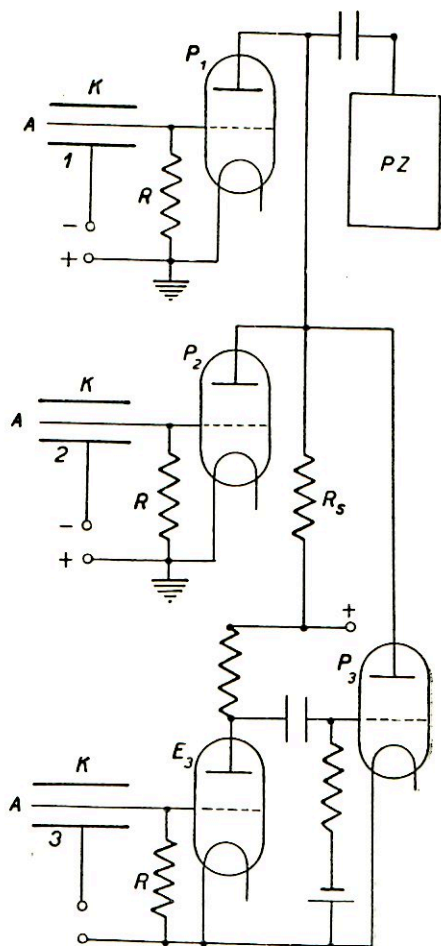


Obr. 2,18. Koincidenční zapojení.

denčním zařízením ještě t. zv. náhodné koincidence. Jsou vyvolávány tím, že v úzkém časovém intervalu  $\tau$  projde každým počítačem jedna částice, takže během tohoto intervalu vznikne ve všech počítačích výboj. Tyto výboje způsobí na společném odporu  $R_s$  úhrnný impuls napětí téměř téže velikosti jako pravé koincidence. Je-li časový interval  $\tau$  dosti malý, je impuls na odporu  $R_s$  tak veliký, že je registrován počítačím zařízením  $PZ$  zároveň s koincidencemi pravými. Počet náhodných ko-

incidencí je třeba buď experimentálně stanovit, nebo početně odhadnout a odečíst od počtu pravých koincidenčí.

Při studiu KZ je někdy třeba zjistit, zda v některých počítačích použitého uspořádání nenastal výboj, zatím co v ostatních počítačích byl koincidenční výboj vyvolán. Tento způsob zaznamenávání výbojů v počítačích se nazývá metodou antikoincidenční. Zapojení, kterých se k tomu účelu používá, jsou označována rovněž antikoincidenční. Jedno z takových zapojení je znázorněno v obr. 2,19 pro tři počítače. Je schopno registrovat koincidenční výboj v počítačích 1 a 2, který není doprovázen výbojem v počítači 3. Jestliže nějaký zjev KZ způsobí koincidenční výboj v počítačích 1 a 2, ale nevyvolá výboj v počítači 3, pak vzniknou na odporech  $R$  příslušných k počítačům 1 a 2 negativní impulsy, které vyvolají přes elektronky  $P_1$  a  $P_2$  na společném odporu  $R_s$  kladný impuls, jenž je registrován počítačím zařízením  $PZ$ . Jestliže však nastane koincidenční výboj ve všech třech počítačích, pak je kladný impuls na odporu  $R_s$  vyvolaný koincidenčním výbojem v počítačích 1 a 2 kompenzován záporným impulsem způsobeným na odporu  $R_s$  počítačem 3 přes elektronku  $E_3$  a  $P_3$ . Celkový impuls na odporu  $R_s$  je tedy tak nízký, že není počítačím zařízením  $PZ$  zaznamenáván.



Obr. 2,19. Antikoincidenční zapojení.

V obr. 2,20 je znázorněno schema koincidenčního a antikoincidenčního zapojení, které vypracoval ve Fysikálním ústavu university Karlovy asist. J. Skřivánek. Obr. 2,21 přináší fotografii zařízení konstruovaného podle zapojení znázorněného v obr. 2,20.

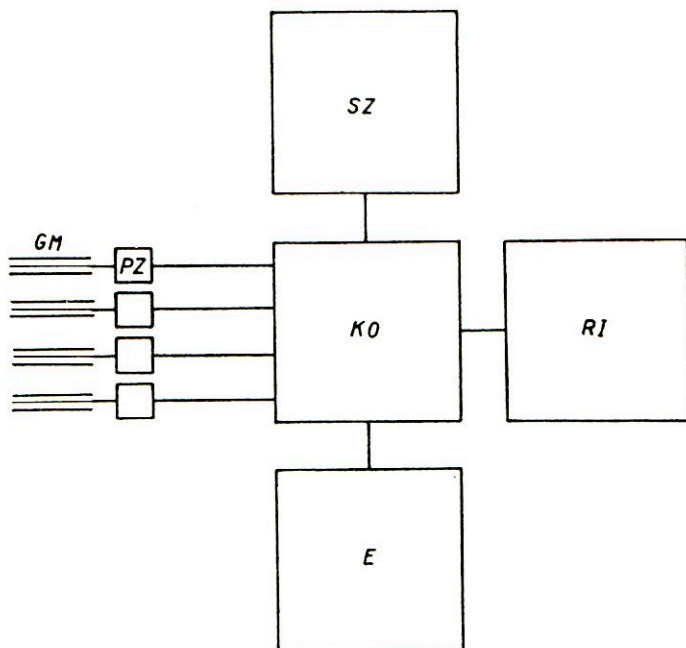
Co se týče řady dalších antikoincidenčních zapojení, odkazujeme opět na příslušnou literaturu [2,12], [2,42], [2,43].



## 2.9. Počítačové teleskopy a hodoskopy

Geigerových-Müllerových počítačů se užívalo k výzkumu KZ v nejrůznějších kombinacích v rozličných zařízeních. Jako příklad těchto aparatur zde budou popsány aspoň některé typy teleskopů a hodoskopů.

K zjišťování intenzity KZ, zvláště k sledování její závislosti na směru nebo čase, ba dokonce i k určování hmot letících částic KZ, se užívalo t. zv. teleskopů.



Obr. 2,20. Koincidenční a antikoincidenční zapojení, vypracované ve Fys. ústavu univ. Karlovy asist. J. Skřivánkem.

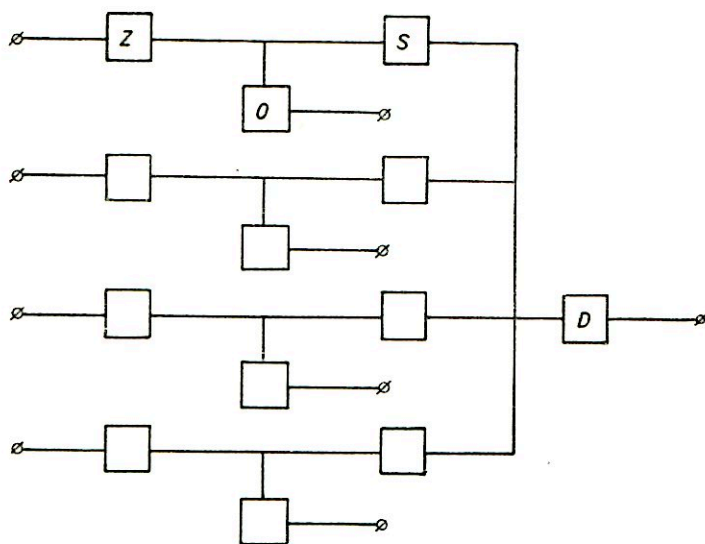
a) Schema celé aparatury, v němž značí *GM* Geigerův-Müllerův počítač, *PZ* předzesilovač, *SZ* stabilizovaný zdroj vysokého napětí pro počítače, *KO* koincidenční obvod, *E* eliminátor, *RI* reduktor impulsů.

Jsou to zařízení skládající se z několika řad počítačů umístěných nad sebou, eventuálně i po straně zařízení. Mezi jednotlivými řadami počítačů jsou vhodné absorbatory z různých kovů anebo je v určité části aparatury použito magnetického pole.

Tak na př. pro studium azimutální asymetrie (odst. 3,4) byl konstruován teleskop [2,44], znázorněný v obr. 2,22. Skládá se v zásadě ze tří počítačů 1, 2 a 3 umístěných v jedné rovině za sebou tak, aby mezi ně bylo možno vkládat bloky olova  $BO_1$  a  $BO_2$ . Po každé straně počítače 2 a 3 jsou v rovnoběžné poloze s nimi umístěny případně ještě počítače 4. Teleskop je upraven tak, aby se dal měnit úhel, který svírá jeho osa  $O$ , procházející počítači 1, 2 a 3, s vertikálou směřující k zenitu

v pozorovacím místě. Proletí-li jednotlivá částice KZ počítači 1, 2 a 3, registruje teleskop trojnou koincenci a jeho osa  $O$  udává směr, kterým částice proletěla. Jde-li o částici ze spršky KZ, je některou z ostatních částic spršky zasažen aspoň jeden z počítačů 4 a teleskop registruje čtvernou koincenci. Tím se dají od sebe odlišit jednotlivé částice a spršky KZ.

Jako příklad počítačového teleskopu jiného typu bude popsáno zařízení [2,15], [2,46], [2,47], [2,48], [2,49], kterého používal kolektiv sovětských pracovníků ve-



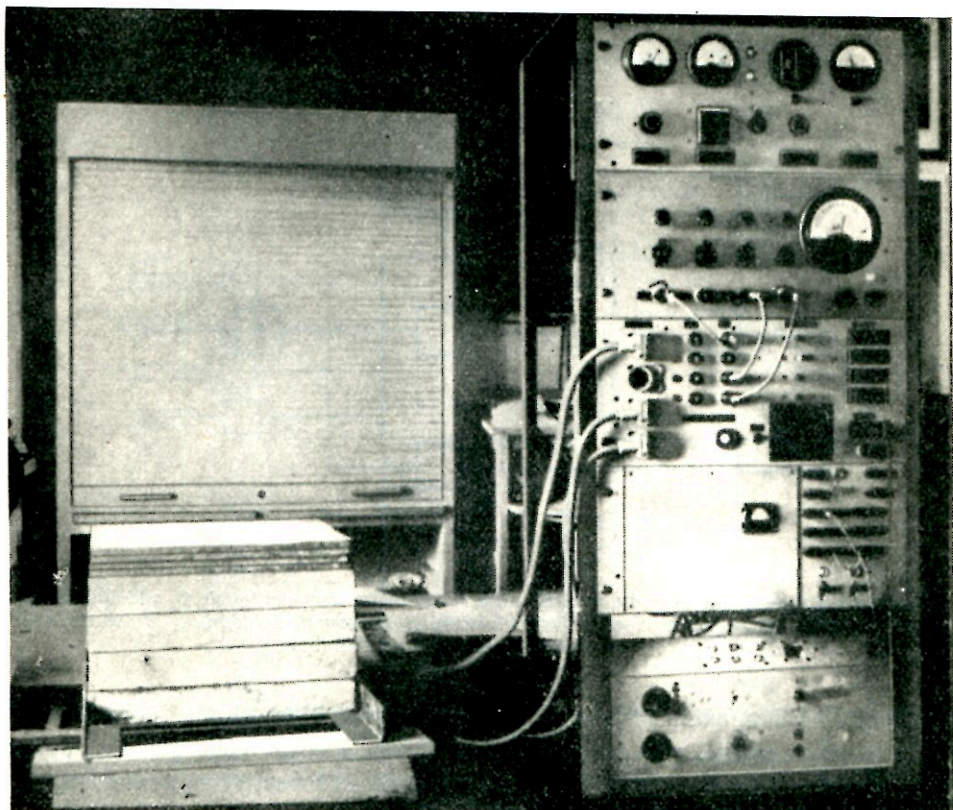
b) Schema koincidenčního obvodu, v němž značí  $Z$  dvoustupňový zesilovač,  $O$  oddělovací elektronku pro počítání impulsů v jednotlivém kanále,  $S$  směřovací elektronku,  $D$  diskriminátor amplitudy koincidenčních impulsů.

dený prof. Alichanjanem při své práci na kavkazské hoře Alagez. Skládal se původně ze čtyř, event. pěti řad počítačů pro KZ. Prostor mezi první a druhou řadou počítačů sloužil k zjištění směru přiletující částice. Mezi druhou a třetí řadou byla částice uchylována magnetickým polem, jehož siločáry směřovaly kolmo na směr jejího pohybu. Absorbátor umístěný mezi třetí a čtvrtou, eventuálně pátou řadou sloužil k zjištění energie dopadající částice; byla to buď hliníková, ocelová nebo olověná deska podle energie studovaných částic. Průchod částice počítačem způsobil rozsvícení příslušné neonové doutnavky, což bylo registrováno na pohybujícím se filmu. Tímto teleskopem bylo možno při velkém počtu pozorovaných částic určit jejich hmotu z úchylek v magnetickém poli a z jejich absorpce v hliníkové nebo olověné desce.

Pro pozorování lehčích částic KZ bylo třeba uspořádat třetí a čtvrtou, resp. pátou řadu počítačů po stranách teleskopu, neboť částice s menší hmotou se v magnetickém poli více uchylují.

Pro studium těžších částic stačí upravit čtyři, eventuálně pět řad počítačů nad sebou. Pouze v magnetickém poli po stranách teleskopu bylo použito ještě několik pomocných řad počítačů.

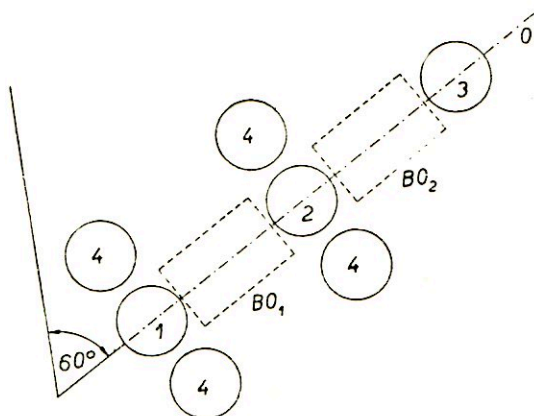
Obr. 2,23 ukazuje nárys a bokorys teleskopu s velkou rozlišovací schopností [2,50]. Bylo u něho použito celkem 10 řad počítačů, z nichž 5 zaznamenávalo dráhu částice mezi póly elektromagnetu, dalších 5 mezi absorbatory.



Obr. 2,21. Fotografie zařízení konstruovaného podle zapojení znázorněného v obr. 2,20.

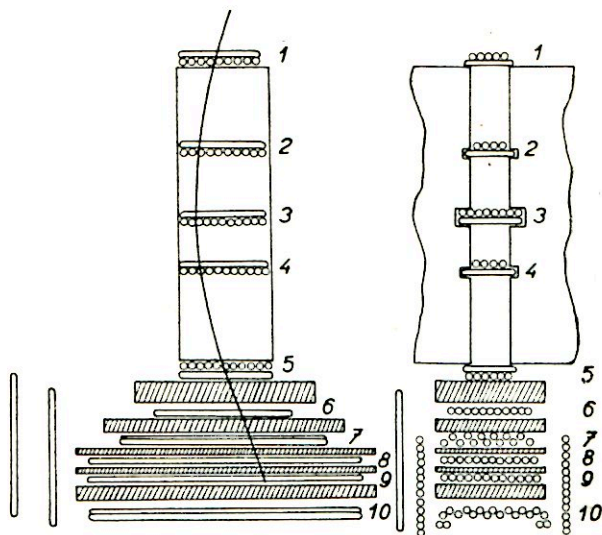
Ke studiu spršek bylo užíváno řady zařízení [2,51]. Na př. pro speciální spršky objevené při pamirské expedici se používalo hodoskopů znázorněných na obr. 2,24 a 2,25. Každý z nich se v podstatě skládal ze šesti až sedmi řad po 22 počítačích, které měly průměr 12 mm a délku 300 mm. Jednotlivé řady byly od sebe odděleny olověnými deskami 3 mm silnými. Na obr. 2,24 je schematicky znázorněno uspořádání, které má pod uvedenými sedmi řadami počítačů označenými číslicemi 1 až 7 ještě tři další řady počítačů označené číslicemi 8 až 10. Z nich řady označené číslicemi 8 a 9 jsou od sebe oddělené olověnou deskou 4 cm silnou a jejich počítače

jsou zapojeny tak, že dávají čtverné koincidence. Poslední řada označená číslicí 10 a obsahující 15 počítačů je oddělena od předcházejících řad vrstvou olova 8 až 10 cm silnou.



Obr. 2,22. Počítačový teleskop S. N. Věrnova a jeho spolupracovníků.

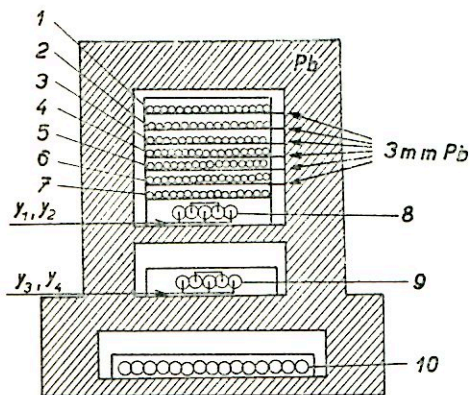
Podobně je upraven také hodoskop podle obr. 2,25, který se liší od předcházejícího v tom, že jak nad šesti řadami obsahujícími po 22 počítačích, (označenými číslicí 1 až 6) je upravena jedna řada s 9 počítači (označená číslicí 7), tak pod nimi je uspořádána další řada s 15 počítači (označená číslicí 8). Obě řady označené číslicemi 7 a 8 jsou odděleny od řad označených číslicemi 1 až 6 vrstvami olova 12 cm silnými. Devět počítačů řady označené číslicí 7 je zapojeno tak, že vždy tři z nich dávají trojné koincidence.



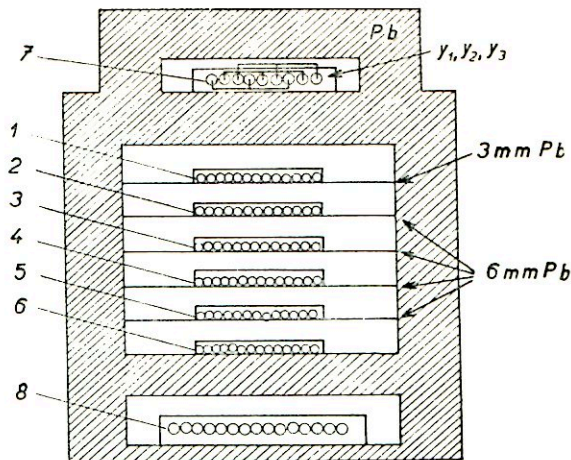
Obr. 2,23. Počítačový teleskop A. I. Alichanjana a jeho spolupracovníků.

Uvedené hodoskopy obsahují tedy celkem 150 až 180 počítačů, z nichž každý je speciálním zařízením připojen k neonové doutnavce, které jsou rozloženy na zvláštním panelu způsobem odpovídajícím místnímu rozložení počítačů v hodoskopu. Průchod částice kterýmkoliv počítačem je registrován rozsvícením odpovídající doutnavky. Rozsvícení dout-

navěk při průchodu spršky KZ hodoskopem se zachycuje a fotografický film. Obr. 2,26 ukazuje takový snímek spršky, z něhož je patrna její struktura. Jsou na něm zřejmy dva „stvolý“ spršky, svírající spolu celkem značný úhel. Oba „stvolý“ spršky byly vytvořeny pronikavými částicemi.



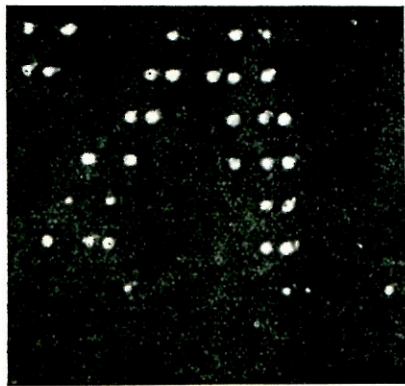
Obr. 2,24. Hodoskop.



Obr. 2,25. Hodoskop.

## 2.10. Wilsonova mlžná komora

Dráhy jednotlivých nabitých částic, jakož i některé pochody KZ, na př. spršky, můžeme pozorovat ve Wilsonově mlžné komoře [2,52]. [2,53], jejíž konstrukci nyní



Obr. 2,26. Fotografie spršky hodoskopem.

popíšeme. Máme-li uzavřený prostor naplněný plynem s nasycenými parami, na př. vodními, a zvětšíme-li jej velmi rychle čili adiabaticky asi o jednu třetinu, pak teplota v tomto prostoru klesne a přítomné páry se stanou vzniklým ochlazením parami přesycenými. Počnou se srážet ve formě kapiček nebo dokonce mlhy na prachových tělískách, která jsou v plynu obsažena a která tvoří kondenzační jádra pro tvoření kapiček. Provedeme-li popsanou expansi uzavřeného prostoru několikrát za sebou, zbavíme opakovanou kondensací plyn v uzavřeném prostoru všech prachových tělísk, takže tvoření mlhy přestane.

Jakmile však v plynu zbaveném prachu jsou vytvořeny z nějaké příčiny ionty, nastane na těchto iontech při expansi plynu rovněž srážení par ve tvaru kapiček,

kteře můžeme pozorovat [2,54]. Projde-li tedy takovým prostorem buď těsně před expansí, nebo během expanse nějaká nabitá částice, vytvoří podél své dráhy ionty, na nichž se srazí během expanse přesycené páry. Při vhodném osvětlení se strany je možno tyto dráhy pozorovat nebo fotografovat jako světlé stopy na temném pozadí. To je základ, na němž byla vybudována mlžná komora.

Bližší podmínky pro tvoření kapiček na iontech při přesycení vodních par během adiabatické expanse uzavřeného vzdušného prostoru studoval již sám Wilson [2,54]. Především ukázal, že tvoření kapiček na iontech nenastává vůbec, dokud poměr expandovaného objemu vzduchu k původnímu objemu nedosáhne hodnoty 1,25. Nabývá-li tento poměr, který budeme nazývat expansním poměrem, hodnoty mezi 1,25 až 1,37, pak v tomto oboru existují příznivé podmínky pro tvoření kapiček na iontech. Překročí-li expansní poměr hodnotu 1,37, začne se místo jednotlivých kapiček na iontech tvořit mrak nebo dokonce mlha tím hustší, čím více necháme vzrůstat expansní poměr. Tvoření mraku nebo mlhy již tedy nezávisí na počtu iontů, nýbrž je vyvoláno koalescencí molekul vodní páry. Expansní poměr 1,25 se nazývá někdy iontovou hranicí, expansní poměr 1,37 mlžnou hranicí.

Další studium podmínek pro tvoření vodních kapiček na iontech vedlo dokonce k výsledku, že negativní ionty jsou lepšími kondenzačními jádry než ionty pozitivní. Pro vzduch a vodní páru zjistil Wilson [2,54], že negativní ionty začínají působit jako kondenzační jádra, dosáhne-li expansní poměr hodnoty 1,25, kdežto pro pozitivní ionty je třeba dosáhnout hodnoty expansního poměru 1,31, aby začaly jevit tytéž kondenzační vlastnosti jako pozitivní ionty. Tyto pokusy byly několikrát opakovány, při čemž byly studovány i jiné látky, pokud jde o jejich vlastnosti kondenzačních jader. Bylo shledáno, že podobně jako voda má také chlorbenzen schopnost kondensovat snáze na negativních iontech než na iontech pozitivních, kdežto páry alkoholu ethylnatého, alkoholu methylnatého a chloroformu kondensují snáze na iontech pozitivních. Dají se však najít kapaliny, jako benzen nebo chlorid uhličitý, jejichž páry kondensují stejně dobře jak na pozitivních, tak na negativních iontech.

Vzhledem k uvedeným skutečnostem byla hledána směs s vhodným poměrem vodní páry a páry některé jiné látky, která by měla nízký expansní poměr pro oba druhy iontů. Je-li mlžná komora plněna vzduchem, udává se jako vhodný přírůstek k plynové náplni směs par obsahující 65% alkoholu ethylnatého a 35% vody, poněvadž tato směs má pro iontovou hranici minimální expansní poměr rovný pouze 1,125. Ještě kontrastnějších drah se však dá dosáhnout, užije-li se směsi par obsahující 50% alkoholu ethylnatého nebo propylnatého, 25% acetonu a 25% vody, která má pro iontovou hranici expansní poměr dokonce jen 1,112. Podle toho jde-li o pozorování buď těžkých, nebo lehkých nabitých částic, je ještě třeba vhodně volit hodnotu expansního poměru.

Těsně po expansi se začne pracovní prostor vnějším teplem ohřívát, čímž se pochod přesycení par zastaví, a tím také přestane jejich kondensace na iontech. Doba, po kterou trvá přesycení par, při němž nastává jejich kondensace podél

dráhy ionisující částice, nazývá se citlivým časem. Experimentálně se určuje tak, že se měří čas, za který se dráhy stávají po expansi nepozorovatelnými, při čemž se volí co největší expansní poměr. Sensitivní doba mlžných komor leží v časovém rozmezí od 0,05 s až 2,0 s.

Přitom je nutno podotknout, že všechny uvedené veličiny, zvláště dolet částic v mlžné komoře, závisí na teplotě a tlaku plynu. Proto se hodnoty naměřené ve Wilsonově mlžné komoře udávají v suchém vzduchu při teplotě 15 °C za normálního barometrického tlaku 760 mm Hg, při čemž se normálním tlakem rozumí uvedená délka rtuťového sloupce za teploty 0 °C při hladině mořské na 45° zeměpisné šířky.

Poněvadž na teplotě a tlaku plynu, jímž je naplněn pracovní prostor mlžné komory, závisí přesycení par obsažených v tomto plynu, je také ostrost nebo obráceně deformace drah částic, proletujících komorou, funkcí těchto veličin. Vytvoření drah částic v mlžné komoře je však ovlivňováno ještě pohybem plynu v pracovním prostoru komory během expanse a těsně po ní a mimo to růstem kapek během citlivého času. Ostrost zobrazení drah částic závisí dále jednak na optickém systému, kterého k jejich zobrazení použijeme, jednak na tloušťce skleněné desky, kterou je pracovní prostor mlžné komory ohraničen a kterou pozorujeme nebo fotografujeme dráhy částic nebo děje KZ vznikající v tomto prostoru. Proto musíme při práci s mlžnou komorou přihlížet ke všem těmto faktorům.

Vedle původního tvaru mlžné komory vypracované Wilsonem [2,52], o němž již není třeba se zmiňovat, bylo pro účely KZ používáno hlavně tři modifikací mlžné komory. Jsou to: 1. Mlžná komora řízená počítači a uváděná do chodu částicemi KZ, které v pracovním prostoru komory pozorujeme. 2. Mlžná komora s automatickou pomalou expansí, zachycující náhodné zjevy KZ. 3. Mlžná komora s vysokým tlakem uvnitř pracovního prostoru komory, sloužící hlavně k pozorování částic KZ, které nesou vysokou kinetickou energii a které mají tudíž za normálního tlaku příliš velký dolet.

Aby kterákoliv z těchto mlžných komor mohla zachytit dráhu částice proletující jejím pracovním prostorem, musí její pracovní cyklus projít pěti pracovními dobami. Jsou to: 1. Průchod ionisující částice pracovním prostorem komory. 2. Expanse pracovního prostoru komory. 3. Osvětlení pracovního prostoru komory dostatečně intenzivním zdrojem světla. 4. Exponice dráhy částice v pracovním prostoru komory na fotografickou desku. 5. Uvedení komory do původního stavu schopného zachytit dráhu další částice, která proletí jejím pracovním prostorem. Jak je tento pracovní cyklus uskutečněn u zmíněných tří typů komor užívaných pro studium KZ, bude v dalším popsáno.

První, kdo fotografoval dráhy částic KZ ve Wilsonově mlžné komoře, byl v r. 1927 D. Skobelev [2,55]. První také použil u mlžné komory magnetického pole, aby studoval zakřivení drah proletujících částic v tomto poli. Od r. 1927 pak řada badatelů konstruovala různé typy mlžných komor pro studium KZ. Popíšeme z nich nejprve komoru prvního typu řízenou dvěma Geigerovými-Müllerovými počítači.

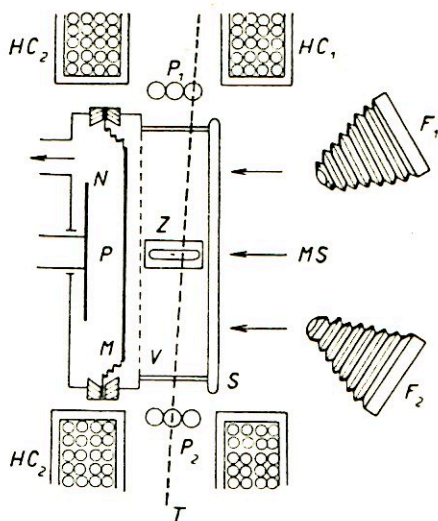
Tyto komory byly většinou konstruovány tak, aby byly schopny pracovat ve svislé poloze a mohly být umístěny v magnetickém poli. Obr. 2,27 znázorňuje schematicky konstrukci mlžné komory [2,56], [2,57], která je umístěna mezi dvěma Helmholtzovými cívkami. Skládá se v zásadě ze skleněného válce  $V$ , který je uzavřen na jedné straně gumovou membránou  $M$ , vyztuženou případně kovovým kotoučem, na druhé straně skleněnou deskou  $S$ . Tím se vytvoří uvnitř válce  $V$  mezi membránou  $M$  a deskou  $S$  uzavřený

pracovní prostor, který se naplní plynem, k němuž se přidá několik kapek vody nebo některé organické kapaliny, aby v pracovním prostoru vznikla směs plynu s nasycenými parami uvedených kapalin. Obvykle se užívá vzduchu s několika kapkami vody nebo alkoholu. Někdy se plní pracovní prostor i vzácnými plyny, jako na př. argonem. Expanse plynu uzavřeného v pracovním prostoru se provádí tím způsobem, že se z prostoru  $P$  pod membránou  $M$  náhle odčerpá vzduch, na př. spojením prostoru  $P$  s vyčerpávanou baňkou. Tím se pohyblivá membrána  $M$  posune až k nastavitelné nárazce  $N$ . Pracovní prostor je během expance osvětlován intenzivním zdrojem světla  $Z$ . K osvětlování se užívá jednak rtuťových lamp, jednak projekčních lamp. Kapilární

rtuťové lampy z křemenného skla jsou napájeny po dobu  $\frac{1}{50}$  až  $\frac{1}{20}$  vteřiny napětím 8000 V ze sekundárního vinutí transformátoru, který se na uvedenou dobu připojí na síťové napětí 220 V. Během této kratinké doby projde rtuťovou lampou proud 100 až 200 A, při čemž vznikne jiskrový výboj ve rtuťových parách, kterým se osvětlí pracovní prostor komory. Užije-li se místo rtuťových výbojek projekčních žárovek, je třeba výkonu 1000 wattů při expozici  $\frac{1}{5}$  vteřiny. Dráha  $T$  částice, která proletuje pracovním prostorem komory a je tímto způsobem se strany intenzivně osvětlena, pozoruje se shora skleněnou deskou  $S$ . Abychom mohli z pozorované dráhy částice odvodit kvantitativní výsledky, musíme dráhu  $T$  částice přesně proměřit, a proto pořídíme deskou  $S$  její stereoskopické snímky fotografickými komorami  $F_1$  a  $F_2$ . O tom, jak se fotografování drah částic prakticky provádí, pojednáme podrobněji níže, až budeme popisovat vyhodnocování obrázků těchto drah.

Obr. 2,28 ukazuje fotografii mlžné komory konstruované ve Fysikálním ústavu university Karlovy v r. 1938 druhým z autorů této knížky.

K úspěšnému pořízení snímků některých zjevů KZ je třeba, aby expanse plynu v mlžné komoře, osvětlení jejího pracovního prostoru a případné ovládání uzá-



Obr. 2,27. Mlžná komora umístěná mezi Helmholtzovými cívkami.

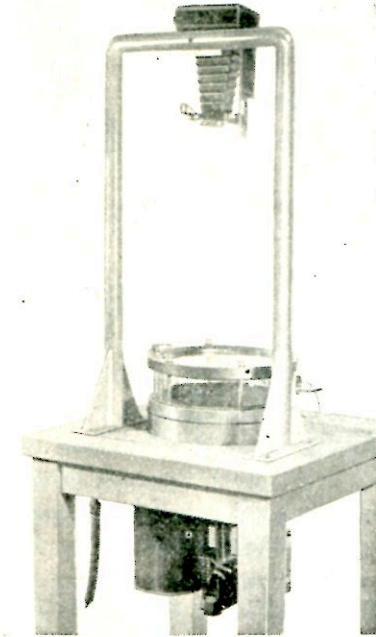


věrek fotografických komor bylo provedeno ve vhodných po sobě následujících časových intervalech. K řízení popsaných pracovních operací mlžné komory použili téměř současně P. M. S. Blackett a G. P. S. Occhialini [2,56], [2,57] a C. D. Anderson [2,58] dvou skupin  $P_1$  a  $P_2$  Geigerových-Müllerových počítáčů v koincidenčním zapojení. Jedna skupina  $P_1$  byla umístěna nad expansním prostorem, druhá  $P_2$  pod expansním prostorem mlžné komory. Každá částice, která proletí expansním

prostorem, způsobí výboj jak v jednom z počítáčů horní skupiny  $P_1$ , tak v jednom z počítáčů dolní skupiny  $P_2$ . Tento současný výboj v obou počítáčích vyvolá v koincidenčním zapojení impuls napětí, který uvede automaticky v chod popsané jednotlivé operace ve Wilsonově komoře.

Aby bylo možno zjistit charakter nabitě částice, byla mlžná komora umístěna Skobelcynem [2,55] do magnetického pole tak, že jeho magnetické siločáry  $MS$  procházejí kolmo na desku  $S$ , a tudíž velmi přibližně také kolmo na dráhu částice proletující mlžnou komorou. V prvních dobách studia KZ bylo používáno k vytvoření homogenního magnetického pole Helmholtzových cívek  $HC_1$  a  $HC_2$ , z nichž jedna byla umístěna nad, druhá pod expansním prostorem. Jejich vzdálenost je třeba volit zhruba rovnou jejich poloměru, má-li být pole homogenní.

Brzy se však zjistilo, že částice KZ nesou vysokou energii, a že je třeba vytvořit magnetická pole o intenzitě řádově 20 000 gaussů, aby se dosáhlo potřebného zakřivení dráhy  $T$ .



Obr. 2,28. Fotografie mlžné komory konstruované ve Fys. ústavu univ. Karlovy.

Bylo proto třeba použít cívek s železným jádrem [1,7], [1,18]. K tomu účelu zkonstruoval P. M. S. Blackett [2,59] elektromagnet s cívkami vzduchem chlazenými a s měnitelnou vzduchovou mezerou mezi pólovými nástavky. Váha použitého železa byla 8 t, váha měděného drátu na cívkách 3 t. Potřebný příkon 25 kW. Při vzdálenosti pólových nástavků 15 cm dosáhl intenzity magnetického pole 12 000 gaussů. Použil pro tento elektromagnet mlžné komory o průměru 30 cm s velmi plochým expansním prostorem. Dráhy  $T$  částic byly buď fotografovány otvorem v jednom z pólových nástavků elektromagnetu, nebo se strany užitím zrcátka skloněného pod úhlem  $45^\circ$  k desce  $S$  komory.

Podobného vodou chlazeného elektromagnetu užíval C. D. Anderson [2,58]. Dosáhl intenzity magnetického pole až 15 000 gaussů. Průměr jeho mlžné komory byl 16,5 cm.

P. Leprince-Ringuet a J. Crussard [2,60] umístili svoji mlžnou komoru o průměru 55 cm ve velkém elektromagnetu pařížské akademie. Dosáhli intenzity magnetického pole 12 000 až 13 000 gaussů.

Ovládání uvedených jednotlivých pracovních pochodů mlžné komory a jejich správné časování se provádí elektronickými zařízeními s vhodnými zpožďovacími obvody. Detailní popis těchto zařízení přesahuje rámec této knížky, a proto odkazujeme na příslušnou literaturu [2,61], [2,62], [2,63], [2,64]. Elektronické zařízení, které zkonstruovali ve Fyzikálním ústavu university Karlovy pro mlžnou komoru znázorněnou v obr. 2,28 doc. Dr. J. Beneš a PhA Mr. S. Šafrata, bude popsáno ve „Slaboproudém obzoru.“

Mlžné komory, řízené počítači, se velmi dobře hodí ke studiu řídkých nebo zvláštních zjevů KZ. Byly jimi studovány na př. částice s velkou energií a spršky KZ. Používáním těchto komor se ušetří velmi mnoho času i fotografického materiálu.

Jde-li však o pozorování různých druhů částic a částic s malou energií a o zjištění pravděpodobnosti, s jakou se v KZ vyskytují, je třeba použít komor druhého typu, které pracují sice rovněž automaticky v pravidelných intervalech, avšak s pomalou expansí, takže mají dlouhý sensitivní čas. Mají také tu výhodu, že proud do elektromagnetu, kterým se vytváří magnetické pole pro mlžnou komoru, může se zapnout teprve několik vteřin před expansí a vypnout těsně po ní, takže se ušetří značné množství elektrické energie. Expanse se opakuje v pravidelných intervalech v rámci pracovního cyklu, skládajícího se z pěti pracovních dob mlžné komory, jak bylo svrchu uvedeno. Počátek pracovního cyklu mlžné komory je řízen na př. mechanismem podobným hodinovému stroji.

Tímto způsobem jsou zachyceny mlžnou komorou dráhy částic, které náhodně právě během expanse prošly pracovním prostorem mlžné komory. Je-li pomalou expansí značně prodloužen sensitivní čas komory, dá se pozorovat několik drah částic KZ během jedné expanse.

J. A. Bearden [2,65], který první konstruoval mlžnou komoru tohoto typu, zvýšil její sensitivní čas během expanse na 2 s. Mohl tak pozorovat průměrně 4 dráhy částic KZ během jedné expanse. Jeho komory o průměru 20 cm a hloubce 4 cm se mohlo používat pouze v horizontální poloze. Nebyla proto vhodná pro studium KZ.

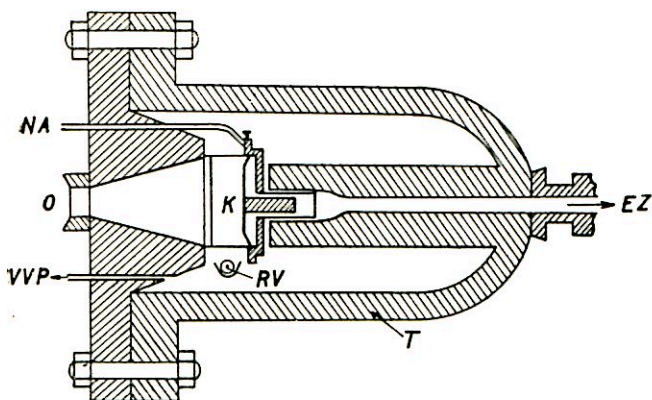
Když pak E. J. Williams [2,66] ukázal, že se sensitivní čas mlžné komory dá zvýšit zvětšením jejích rozměrů, konstruoval společně s G. E. Robertsem [2,67] komoru o průměru 60 cm a hloubce 50 cm. Touto komorou zachytili v r. 1940 rozpad mesonu  $\mu$  v elektron (odst. 5,3).

Dá se ukázat, že počet  $P$  pozorovaných drah částic KZ zachycených během jedné expanse mlžné komory na fotografickou desku, je dán výrazem

$$P = Kdht_s, \quad (2,4)$$

v němž značí  $K$  počet částic KZ dopadajících na 1 cm<sup>2</sup> za 1 vteřinu,  $d$  průměr fotografované oblasti pracovního prostoru mlžné komory,  $h$  ohniskovou hloubku

použitého fotografického přístroje,  $t_s$  sensitivní čas. Je tedy počet pozorovaných drah kosmického záření úměrný jak sensitivnímu času, tak průměru komory. Volíme-li takový objektiv, který by obsáhl celý pracovní prostor komory, můžeme v komoře, pro kterou je  $d = 60$  cm,  $h = 5$  cm,  $t_s = 0,4$  s, a za předpokladu, že  $K = 0,03$  částic/cm<sup>2</sup> . s, zachytit průměrně 3,6 drah částic KZ během jedné expanse komory na fotografickou desku.



Obr. 2,29. Mlžná komora s plynovou náplní o vysokém tlaku.

Konečně třetím typem mlžných komor jsou komory, jejichž pracovní prostor je naplněn plynem za vysokého tlaku až do 200 atmosfér. Tyto komory slouží k pozorování zjevů, při nichž žádáme, aby celá dráha částice i se svým koncem probíhala v pracovním prostoru komory. Z toho důvodu je třeba, aby dolet částice se zkrátil

tím, že zvýšíme tlak, a tudíž i hustotu plynové náplně komory. Komory tohoto typu se hodí na př. pro studium rozpadu mesonů nebo explosivního tvoření spršek KZ.

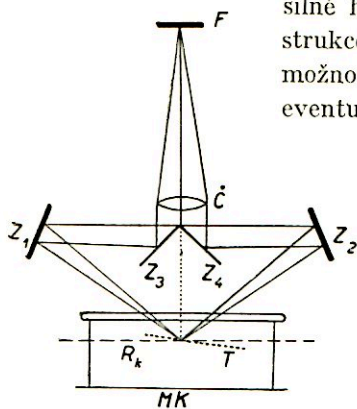
První mlžnou komoru, která mohla pracovat za různého tlaku plynové náplně ve svém pracovním prostoru, konstruoval v r. 1934 F. Joliot [2,68]. Téhož roku konstruoval L. Mott-Smith [2,69] mlžnou komoru pro vyšší tlaky až do 15 atmosfér. Uvedeme zde jako příklad konstrukci mlžné komory, u níž lze užívat plynové náplně s tlakem až 200 atmosfér [2,70]. Znázorňuje ji schematicky obr. 2,29.

Vlastní mlžná komora  $K$  má průměr 30 cm, hloubku 9 cm a je umístěna uvnitř ocelového tanku  $T$ , naplněného průhledným bílým olejem tak, že stěny komory nejsou podrobeny žádnému tlaku. Pracovní prostor mlžné komory  $K$  se dá naplnit argonem za tlaku až 200 atmosfér, při čemž tento tlak působí pouze na 5 cm silné skleněné okénko  $O$ , které je umístěno v ocelovém tanku nad skleněnou deskou mlžné komory  $K$ . Tímto okénkem se pozorují nebo fotografují dráhy částic v mlžné komoře. Zadní stěna komory je tvořena pohyblivým pístem připojeným k válcovým postranním stěnám ohebnou gumovou membránou. Expanse pracovního prostoru komory se provádí tím způsobem, že se z tanku vypustí odměřený objem oleje vysokotlakým expansním ventilem  $EZ$ . Pracovní prostor je naplněn argonem, k němuž je přidána směs par vody a alkoholu isopropylnatého. Poněvadž iontová hranice se zmenšuje se stoupajícím tlakem, je při 110 atmosférách expansní poměr uvedené směsi již pouze 1,04, kdežto za normálního tlaku je 1,07 až 1,08. Malý expansní poměr vysokotlaké expansní komory má tu výhodu, že dráhy

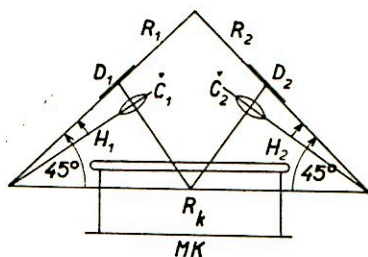
částic nejsou při expansi rušeny turbulencí plynu v pracovním prostoru komory.

Osvětlení pracovního prostoru komory se provádí lineární, kapilární rtuťovou výbojkou  $RV$  umístěnou v ohnisku válcového reflektoru, parabolického průřezu.

Ocelový tank je konstruován tak, že ho lze použít jako části magnetického obvodu pro elektromagnet, kterým se dá v pracovním prostoru komory vytvořit silné homogenní magnetické pole. U zobrazené konstrukce se dá použít dosti měděného drátu, takže je možno vzbudit magnetická pole o intenzitě 10 000 gaussů, eventuálně i vyšší, aniž se komora podstatně ohřívá.



Obr. 2,30. Zařízení pro pořizování stereoskopických snímků na jedinou fotografickou desku.



Obr. 2,31. Zařízení pro pořizování stereoskopických snímků na dvě fotografické desky.

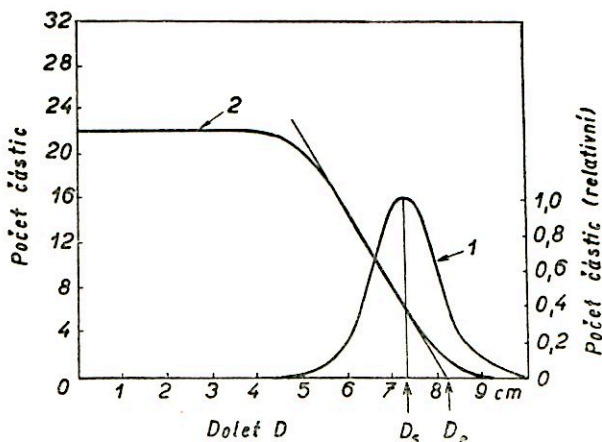
Vysokotlaká mlžná komora má vzhledem k oběma předcházejícím typům komor tu výhodu, že dráha částice, která má v argonu při tlaku 200 atm délku 30 cm, čili rovnou průměru pracovního prostoru komory, odpovídá v argonu za normálního tlaku délce 70 m. Tím je možno sledovat dráhy částic (na př. mesonů) během celé doby jejich života. Její výhodou spočívá také v tom, že má dlouhý sensitivní čas, takže její účinnost je asi desetkrát větší, pokud jde o počet pozorovaných drah. Její nevýhodou je dlouhá doba, řádově asi 15 minut, kterou potřebuje k vyrovnání teploty mezi dvěma po sobě následujícími expansemi.

Studium zjevů KZ vyžaduje, aby u všech tří uvedených typů mlžných komor byly dráhy pozorovaných částic fotografovány. Z fotografií lze určit hustotu ionisace podél dráhy částice, zakřivení dráhy v magnetickém poli, případně úhly mezi drahami různých částic. Jde-li o to určit tyto veličiny z drah probíhajících v libovolné rovině, je třeba fotografovat dráhu ze dvou různých směrů, čili poříditi dva stereoskopické snímky pozorované dráhy. Dvě hojně užívaná zařízení, kterými se tyto snímky provádějí, jsou znázorněna na obr. 2,30 a 2,31.

První zařízení [2,71] znázorněné v obr. 2,30 registruje dva vzájemně kolmé obrazy dráhy  $T$  částice jedinou čočkou  $\dot{C}$  na týž film  $F$ . Toho se dosáhne čtyřmi zrcadly  $Z_1, Z_2, Z_3$  a  $Z_4$  postavenými vzhledem k sobě a vzhledem k horizontální rovině  $R_k$  mlžné komory  $MK$  tak, jak ukazuje obr. 2,30. Z měření provedených na těchto dvou obrazech se dá určit jak skutečná délka dráhy částice, tak úhel mezi drahami různých částic. Ačkoliv tato metoda je s hlediska hospodárné spo-

třeby filmu velmi výhodná, dá se jí zachytit pouze malá část pracovního prostoru kolem středu mlžné komory.

Proto Blackett vypracoval v r. 1929 metodu [2,72], jež užívá dvou fotografických přístrojů (obr. 2,31), kterými se dají zachytit dráhy v celém pracovním prostoru mlžné komory  $K$ . Fotografické přístroje jsou upraveny tak, že jejich obrazové roviny  $R_1$  a  $R_2$ , do nichž se umísťují fotografické desky  $D_1$  a  $D_2$ , stojí vzájemně kolmo. Čočky  $\check{C}_1$  a  $\check{C}_2$  jsou zasazeny do fotografických přístrojů tak, že horizontální rovina  $R_2$  mlžné komory je předmětovou rovinou pro obě obrazové roviny  $R_1$  a  $R_2$ . Toho se dosáhne tím, že hlavní rovina  $H_1$  čočky  $\check{C}_1$  prochází průsečnicí předmětové roviny  $R_2$  mlžné komory s obrazovou rovinou  $R_1$  a obdobně hlavní rovina  $H_2$  čočky  $\check{C}_2$  prochází průsečnicí roviny  $R_2$  s rovinou  $R_1$ . Tímto způsobem se do-



Obr. 2,32. Měření středního a extrapolovaného doletu.

dosáhne ostrých obrazů drah částic v celém pracovním prostoru mlžné komory. Vyšetřování drah zachycených na fotografických deskách  $D_1$  a  $D_2$  se pak provádí tak, že se vyvolané negativy  $D_1$  a  $D_2$  umístí do držáků ve stejných polohách, v nichž byly snímány fotografie drah, načež se obrazy na negativěch promítnou zpět do předmětové roviny  $R_2$ . V této rovině je otáčivě upraveno průhledné stínítko, kterým se pohybuje tak dlouho, až oba obrazy dráhy částice spolu splynou. Tak se získá přesná geometrická reprodukce dráhy částice v prostoru. Vložíme-li do místa stínítka fotografický papír, zachytíme na něj trvale dráhu částice tak, jak prostorem skutečně proletěla. Poněvadž průmět obou negativů  $D_1$  a  $D_2$  můžeme provádět týmiž fotografickými přístroji v týchž polohách, v nichž byly obrazy drah snímány, eliminují se tím všechny chyby geometrického uspořádání i optické povahy.

Máme-li skutečný průběh dráhy částice, která proletěla pracovním prostorem mlžné komory, zachycen na fotografickém papíře, můžeme z něho určit: 1. Dolet ionisující částice. 2. Specifickou ionisaci podél dráhy částice. 3. Zakřivení dráhy nabitě částice, je-li komora umístěna v magnetickém poli. Změřením dvou z těchto veličin, resp. zjištěním jejich změn, se dá určit hmota částice, která vletěla do mlžné komory.

Dolet  $D$  ionisující částice se určuje z řady naměřených hodnot buď jako t. zv. střední dolet  $D_s$ , nebo t. zv. extrapolovaný dolet  $D_e$  částice. Je k tomu třeba

v obou případech poměrně značného počtu pozorovaných doletů částice, z nichž se stanoví jak střední, tak extrapolovaný dolet takto:

Chceme-li stanovit střední dolet částice, nanášíme na osu  $y$  počet (případně relativní) částic majících svůj dolet  $D$ , který nanášíme na osu  $x$ , v určitém oboru  $D$  až  $D + dD$ . Dostaneme tak křivku, která znázorňuje počet částic jako funkci jejich doletu a která má tvar, znázorněný na obr. 2,32 křivkou 1. Je to křivka, udávající podle Gaussova zákona rozložení doletů jednotlivých částic kolem středního doletu  $D_s$ , který odpovídá maximálnímu počtu částic. Odečteme-li tedy z křivky 1 znázorněné v obr. 2,32 hodnotu  $D$  odpovídající maximálnímu počtu částic, získáme tak střední dolet  $D_s$ .

Extrapolovaný dolet určíme z křivky, kterou získáme z téže řady naměřených hodnot, nanášíme-li počet částic jako funkci jejich doletu. Dostaneme křivku 2, znázorněnou v obr. 2,32. Vedeme-li k této křivce v jejím inflexním bodě tečnu, která je současně její nejstrmější tečnou, protne tato tečna osu  $x$  v bodě, který udává hodnotu  $D_e$  extrapolovaného doletu.

Poněvadž se dolet částic vztahuje vždy na suchý vzduch při teplotě 15 °C a za normálního tlaku 760 mm Hg, je třeba provést redukci naměřené délky  $L$  dráhy částice a vypočítat její redukovaný dolet  $D$  za uvedených poměrů. Je-li známo, že pro pozorovanou částici odpovídá délce  $L_0$  její dráhy dolet  $D_0$  v suchém vzduchu při teplotě 15 °C a za tlaku 760 mm Hg, stanoví se redukovaný dolet částice  $D$  jednoduchou úměrou ze vztahu

$$D = L \frac{D_0}{L_0} \quad , \quad (2,5)$$

předpokládáme-li, že brzdicí schopnost směsi plynu a nasycených par vzhledem k suchému vzduchu je podél celé dráhy částice konstantní.

Mezi středním doletem  $D_s$  a extrapolovaným doletem  $D_e$  platí vztah [2,53]

$$D_e = D_s + \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha} \quad , \quad (2,6)$$

v němž  $\alpha$  značí parametr rozptylu, jehož hodnota závisí jednak na povaze částic, jednak na prostředí, jímž se částice pohybuje. Plyne z teorie doletu částic, jež ukazuje, že rozptyl hodnot doletu částic je způsoben fluktuacemi v počtu srážek, ke kterým dojde při průletu částice plynem, vyplňujícím pracovní prostor mlžné komory. Dolet  $D$  částice mající hmotu  $M$ , počet elementárních nábojů  $Z$  a hybnost  $p$  se dá vyjádřit jako funkce výrazu

$$\frac{p}{Mc} = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2,7)$$

ve tvaru [2,52]

$$D = \frac{c}{aZ^2} \int_0^p \beta^3 dp = \frac{Mc^2}{aZ^2} \left\{ \frac{2 + (p/Mc)^2}{\sqrt{1 + (p/Mc)^2}} - 2 \right\} \quad , \quad (2,8)$$

v němž  $a = 2,5 \cdot 10^3 \text{ eVcm}^{-1}$  pro vzduch,  $c$  je rychlost světla,  $\beta = v/c$  a  $v$  je rychlost ionisující částice.

Další veličina, kterou můžeme z dráhy částice fotografované v mlžné komoře, stanovit, jest specifická ionisace  $I_0$ , která udává počet iontů vytvořených na jednotce dráhy nabitě částice při jejím průletu plynovou náplní mlžné komory. Určuje se jednak přímo, jednak nepřímo.

Přímé stanovení střední specifické ionisace  $I_0$  se provádí tak, že se na skutečném průběhu dráhy, zachyceném na fotografickém papíře tak, jak bylo svrchu uvedeno, jednak spočítá celkový počet kapiček  $P_k$  vytvořených na iontech podél dráhy částice, jednak stanoví její skutečná délka  $L$ . Dělíme-li spočítanou hodnotu  $P_k$  naměřenou hodnotou  $L$ , dostaneme jako střední specifickou ionisaci výraz

$$I_0 = \frac{P_k}{L} \quad (2,9)$$

Nepřímý odhad střední specifické ionisace se dá provést takto: Je-li  $I_0$  její hodnota, pak je střední volná dráha mezi dvěma kapičkami vytvořenými na iontech podél dráhy částice dána výrazem  $l/I_0$ . Naměříme-li jako celkovou délku dráhy částice hodnotu  $L$ , je počet středních volných drah na délce  $L$  roven hodnotě  $I_0L$ . Označíme-li  $w$  pravděpodobný počet, kolikrát se vyskytne na délce  $L$  pozorované dráhy mezera mezi kapičkami (ionty) mající délku větší než  $l$ , můžeme ji vyjádřit výrazem

$$w = I_0Lc^{-I_0l} \quad (2,10)$$

Stanovíme-li tedy obráceně na délce  $L$  pozorované dráhy částice KZ počet mezer mezi dvěma kapičkami, majících délku větší než  $l$  cm, můžeme jej položit roven  $w$  a z rovnice (2,10) vypočítat hodnotu  $I_0$ .

Známe-li střední specifickou ionisaci  $I_0$ , čili střední počet iontů vytvořených na 1 cm délky pozorované dráhy částice, můžeme zjistit průměrnou hodnotu energie, kterou částice ztratila na 1 cm, předpokládáme-li, že je třeba energie 32 eV na vytvoření jednoho páru iontů ve vzduchu.

Označíme-li  $dE$  hodnotu energie, kterou částice ztrácí buzením a ionisací atomů na elementu  $dx$  své dráhy, dá se odvodit [2,100] pro ztrátu energie na délce 1 cm výraz [viz vzorec (4,18)]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi ne^4 Z^2}{m\beta^2 c^2} \left\{ \lg \frac{2 m\beta^2 c^2}{B(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right\}, \quad (2,11)$$

v němž značí  $v = \beta c$  rychlost ionisující částice,  $Ze$  její náboj,  $m$  hmotu elektronů v  $1 \text{ cm}^3$  plynové náplně v pracovním prostoru mlžné komory,  $c$  rychlost světla,  $B = 13,5 Z$  jejich ionisační potenciál, v němž  $Z$  značí pořadové číslo v Mendělejevově tabulce. Pro vzduch za normálního tlaku je  $n = 3,9 \cdot 10^{20}$  elektronů v  $1 \text{ cm}^3$ , jejich ionisační potenciál  $B = 82,6 \text{ eV}$  [2,101].

Je-li komora umístěna v magnetickém poli, můžeme ze skutečného průběhu dráhy zachyceného na fotografickém papíře tak, jak bylo svrchu uvedeno, určit poloměr zakřivení dráhy pozorované částice. Odhadneme-li ještě náboj  $Ze$  částice, můžeme z těchto dvou veličin a intenzity  $H$  magnetického pole určit hybnost  $p$  částice.

Proletuje-li nabitá částice o hmotě  $M$  rychlostí  $v$  pracovním prostorem mlžné komory (obr. 2,33), působí na částici síla  $F_m$  daná výrazem

$$F_m = \frac{Ze}{c} vH \sin \alpha \quad , \quad (2,12)$$

v němž značí  $Ze$  náboj částice,  $c$  rychlost světla,  $H$  intenzitu magnetického pole a  $\alpha$  úhel, který svírá směr rychlosti  $v$  se směrem intenzity  $H$  magnetického pole. Měříme-li elementární náboj  $e$  v elektrostatických jednotkách, intenzitu magnetického pole  $H$  v oerstedech, rychlost  $v$  v cm/s, dostaneme sílu  $F_m$  v dynech.

Účinkem této síly se začne částice KZ, která vletí do pracovního prostoru mlžné komory, pohybovat po šroubovici, jejíž podélnou osu tvoří směr intenzity magnetického pole. Poněvadž takovéto prostorové dráhy by bylo těžko studovat, vyměřují se pouze dráhy částic, ležící v rovině kolmé k siločarám magnetického pole

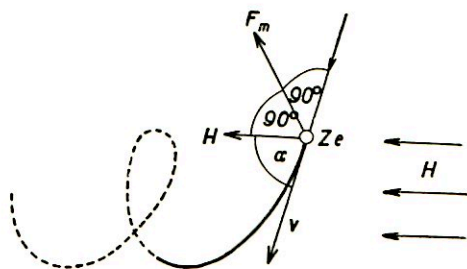
pro niž je  $\alpha = 90^\circ$ , a tudíž  $\sin \alpha = 1$ . Jde-li o ploché mlžné komory umístěné v úzké mezeře mezi pólovými nástavky elektromagnetu, je tento požadavek u většiny drah proletujících částic splněn. Částice vykonává v tomto případě nucený pohyb po kružnici o poloměru  $R$ , čímž vzniká odstředivá síla

$$F_o = \frac{Mv^2}{R} \quad , \quad (2,13)$$

kompensující sílu  $F_m$ , kterou působí na pohyb částice magnetické pole. Porovnáme-li výrazy (2,12) a (2,13), dostaneme pro impuls  $p = Mv$  vztah

$$p = Mv = \frac{1}{c} ZeHR \quad . \quad (2,14)$$

Mlžnou komorou umístěnou v magnetickém poli můžeme stanovit impuls proletující částice, známe-li její náboj  $Ze$  nebo odhadneme-li jej z hustoty ionisace podél její dráhy a změříme-li jednak intenzitu  $H$  použitého magnetického pole, jednak poloměr křivosti  $R$  její dráhy způsobený magnetickým polem.



Obr. 2,33. Pohyb nabité částice v magnetickém poli mlžné komory.



Poněvadž v KZ se vyskytují relativistické částice s vysokou energií, zavádí se do rovnice (2,14) relativistická korekce pro hmotu a píše se ve tvaru

$$pc = \frac{M_0 \beta c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = ZeHR \quad , \quad (2,15)$$

kde  $M_0$  značí klidovou hmotu částice. Tento výraz se někdy vyjadřuje také v eV a uvádí se pak ve tvaru

$$(pc)_{\text{eV}} = 300 ZHR \quad , \quad (2,16)$$

v němž součin  $HR$  vyjadřujeme v rozměru oersted . cm.

Změřeného součinu  $HR$  můžeme použít také ke zjištění buď celkové energie  $E$ , nebo kinetické energie  $T$  nebo rychlosti  $v = \beta c$  pozorované částice, dosadíme-li jej do výrazů

$$E = M_0 c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{ZeHR}{M_0 c^2}\right)^2} \quad , \quad (2,17)$$

$$T = M_0 c^2 \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{ZeHR}{M_0 c^2}\right)^2} - 1 \right\} \quad , \quad (2,18)$$

$$v = \beta c = \frac{ZeHR}{M_0 c \sqrt{1 + \left(\frac{ZeHR}{M_0 c^2}\right)^2}} \quad (2,19)$$

K stanovení veličin  $E$ ,  $T$ ,  $v$  z uvedených vzorců je třeba znát hmotu  $M_0$  částice a počet  $Z$  jejich elementárních nábojů. Pouze při velkých energiích, kdy  $T \gg M_0 c^2$ , je možno  $T$  počítat přibližně z výrazu

$$(T)_{\text{eV}} = 300 ZHR \quad , \quad (2,20)$$

v němž součin  $HR$  vyjadřujeme v rozměru oersted . cm.

Změřené veličiny, dolet, specifická ionisace a součin  $HR$ , naměřené na dráze pozorované částice stačí k tomu, aby bylo možno určit hmotu  $M_0$  částice. Tímto způsobem byla na př. určována hmotu mesonů  $\mu$  pozorovaných v KZ (odst. 5,3).

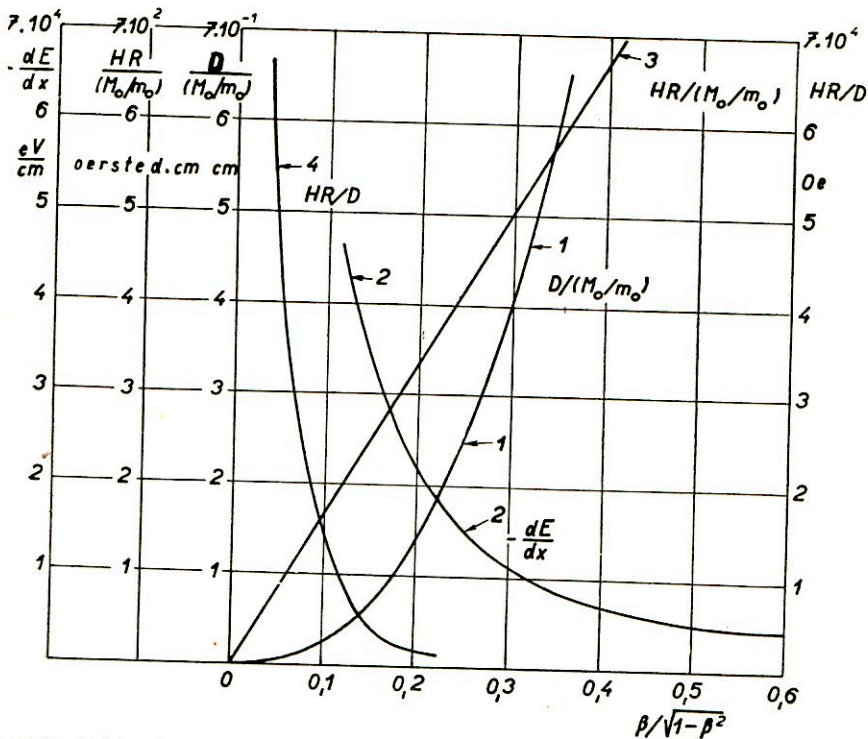
K určení hmoty  $M_0$  částice stačí vždy změření dvou z uvedených veličin. První možnost je stanovení doletu a specifické ionisace pozorované částice v mlžné komoře.

Jde-li o částici, která má hmotu  $M_0$  mnohokrát větší než je hmotu  $m_0$  elektronu (na př. meson), pak je možno výraz (2,8) pro doběh upravit do tvaru [2,53]

$$D = \frac{M_0}{m_0} g \left( \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \quad , \quad (2,21)$$

předpokládáme-li, že částice nese jeden elementární elektrický náboj, takže  $Z = 1$ . Z rovnice (2,21) plyne, že podíl  $D/(M_0/m_0)$  je pouze funkcí výrazu  $\beta/\sqrt{1 - \beta^2}$ . Hodnoty podílu  $D/(M_0/m_0)$  pro malé rychlosti částic byly stanoveny experimen-

tálně, pro velké rychlosti byly počítány teoreticky. Naneseme-li obojí hodnoty do grafu jako funkce výrazu  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ , dostaneme křivku  $I$  znázorněnou v obr. 2,34. Této křivky se dá použít pro částici libovolné hmoty, pokud je mnohem větší než hmota elektronu.



Obr. 2,34. Grafické znázornění veličin  $dE/dx$ ,  $HR/(M_0/m_0)$ ,  $D/(M_0/m_0)$ ,  $HR/D$  jako funkce výrazu  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ .

Úplně obdobně plyne z výrazu (2,11), že je možno psát ztrátu energie na jednotce délky rovněž jako pouhou funkci výrazu  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ , čili ve tvaru [2,53]

$$-\frac{dE}{dx} = f\left(\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\right), \quad (2,22)$$

jde-li opět o částici s jedním elementárním nábojem. Vypočítané hodnoty ( $-dE/dx$ ) pro vzduch jsou zaneseny v závislosti na podílu  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$  rovněž v obr. 2,34 jako křivka 2.

Změřením specifické ionisace  $I_0$  v jednotlivých úsecích podél dráhy pozorované částice stanovíme podíl ( $-dE/dx$ ) pro tyto úseky, k němuž z obr. 2,34 vyhledáme odpovídající výraz  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ . Pro nalezený výraz  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$  odečteme z obr. 2,34 příslušný podíl  $D/(M_0/m_0)$ . Poněvadž dolet  $D$  částice byl změřen, vyjádříme ze

stanoveného podílu  $D/(M_0/m_0)$  hmotu  $M_0$  pozorované částice jako násobek hmoty  $m_0$  elektronu.

Druhá možnost pro určení hmoty  $M_0$  částice pozorované v mlžné komoře pozůstává ve stanovení doletu a součinu  $HR$ .

Bylo již uvedeno, že se dolet dá vyjádřit ve tvaru charakterisovaném rovnicí (2,21) a znázorněném v obr. 2,34 křivkou 1.

Pro součin  $HR$  se dá za předpokladu  $Z = 1$  odvodit z výrazu (2,15) vztah

$$\frac{M_0}{m_0} = \frac{eHR}{m_0 c^2} \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta}, \quad (2,23)$$

který opět ukazuje, že se součin  $HR$  dá psát jako funkce podílu  $M_0/m_0$  a výrazu  $\beta/\sqrt{1 - \beta^2}$  ve tvaru

$$HR = \frac{m_0 c^2}{e} \frac{M_0}{m_0} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 1704 \frac{M_0}{m_0} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2,24)$$

Podíl  $HR/(M_0/m_0)$  jako funkce výrazu  $\beta/\sqrt{1 - \beta^2}$  je zanesen v obr. 2,34 jako křivka 3.

Dělíme-li rovnicí (2,24) rovnicí (2,21), dostaneme vztah

$$\frac{HR}{D} = 1704 \frac{\beta(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}}{g \{\beta(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}\}} = h \left( \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right). \quad (2,25)$$

Poněvadž  $HR$  je vyjádřeno v oersted . cm a  $D$  v cm, má podíl  $HR/D$  rozměr oerstedů. Funkce  $h(\beta/\sqrt{1 - \beta^2})$  se dá vypočítat. Její vypočtené hodnoty jako funkce výrazu  $\beta/\sqrt{1 - \beta^2}$  jsou zaneseny v obr. 2,34 a znázorněny křivkou 4.

Dosadíme-li změřené hodnoty  $HR$  a  $D$  do výrazu (2,25), dostaneme hodnotu, k níž určíme z křivky 4 příslušnou hodnotu výrazu  $\beta/\sqrt{1 - \beta^2}$ . Pro tuto hodnotu výrazu  $\beta/\sqrt{1 - \beta^2}$  stanovíme pak buď z výrazu (2,24), nebo z výrazu (2,21) příslušnou hodnotu  $M_0/m_0$ . Tím vyjádříme opět hledanou hmotu  $M_0$  pozorované částice v násobcích hmoty  $m_0$  elektronu.

Konečně zbývá třetí možnost, použít pro určení hmoty  $M_0$  částice stanovení specifické ionisace a součinu  $HR$ .

Použijeme k tomu jednak vztahu (2,22), jednak vztahu (2,24). Pro ionisaci změřenou v určitém úseku dráhy částice stanovíme z křivky 2 v obr. 2,34 příslušnou hodnotu výrazu  $\beta/\sqrt{1 - \beta^2}$ , pro kterou odečteme z křivky 3 příslušnou hodnotu podílu  $HR/(M_0/m_0)$ . Dosadíme-li do této hodnoty změřenou hodnotu součinu  $HR$ , dostaneme opět hodnotu podílu  $M_0/m_0$ , z něhož vypočteme  $M_0$ .

Kromě těchto tři uvedených způsobů pro stanovení hmoty částice pozorované v mlžné komoře byly vyvinuty dvě další metody založené jednak na změně hybnosti částice při průchodu kovovou deskou vloženou do pracovního prostoru mlžné komory, jednak na sledování elastických kolísí pozorované částice s elektrony v pracovním prostoru mlžné komory.

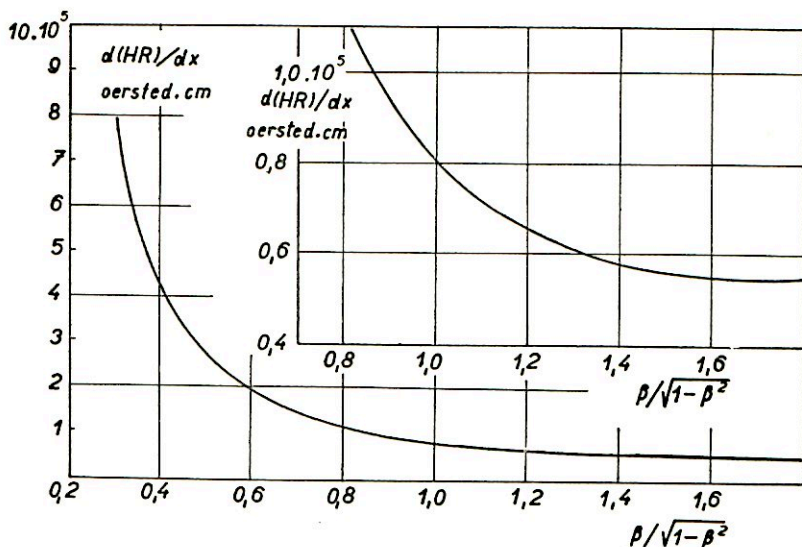
Co se týče pozorování změny hybnosti při průchodu absorbující deskou, je založeno na vztahu,

$$\frac{dHR}{dx} = \frac{c}{300} \frac{dp}{dx} = \frac{1}{300} \frac{1}{\beta} \frac{dE}{dx} = i \left( \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \right), \quad (2,26)$$

který získáme jednak derivováním vztahu (2,24), jednak derivováním vztahu

$$E^2 = p^2 c^2 + M_0^2 c^4 \quad (2,27)$$

podle  $x$  a pak porovnáním obou získaných výrazů. Poněvadž průběh výrazu  $-dE/dx$  jako funkce  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$  je znám, můžeme vypočítat podle vztahu (2,26)



Obr. 2,35. Grafické znázornění veličiny  $d(HR)/dx$  jako funkce výrazu  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ .

jakoukoliv hodnotu výrazu  $d(HR)/dx$  pro příslušný podíl  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ . Počítané hodnoty  $d(HR)/dx$  jako funkce podílu  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$  jsou zaneseny v obr. 2,35.

Stanovíme-li z této křivky pro hodnotu  $d(HR)/dx$  naměřenou v určitém úseku dráhy částice příslušnou hodnotu  $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ , můžeme ze vztahu (2,24) pro hodnotu součinu  $HR$  naměřenou v témž úseku dráhy částice stanovit podíl  $M_0/m_0$ .

Konečně poslední metoda pro stanovení hmoty částice se zakládá na pozorování srážky částice s elektronem v pracovním prostoru mlžné komory. Je to metoda velmi přesná, avšak vzhledem k řídkosti pozorovaných srážek jen málokdy aplikovaná. Je-li  $T$  kinetická energie, kterou získá volný elektron po srážce s proletující částicí mající hmotu  $M_0$  a hybnost  $p$ , a je-li  $\Theta$  úhel mezi směrem dráhy proletující částice a směrem dráhy odraženého elektronu, pak je tato energie dána výrazem (2,53)

$$T = 2 m_0 c^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \Theta}{\{m_0 c^2 + \sqrt{p^2 c^2 + M_0^2 c^4}\}^2 - p^2 c^2 \cos^2 \Theta} \quad (2,28)$$

Použijeme-li k měření hmoty částice mlžné komory s magnetickým polem, pak především proměřením dráhy elektronu určíme příslušný součin  $HR$  a ze vztahu (2,20) vypočteme jeho energii  $T$ , za druhé obdobně stanovením součinu  $HR$  pro dráhu pozorované částice stanovíme její hybnost ze vztahu (2,14) a za třetí změříme úhel  $\theta$  mezi tečnami vedenými k oběma drahám v místě srážky. Dosadíme-li hodnoty  $T$ ,  $p$  a  $\theta$  získané proměřením drah pozorované srážky do výrazu (2,28), můžeme z něho vypočíst hmotu  $M_0$  částice, která narazila na volný elektron.

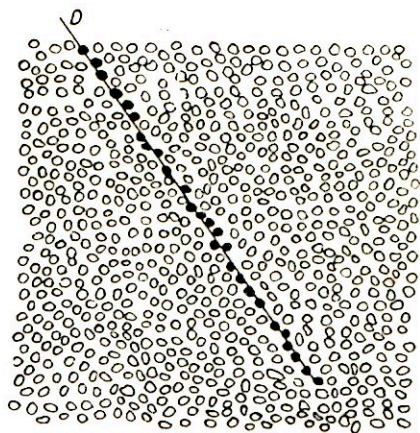
## 2,11. Nukleární emulze fotografických desek

S metodou Wilsonovy mlžné komory soutěží dnes použití speciálních desek jak ve fyzice atomového jádra, tak při studiu KZ, jak je zřejmo z referátů, které v poslední době napsali M. M. Shapiro [2,73], C. F. Powell a G. P. S. Occhialini [2,74] a H. Yagoda [2,75], [2,76].

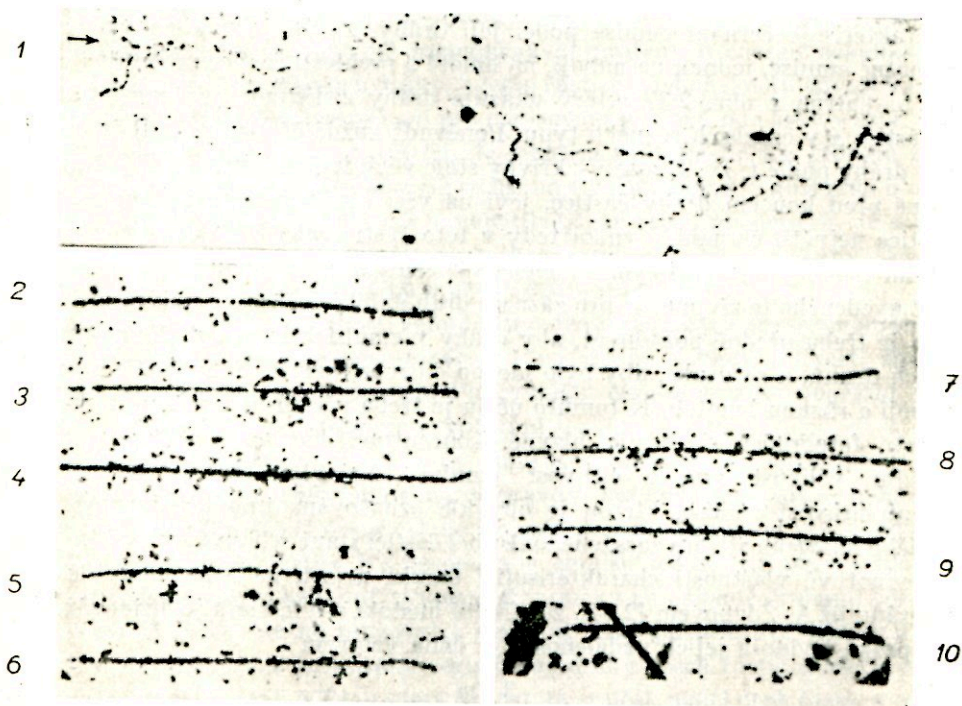
Historie použití emulzí fotografických desek ukazuje, že již Mügge [2,77] pozoroval v emulcích fotografických desek, na nichž byl po určitou dobu položen radioaktivní minerál, po jejich vyvolání černé dráhy, které však nepřisoudil částicím vyletujícím z použitého minerálu. Teprve S. Kinoshita [2,78] ukázal, že částice  $\alpha$  proletující emulsi ovlivňují zrníčka halogenů stříbra, takže se dají vyvolat. Krátce potom, co C. T. R. Wilson [2,52] fotografoval dráhy částic  $\alpha$  v mlžné komoře, zjistil v r. 1911 M. Reinganum [2,79], že částice  $\alpha$  zanechávají při průchodu emulsi fotografické desky latentní obraz své dráhy, který se dá po vyvolání pozorovat a fotografovat v mikroskopu. Od té doby bylo v některých laboratořích [2,80] používáno emulsi fotografických desek k různým pokusům s částicemi  $\alpha$ . V r. 1925 pozorovala M. Blauová [2,81], [2,82] v emulcích fotografických desek první dráhy protonů a společně s H. Wambacherovou [2,83] začaly ozářovat v observatoři na Hafelekaru (ve výši asi 2000 m) fotografické desky KZ. Na ozářených deskách našly přeměny prvků obsažených v emulsi fotografických desek.

Teprve v r. 1935, když A. Ždanov [2,84] zjistil, že hustotu černání drah v emulsi fotografické desky lze zvýšit jednak zvětšením koncentrace bromidu stříbrného v želatině použité pro emulsi, jednak vhodnou volbou velikosti jeho zrn (0,1 až 0,6  $\mu$ ), stala se tato metoda důležitou pomůckou jak pro studium KZ, tak pro potřeby nukleární fyziky. Přes to jí bylo až do r. 1939 užíváno spíše kvalitativně než kvantitativně. Během války a těsně po válce ukázali C. F. Powell a spolupracovníci [2,85], že lze touto metodou měřit energii částic z délky jejich doběhu v emulsi fotografické desky, a to nejen u částic  $\alpha$  a protonů, ale i u mesonů, a že tato metoda je schopna dát za definovaných podmínek výsledky reprodukovatelné a stejně přesnosti jako jiné metody, na př. metoda mlžné komory (odst. 2,10). Hlavní nevýhodou této metody byla dosud jednak malá citlivost desek na průchod slabě ionisujících částic, jako jsou elektrony a mesony, které nebylo možno registrovat, jednak velká vzdálenost mezi jednotlivými vyvolanými zrníčky podél

dráhy částice, která nedovolovala zjistit přesnou délku dráhy. Proto bylo třeba připravit speciální emulze s větší citlivostí na ionisující částice, s menší velikostí zrna a s menší vzdáleností mezi zrny. Takové emulze byly vyvinuty po druhé světové válce jak v SSSR, tak v Anglii a Spojených státech amerických. Byly to emulze, které již zaznamenávaly nejen dráhy částic  $\alpha$  a protonů, ale i dráhy mesonů (odst. 5,3) a umožnily objev mesonu  $\pi$  (odst. 5,32). Úplného úspěchu bylo dosaženo, když Berrian [2,86] připravil r. 1948 emulsi Kodak NT4 citlivou na elektrony i při minimu ionisace, (odst. 5,2) schopnou zaznamenávat dráhy libovolných částic a libovolné energie.



Obr. 2,36. Schematické znázornění průchodu částice emulsi fotografické desky.



Obr. 2,37. Fotografie drah elektronu, protonu, deuteronu, a částice  $\alpha$  v nukleárních emulsích: 1 elektron v emulsi Kodak NT4, 2 proton, 3 deuteron, 4 částice  $\alpha$  v emulsi Ilford C2, 5 proton, 6 deuteron v emulsi Kodak NT2a, 7 proton, 8 deuteron, 9 částice  $\alpha$  v emulsi Ilford E1, 10 částice  $\alpha$  a elektron v emulsi Kodak NT4.

Nazývají se nukleárními emulsemi [2,87]. Výsledky tohoto úsilí se pak brzy projeví jako cenné objevy v oboru kosmického záření (odst. 5,3, 5,4, 6,2).

Pohybuje-li se nějaká nabitá částice KZ takovou emulsi, prochází přitom také zrníčky halogenů stříbra, uloženými v želatině emulse, a způsobuje svými ionizačními účinky uvolňování stříbra z jeho sloučenin. Zanechává tím od zrna k zrnu emulse stopy na své dráze, čili vzniká tím latentní obraz její dráhy, která se po vyvolání a ustálení fotografické desky stává pod mikroskopem viditelnou. V obr. 2,36 je popsáný pochod schematicky znázorněn. Bílé kroužky značí zrníčka halogenů, černými tečkami jsou znázorněny shluky stříbra vyloučeného podél dráhy proletující nabitě částice. Tato dráha se skládá někdy z řídkého, jindy z hustého sledu menších nebo větších černých zrníček, vzniklých shlukem uvolněných atomů stříbra. Mechanismus tvoření zrníček schopných vyvolání a nacházejících se v emulsi podél dráhy ionisující částice byl studován na př. J. H. Webbem [2,88]. Bylo zjištěno, že tento pochod je sice poněkud odlišný od mechanismu tvoření těchto zrníček účinkem světla, že však není mezi nimi zásadních rozdílů, takže je možno pro výklad tvoření latentního obrazu ionisujícími částicemi použít teorie Gurneyovy a Mottovy [2,89].

Počet černých zrníček připadající na jednotku délky dráhy ionisující částice charakterizuje černání emulse podél její dráhy. Závisí jednak na vlastnostech samotné emulse, jednak na náboji, na hmotě a rychlosti částice proletující emulsi. Je to patrné z obr. 2,37, který ukazuje dráhy elektronu, protonu, deuteronu a částice  $\alpha$  v emulsi různých typů. Poněvadž každá částice způsobuje ke konci své dráhy podle t. zv. Braggovy křivky stále větší ionisaci, která nabývá maxima těsně před koncem dráhy částice, jeví na všech mikrofotografiích konec dráhy částice největší černání. Vyniká tedy v této části dráha částice nejlépe nad požadím tvořeným jednotlivými náhodně vyvolanými zrnky emulse.

Z uvedeného je zřejmo, že pro záznam drah nabitých částic v nukleárních emulsi je třeba předně požadovat, aby dráhy v emulsi byly vytvářeny částicemi všech druhů, a za druhé, aby bylo možno od sebe rozlišit dráhy částic s různými náboji a různou hmotou. K tomuto účelu je třeba přizpůsobit základní vlastnosti emulsi fotografických desek, hlavně koncentraci halogenů stříbra v emulsi, střední velikost zrn, a citlivost emulse. Nejobtížnější je přitom definovat citlivost emulse, kterou je obvykle označována pravděpodobnost, že se zrníčko halogenu stříbra zasažené ionisující částicí stane schopné vyvolání.

Jednotlivé vlastnosti charakterizující emulsi nejsou na sobě nezávislé. Bylo ukázáno již A. Ždanovem [2,84], že střední hustota zrn  $h$ , která je definována jako reciproká hodnota jejich vzdálenosti, je dána vztahem

$$h = \frac{3}{2} \frac{Cw}{qd} \quad , \quad (2,29)$$

v němž  $C$  značí koncentraci halogenů stříbra,  $q$  jejich hustotu,  $d$  střední průměr zrn a  $w$  pravděpodobnost, že zrno zasažené částicí je schopno vyvolání. Při tom

však  $w$  není nezávislé na  $d$ . V prvním přiblížení je citlivost zhruba úměrná třetí mocnině průměru zrn.

Vzhledem k uvedené závislosti není možné najít emulsi, která by vyhovovala všem požadavkům. Podle toho, k jakému účelu má být deska užito, bylo vypracováno několik druhů emulsí. Přitom musí mít stejné složení a stejnou tloušťku v každém místě. Jejich latentní obraz musí být stabilní. Emulze se nesmí deformovat vlhkostí, vyvoláváním a sušením. Musí dobře lnout ke sklu. Většinou jde o emulze s tloušťkou daleko větší než u normálních desek. Běžně jsou vyráběny emulze o tloušťce 50, 100 až 200  $\mu$ . Aby byla celá dráha částice obsažena v emulsi fotografické desky, jsou vyráběny emulze o tloušťce 600 až 1000  $\mu$ .

V dalším bude uvedena jako příklad řada emulsí vyráběných závodem Ilford a budou udány jejich vlastnosti, podle nichž se volí typ emulze pro příslušný úkol, na př. KZ, který má být studován.

Hlavní serie emulsí vyráběných závodem Ilford má přibližně touž koncentraci halogenů stříbra, při čemž jednotlivé typy emulsí se liší od sebe velikostí zrna a citlivostí. Každý typ je označen písmem a číslem. Emulze *D1* má nejmenější zrno a nejnižší citlivost. Hodí se pro registraci velmi silně ionisujících částic, jako jsou produkty štěpení. Částice  $\alpha$  jsou emulsi *D1* zaznamenávány se zrny rozloženými odděleně podél jejich drah, kdežto protony nejsou registrovány vůbec. Emulze *E1* má hrubší zrno. Je schopna již zaznamenávat protony o energii několika MeV s oddělenými zrny podél jejich dráhy, kdežto částice  $\alpha$  téhož doletu dávají v emulsi stopy úplně spojitě. Emulze se hodí pro rozlišování protonů od částic  $\alpha$  (obr. 2,37). Emulze *C2* má vyšší citlivost než *E1*. Je schopna vedle částic  $\alpha$  a protonů zaznamenávat i dráhy mesonů. Emulze *B2* se liší od *C2* tím, že má hrubší zrno a o něco vyšší citlivost než *C2*. Emulze *G5* je nejcitlivější ze všech uvedených. Je schopna zaznamenávat dráhy všech částic a všech energií. Registruje i dráhy elektronů v minimu jejich ionisace. Má zrno o něco větší než emulze *C2*.

Další emulze a jejich vlastnosti nebudou uváděny. Budou jen pro srovnání shrnuty některé jejich znaky v připojené tab. 2,1 na str. 56. Udané velikosti zrn byly měřeny na nevyvolaných emulsích. Po vyvolání emulze se zrno poněkud zvětší. Zvětšení zrna závisí na způsobu vyvolávání.

V poslední době byly vypracovány emulze, v nichž lze zachytit dráhy všech dosud známých částic, i když mají energii právě v oboru minima ionisace (odst. 4,21), nebo energii vyšší, při níž rovněž slabě ionisují. Jejich pozorování závisí jednak na délce dráhy, kterou částice KZ proletěla v emulsi, jednak na pozadí tvořeném v emulsi jednotlivými náhodně vyvolanými zrníčky po případě drahami pomalých elektronů. Je proto nutno pracovat s deskami těsně po přípravě emulze a nalítí na sklo. Emulsi, která je schopna registrovat dráhy všech částic a všech energií, je na př. emulze Kodak *NT4*, u které je hustota zrníček podél drah částic v minimu ionisace asi 300 až 400 zrn na 1 mm dráhy.

Na druhé straně lze registrovat v emulsích fotografických desek částice s velmi malou energií jenom tehdy, způsobují-li ještě takovou ionisaci, že sled jednotli-



Tabulka č. 2.1.

	Ilford (Anglie) *				
	D 1	E 1	C 2	B 2	G 5
Emulse .....					
Střední průměr zrn v mikronech .....	0,12	0,14	0,16	0,21	0,18
Nejvyšší rychlost částice $\beta = v/c$ .....		0,2	0,31	0,46	všechny
Největší energie elektronů v MeV .....	---	---	0,03	0,07	všechny
Největší energie mesonu $\mu$ v MeV .....	---	2	5,5	0,14	všechny
Nejvyšší energie protonů v MeV .....	---	20	50	120	všechny
Nejvyšší energie deutronů v MeV .....	---	40	100	200	všechny
Nejvyšší energie částic $\alpha$ v MeV .....	nízké energie	500	1500	všechny	všechny
Nejvyšší energie fragmentů štěpení .....	všechny	všechny	všechny	všechny	všechny

vých vyvolaných zrn je možno pozorovat jako jejich dráhu. V nejcitlivějších nukleárních emulsích lze zaznamenat ještě dráhy protonů o energii asi 200 keV a dráhy elektronů o energii asi 10 keV.

Co se týče složení uvedených emulsí, obsahují anglické desky závodů Ilford a Kodak ve své úplně suché emulsi 86% halogenů stříbra, porovnáme-li množství jednotlivých složek co do váhy. Suché emulse Eastman Kodak NTA, NTB a NTB3 obsahují 81%, suchá emulse NTC pouze 65% halogenů stříbra co do váhy. Atomové složení suchých emulsí je uvedeno v tabulce č. 2.2.

Tabulka 2.2.

Prvek	Ilford (Anglie)		Kodak (Anglie)		Eastman Kodak	
	gcm <sup>-3</sup>	Počet atomů v cm <sup>3</sup> × 10 <sup>-22</sup>	gcm <sup>-3</sup>	Počet atomů v cm <sup>3</sup> × 10 <sup>-22</sup>	gcm <sup>3</sup>	Počet atomů v cm <sup>3</sup> × 10 <sup>-22</sup>
H	0,049	2,93	0,038	2,39	0,043	2,64
C	0,30	1,51	0,27	1,43	0,34	1,60
N	0,073	0,31	0,080	0,36	0,11	0,49
O	0,20	0,75	0,16	0,65	0,17	0,68
S	0,011	0,02	---	---	---	---
Br	1,465	1,15	1,44	1,13	1,22	0,96
Ag	2,025	1,17	1,97	1,14	1,70	0,99
I	0,057	0,03	0,036	0,02	0,054	0,027

Kodak (Anglie)			Eastman Kodak			
<i>NT 1a</i>	<i>NT 2a</i>	<i>NT 4</i>	<i>NTC</i>	<i>NTA</i>	<i>NTB</i>	<i>NTB 3</i>
0,19 0,04	0,22 0,04	0,39 0,04	0,1 0,3	0,2 0,3	0,2 0,3	0,2 0,3
0,2	0,55	všechny	—	0,15	0,49	0,83
—	0,1	všechny	—	—	0,08	0,4
2	20	všechny	—	1	16	85
20	200	všechny	—	10	150	750
40	400	všechny	—	20	300	1500
500	všechny	všechny	nízké energie	250	všechny	všechny
všechny	všechny	všechny	všechny	všechny	všechny	všechny

Obvykle však uvedené emulze obsahují určité množství vody a jejich složení se následkem toho poněkud mění s vlhkostí vzduchu. V tabulce č. 2,3 je uvedeno množství vody obsažené v emulsi při různých hodnotách relativní vlhkosti.

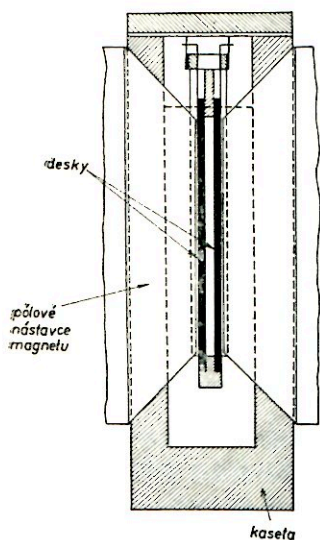
Pro některé účely byly emulze nukleárních desek napuštěny solemi na př. lithia, berylia nebo boru. Bylo jich užíváno i pro práce s KZ. Přitom je třeba přihlížet k tomu, že se případně citlivost emulze sníží, jestliže ji určitou sloučeninou preparujeme. Citlivost emulze silně snižuje na př. dusičnan uranu.

Další důležitá skutečnost, která musí být respektována zvláště při dlouhých expozicích desek KZ, je t. zv. únik latentního obrazu. Již v r. 1931 zjistila Blauová [2,90], že latentní obraz vytvořený v emulsi průchodem nabitě částice není v závislosti na čase stabilní. Exponujeme-li emulsi KZ několik týdnů nebo dokonce měsíců před jejím vyvoláním, pak se v latentních obrazech drah, které byly

Tabulka 2,3.

Relativní vlhkost v %	Váhový obsah vody v % při 20 °C		
	Ilford (Anglie)	Kodak (Anglie)	Kodak
30	2,0	1,3	
50	2,65	2,6	2,2
70	3,7	3,5	4,0

v emulsi vytvořeny letícími nabitými částicemi KZ, určitý počet zrníček s časem postupně ztrácí. Tím se stane, že dráha vytvořená na př. protonem KZ na začátku expozice má menší hustotu zrníček než dráha vytvořená na konci expozice těsně před vyvoláním desky. Proto byla provedena zvláště při dlouho trvajících expozicích KZ řada zkoušek o úniku latentního obrazu, neboť jinak by mohl mít tento faktor značný vliv na př. na správné určení hmoty částic, které zanechaly dráhy v emulsi. Pravá příčina tohoto zjevu nebyla dosud zjištěna. Bylo pouze pozorováno, že únik roste s teplotou a vlhkostí. Je proto nutno především uchovávat nukleární desky během expozice v suchu a za druhé při teplotě kolem 0 °C, kdy je pozorovaný únik již velmi snížen a citlivost desek ještě neklesla. Doporučuje se nepřekračovat dobu expozice přes šest týdnů.



Obr. 2,38. Dvojice fotografických desek s nukleární emulsi upravená pro použití mezi póly elektromagnetu.

Při některých pokusech nebo při používání některých emulsi, na př. emulsi citlivých pro záznam elektronů, je nutno buď potlačit pozadí emulse, nebo snížit její citlivost. Tak není žádoucí, aby desky s nukleární emulsi citlivou pro záznam elektronů registrovaly již před expozicí dráhy elektronů na př. radioaktivních látek obsažených ve vzduchu. Snížení citlivosti na určitou dobu se dá provést tím, že emulsi ochladíme na teplotu tuhého kyslíčnicku uhličitého nebo tekutého vzduchu. Dillworthová [2,91] ukázala, že při teplotě -87 °C klesne citlivost nukleární emulse na 25% citlivosti, kterou emulse má za teploty 20 °C. Trvalé změny citlivosti emulse se dají vyvolat všemi látkami, které ovlivňují t. zv. faktor  $pH$  používané nukleární emulse. Látky způsobující snížení faktoru  $pH$ , jako jsou oxidační činidla, způsobují také snížení citlivosti emulse. Dá se k tomuto účelu tedy použít kyseliny chromové nebo manganistanu draselného. Látky, které způsobují

zvýšení faktoru  $pH$ , jako borax vyvolávají při přimíšení do emulse zvýšení její citlivosti.

Poněvadž napouštění nukleární emulse určitou látkou znamená vždy ovlivnění vlastnosti emulse, volili někteří autoři raději jiný způsob práce. Použili dvě desky přivrácené k sobě emulsemi, při čemž buď mezi emulse vložili folii příslušné látky, nebo obě emulse oddělili od sebe vrstvou želatiny, takže mohli rozlišit přeměny prvků způsobené KZ v lehkých a těžkých prvcích obsažených v emulsi.

Dvou desek se vzduchovou mezerou mezi emulsemi bylo použito také při studiu drah částic KZ proletujících magnetickým polem. Metoda emulsi fotografických desek dovoluje aplikovat magnetické pole daleko obtížněji než u mlžné komory, neboť dráhy částic v emulsi jsou krátké. Přes to na př. při pokusech, kterými byla zjišťována hmota mesonu  $\pi$ , byly dvojice fotografických desek s nukleární emulsi

vkládány mezi póly elektromagnetu, jak ukazuje obr. 2,38, na němž je znázorněno uspořádání Franzinettiho [2,92]. Desky jsou umístěny svisle a spolu rovnoběžně ve vzdálenosti 3 mm, přivráceny emulsemi k sobě. Jsou postaveny svou plochou kolmo na siločáry magnetického pole o intenzitě 30 000 gaussů. V tomto uspořádání je možno sledovat částice, které proletují pod malým úhlem vzhledem k povrchu emulsi obou desek ve vzduchové mezeře mezi oběma deskami a které začínají svou dráhu v emulsi jedné z obou desek, proletí vzduchovou mezerou mezi nimi a končí svou dráhu v emulsi druhé z obou desek. Dráhy způsobené jedinou částicí v emulsi obou desek lze nalézt, k sobě přiřadit, a tak určit změnu jejich pohybu v magnetickém poli. Z této změny podobně jako ve Wilsonově komoře se určí součin  $HR$  dávající možnost určit energii a hmotu částic (odst. 2,6).

Expozice desek se provádí za sucha, při čemž je třeba učinit opatření proti vnikání vlhkosti, a za teploty kolem 0 °C, což se dá uskutečnit buď v thermostatu, anebo při expozicích na vysokých horách sněhovým obložení kolem uspořádání, v němž jsou exponované desky umístěny. Jednotlivá uspořádání se od sebe liší podle toho, která otázka je při studiu KZ právě studována. Jsou exponovány buď volně, nebo pod různými absorbátory. Nukleárních emulsi se užívalo při pokusech s KZ jednak v dolech pod povrchem zemským, jednak na povrchu zemském, jednak ve výškách několika tisíc metrů na vysokých horách, jednak dokonce ve stratosféře [2,93], [2,94], kam byly vyneseny lehkými balony z polyethylenu plněnými vodíkem. Střelami V 2 byly vyneseny dokonce až do výše 160 km nad povrch zemský [2,95].

Po expozici KZ jsou desky vyvolávány a ustalovány. Poněvadž kyselost a teplota vývojký má vliv na velikost vyvolávaného zrna, mohla by změnit i charakter dráhy částice, která proletěla emulsi. Je tedy třeba při studiu KZ zachovávat při vyvolávání desek s nukleární emulsi přesné předpisy.

Je to třeba také z toho důvodu, poněvadž se u nukleárních desek užívá silných emulsi o tloušťce až několika set mikronů, u nichž probíhá difuze vývojký poměrně dlouhou dobu.

Jde-li o desky s nukleární emulsi o tloušťce do 100  $\mu$ , nečiní vyvolávání zvláštních obtíží. Užívá se obvykle metolhydrochinonové vývojký.\*)

Vyvolává se 20 až 40 minut při teplotě 18 °C. Po vyjmutí z vyvolávací lázně se deska opláchne a koupá se po 10 minut v dvouprocentní kyselině octové. Ustalování se provádí v neutrálním ustalovači, který je 30% roztokem sirnatanu sodného. Trvá déle vzhledem k tomu, že tloušťka nukleárních emulsi je větší než u normálních desek a že obsahují mnohem více bromidu stříbrného. Desku je třeba nechat v ustalovači ještě po jistou dobu, i když je již průhledná. Po ustálení se nechávají desky koupat po několik hodin v tekoucí vodě.

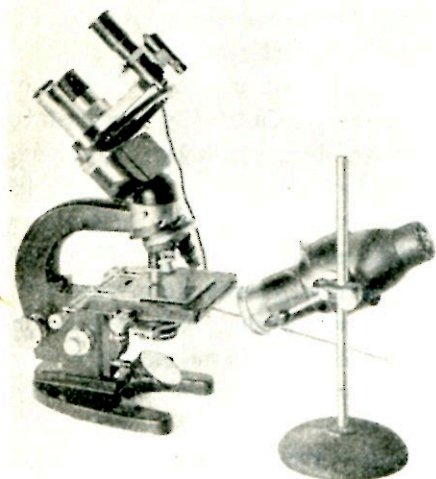
Pro emulse od 100  $\mu$  do 1000  $\mu$  je třeba zvláštních opatření. Bylo k tomu účelu vypracováno několik způsobů [2,96], [2,97], [2,98]. Zmíníme se jenom o způsobu,

\*) Vývojka má složení: 4,5 g metolu, 288 g krystalického siřičitanu sodného, 17,5 g hydrochinonu, 260 g krystalického uhličitanu sodného, 8 g bromidu draselného, 2 litry vody.

který popsala Dillworthová se svými spolupracovníky [2,96] a který jsme také sami vyzkoušeli. Největší obtíž u vyvolávání tlustých emulzí je v tom, že vývojka proniká pouze velmi zvolna emulzí, čímž nastává nerovnoměrné vyvolávání emulze od povrchu směrem ke sklu. Aby se tato nesnáze odstranila, využilo se nestejného teplotního koeficientu pro difuzi vývojky do emulze a pro vyvolávání emulze. Je-li totiž emulze napuštěna vývojkou za teploty 5 °C, pak ji vývojka stejnoměrně pronikne, aniž nastane pochod vyvolávání. Zvýšíme-li nyní teplotu z 5 °C na 20° až

28 °C a necháme-li desku s tlustou emulzí na této teplotě po dobu 25 až 60 minut, nastane stejnoměrné vyvolání emulze podél celé její tloušťky. Po skončeném vyvolání se vyvolávací pochod zastaví v lázni dvouprocentní kyseliny octové za teploty 5°. Změny teploty i faktoru  $pH$  jednotlivých lázní se musí dít spojitě. Velmi obtížným pochodem je u tlustých emulzí ustalování, které trvá vždy řadu hodin, někdy i dní. Starší desky se někdy vůbec neustálí. Ke snížení ustalovací doby se doporučuje nechat probublat roztokem ustalovače dusík [2,97].

Nukleární emulze, obsahující velké množství halogenů stříbra, mají další nevýhodu v tom, že po odstranění halogenů stříbra během ustalování nastane velmi značné snížení tloušťky emulze, které činí až 60%. Poměr tloušťky emulze během expozice KZ k tloušťce vyvolané, ustálené a suché emulze se



Obr. 2,39. Mikroskop závodu Meopta konstruovaný pro prohlížení desek s nukleárními emulsemi.

nazývá faktorem  $S$  snížení tloušťky emulze. U nukleárních emulzí je  $S = 2,7 \pm 0,2$ . Toto snížení tloušťky je nutno respektovat, chceme-li zjistit správnou dráhu částice v emulzi během expozice [viz níže vztah (2,30)].

K prohlížení desek exponovaných KZ se dá použít každého normálního mikroskopu s běžnou optikou. Je pouze třeba, aby byl opatřen křížovým stolem s jemným posuvem, aby bylo možno posouvat deskou jak ve směru podélném, tak ve směru kolmém. Hlava šroubu obstarávajícího posuv má být opatřena dělením na setinu milimetru. Dělení posuvných šroubů slouží současně k udávání studovaného zjevu v pravoúhlých souřadnicích. K studování úhlových odchylek dráhy částice je opatřen mikrometrický okulár ramenem, které ukazuje na úhloměr, na němž je možno úhlovou úchylku odečíst s chybou 1'.

Obr. 2,39 ukazuje mikroskop závodu Meopta, Praha-Košíře, konstruovaný pro prohlížení desek s nukleárními emulsemi.

Někteří pracovníci používali k prohlížení desek projekčních mikroskopů. Pro desky, jejichž emulze, má tloušťku větší než  $600 \mu$ , byly vyrobeny speciální objektivy.

Je-li to nutné, provede se mikrofotografie nalezeného pochodu v emulsi fotografické desky. Poněvadž dráha částice neleží normálně v zaostřovací rovině mikroskopu nebo jde o fotografování několika drah, vycházejících z t. zv. hvězdice (odst. 6,2), je třeba provést díleč fotografie v příslušných zaostřovacích rovinách mikroskopu a pak sestavit dohromady t. zv. mosaikovou fotografii celého zjevu.

Máme-li správně vyvolané desky a jsme-li vybaveni mikroskopem s uvedenými měřicími zařízeními, eventuálně fotografickou komorou, můžeme začít s proměřováním drah částic, které proletěly emulsi. Končí-li dráha částice v emulsi, můžeme stanovit jednak dolet částice, jednak hustotu zrníček podél celé její dráhy. Z těchto měření můžeme určit jednak energii, jednak hmotu, jednak náboj částice, která prolétla emulsi.

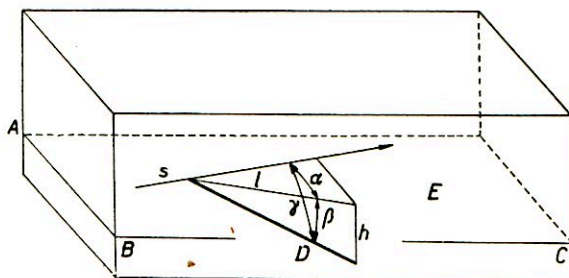
Abychom změřili dolet částice, čili délku její dráhy  $D$  v emulsi  $E$ , je třeba dvou měření, neboť dráha  $D$  leží jen výjimečně v ohniskové předmětové rovině ( $A, B, C$ ) objektivu mikroskopu. Obecně je k ní položena šikmo, jak je z obr. 2,40 patrné. Změříme-li v tomto případě jednak délku  $l$ , která je projekcí dráhy  $D$  do ohniskové roviny ( $A, B, C$ ) objektivu, jednak hloubku  $h$ , do níž částice v emulsi pronikla, vypočteme dolet  $D$  ze vztahu

$$D = \sqrt{l^2 + S^2 h^2} = l \sqrt{1 + S^2 \operatorname{tg}^2 \beta} \quad (2,30)$$

který je patrný z obr. 2,40. Ve vztahu (2,30) bylo použito faktoru  $S$  pro snížení tloušťky nukleárních emulsi (viz str. 60). Délku  $l$  odečteme buď v dílcích měřítka mikrometrického okuláru, nebo přímo na hlavě mikrometrického šroubu křížového stolku, v němž deskou posouváme od začátku ke konci dráhy vzhledem k určitému pevnému bodu okuláru. Je-li dráha zakřivena následkem rozptylu, měříme její délku po částech, které jsou aspoň přibližně přímkové. Hloubku  $h$  měříme tak, že zaostříme zrnka na začátku dráhy, odečteme polohu hlavy zaostřovacího šroubu, načež zaostříme zrnka na konci dráhy a odečteme přímo na hlavě šroubu vzdálenost, o kterou jsme posunuli objektivem mikroskopu, a která se rovná hloubce  $h$ .

Je-li třeba změřit odchylku  $\gamma$  dráhy  $D$  od určitého pevně zvoleného směru  $s$  v ohniskové rovině objektivu, dá se určit změřením úhlu  $\alpha$  a  $\beta$  a vypočtením ze vztahu

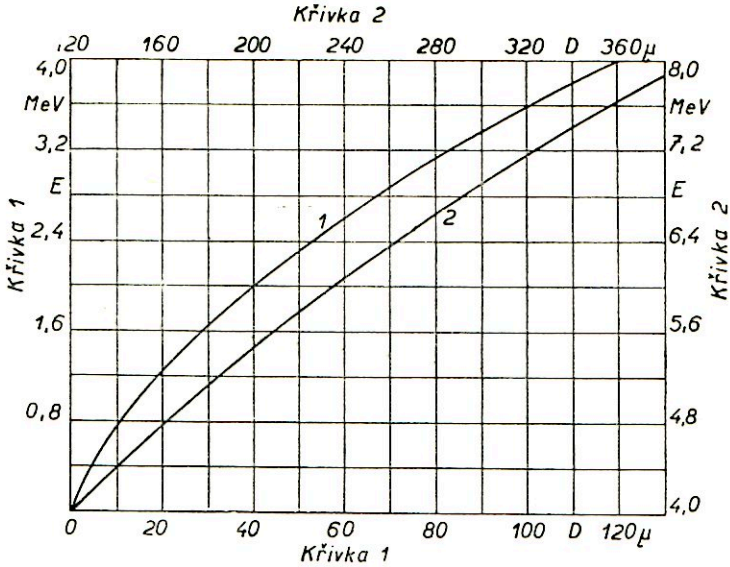
$$\cos \gamma = \cos \alpha \cos \beta \quad (2,31)$$



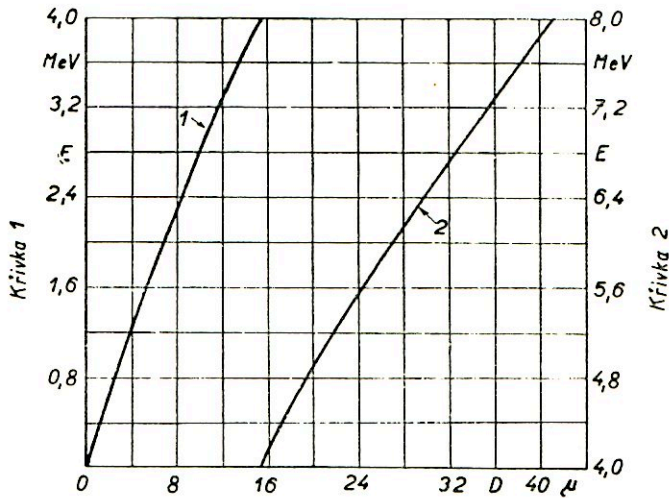
Obr. 2,40. Schematické znázornění měření doletu částice v nukleární emulsi.

který plyne přímo z obr. 2,40, vyjádříme-li průmět dráhy do směru  $s$  jednak přímo, jednak přes délku  $l$ .

Poněvadž dolet částice v emulsi je tím větší, čím větší má částice energii, byly



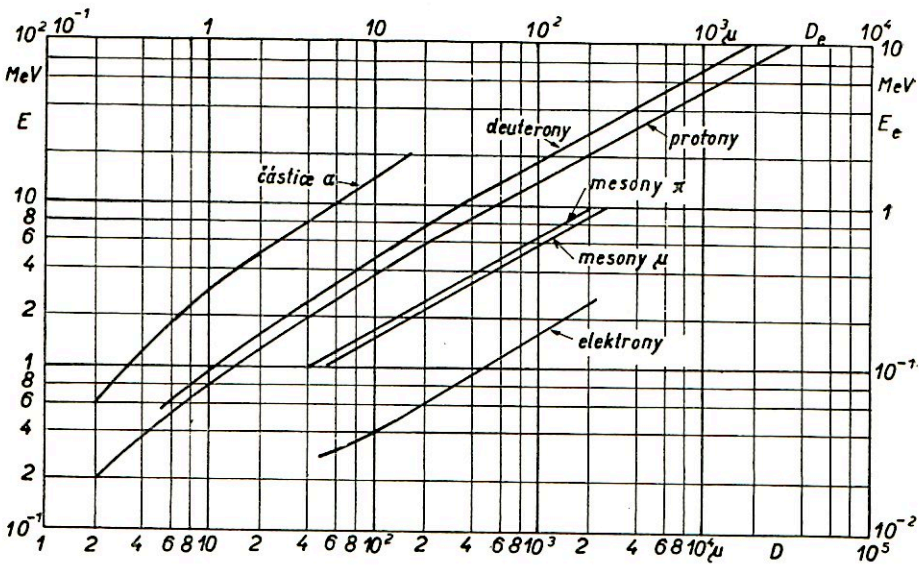
Obr. 2,41. Závislost energie protonů na jejich doletu v nukleární emulsi.



Obr. 2,42. Závislost energie částic  $\alpha$  na jejich doletu v nukleární emulsi.

vypracovány metody, které umožňují z doletu částice stanovit její energii. Bylo to prováděno tak, že byly v emulsi vyvolány nukleární reakce, v nichž je známa

energie  $E_p$  vyletujících protonů. Tyto protony pak měly ve studované emulsi určitý dolet  $D_p$ . Tím byl dolet  $D_p$  přiřazen k energii  $E_p$  protonů. Stejně tak byl stanoven v emulsi dolet částic  $\alpha$ , které jsou vysílány radioaktivními látkami a které mají známou energii. V obou případech je třeba změřit dolet velkého počtu částic, nakreslit hodograf znázorňující četnost částic v závislosti na doběhu a odečíst z něho střední hodnotu doběhu odpovídající maximální četnosti částic. Je to třeba udělat z toho důvodu, že dolet částic dané energie jeví v emulsi rozptýl podobně jako ve vzduchu, avšak obvykle větší vzhledem k velikosti a vzdálenosti zrněk.



Obr. 2,43. Závislost energie různých částic na jejich doletu. (Škála pro elektrony je vpravo a nahore.)

Obr. 2,41 ukazuje závislost mezi doletem  $D$  protonů a jejich energií  $E$ , získanou popsáním pokusy. Obr. 2,42 znázorňuje touž závislost pro částice  $\alpha$ . Obr. 2,43 přináší znázornění této závislosti pro jiné částice a ve větším rozsahu energií.

Vedle těchto závislostí založených na experimentálních výsledcích byly odvozeny aspoň přibližně vztahy mezi energií a doletem částice v emulsi fotografické desky. Označíme-li  $Q = Ze$  náboj,  $M$  hmotu částice,  $D$  její dolet, pak je možno její energii vyjádřit přibližným vzorcem

$$E = K(Q)^{2n} M^{(1-n)} D^n \quad , \quad (2,32)$$

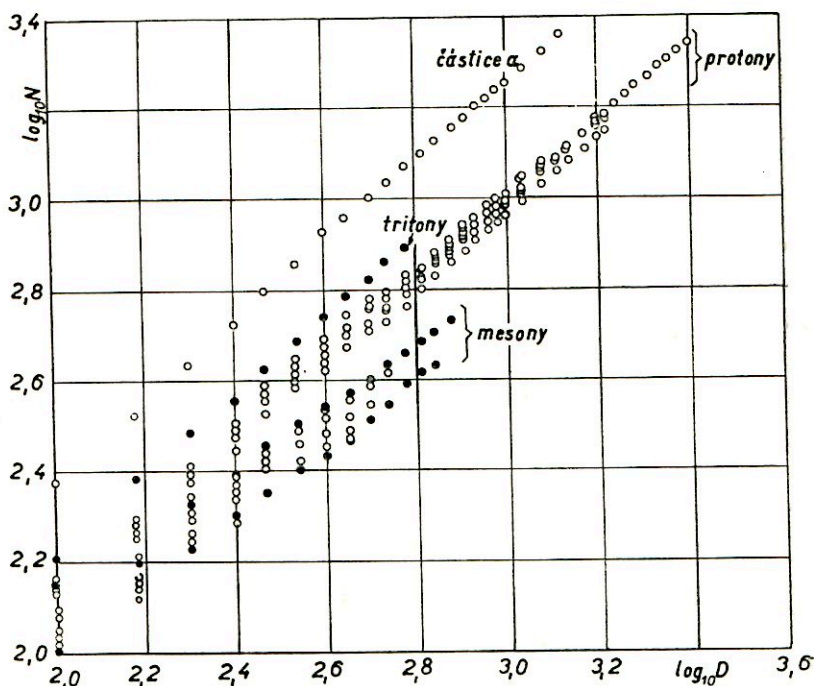
kde  $K$  je konstanta a  $n$  je velmi přibližně rovněž konstantní zvláště pro velké rychlosti.

V oboru velkých rychlostí udává Lattes, Occhialini a Powell [2,99] pro energii částice s jedním elementárním nábojem přibližný vztah

$$E = 0,262 M^{0,425} D^{0,575} \quad , \quad (2,33)$$



Hmotu částice, která proletěla emulsi, je možno stanovit také z t. zv. Coulombova rozptylu podél její dráhy. Projevuje se tím, že dráha částice doznává malé úhlové odchylky od svého původního směru, které jsou vyvolávány vzájemným působením náboje proletující částice a nábojů jader atomů, kolem nichž se částice v emulsi pohybuje. Poněvadž střední úhel rozptylu závisí mimo jiné faktory na hmotě částice, dá se ho užít spolu s měřením doletu a hustoty zrn jako metody



Obr. 2,45. Závislost hustoty zrn na zbytkové části doletu pro různé částice.

k určení hmoty. Za tím účelem se pro každý druh částice nakreslí křivka udávající vztah mezi úhlem rozptylu a zbývajícím částí doletu čili zbytkovým doletem. Porovnáme-li naměřené hodnoty na dráze určité částice s hodnotami uvedených křivek, můžeme tím určit hmotu částice.

Další možnost určit hmotu částice je dána uspořádáním dvou desek v magnetickém poli, jak ukazuje obr. 2,38. Změřením součinu  $HR$  se dá vypočíst hybnost, případně energie částice, která proletěla emulsi první desky, magnetickým polem a emulsi druhé desky. Jestliže částice skončí dráhu v emulsi druhé desky, pak pozorovaný dolet dává možnost zjistit její rychlost. Známe-li rychlost, můžeme z hybnosti vypočítat hmotu.

Konečně jde ještě o *zjištění náboje*. Zatím jsme při zjišťování hmoty předpokládali, že jde o jednoduše nabitou částice. Jde-li o částice s vyšším nábojem než jed-

notkovým, je možno soudit na velikost jejího náboje podle hustoty zrn ke konci její dráhy, která je charakteristická pro náboj částice a danou emulsi. Je-li tedy hustota zrn větší, nese částice větší náboj (obr. 2,37).

Náboj částice s atomovými jádry až do  $Z = 50$ , které byly pozorovány v primární složce KZ, určuje se aspoň přibližně z výrazu

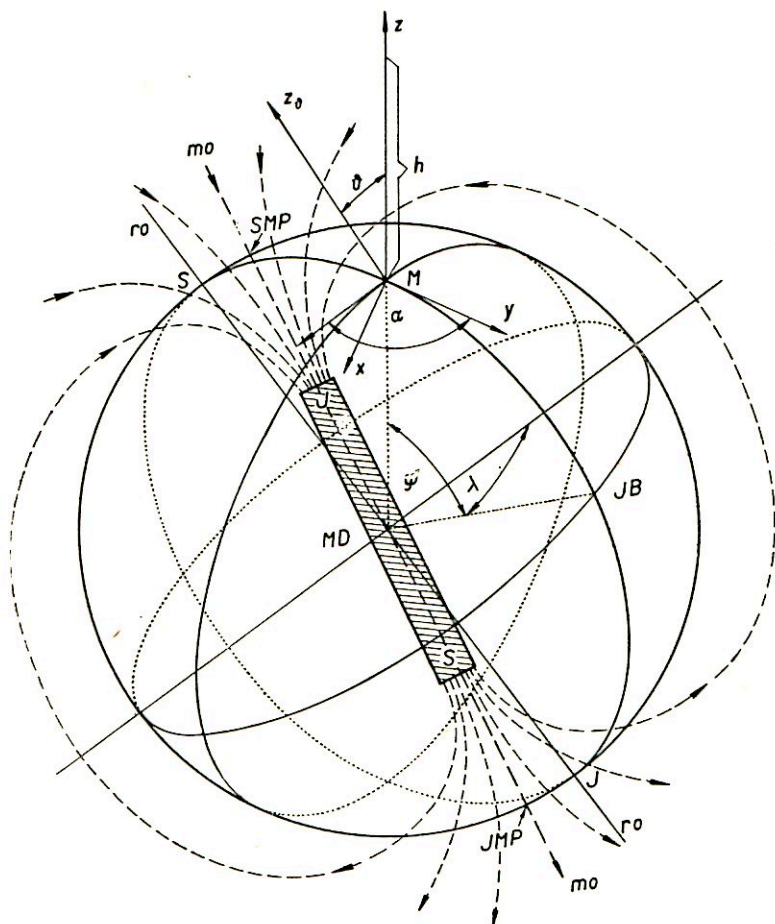
$$Z \doteq \frac{M}{2} \quad , \quad (2,45)$$

kde  $M$  je celková hmota jádra,  $Z$  je počet protonů čili pořadové číslo. Známe-li tedy hmotu těžké částice, určíme tímto způsobem přibližně i náboj, neboť u lehkých prvků je v jádře počet protonů roven zhruba počtu neutronů.

Přesněji se určuje náboj z počtu drah t. zv. paprsků  $\delta$  vytvořených v emulsi podél dráhy částice s vyšším pořadovým číslem (viz odst. 4,2).

### 3. VARIACE INTENSITY KZ

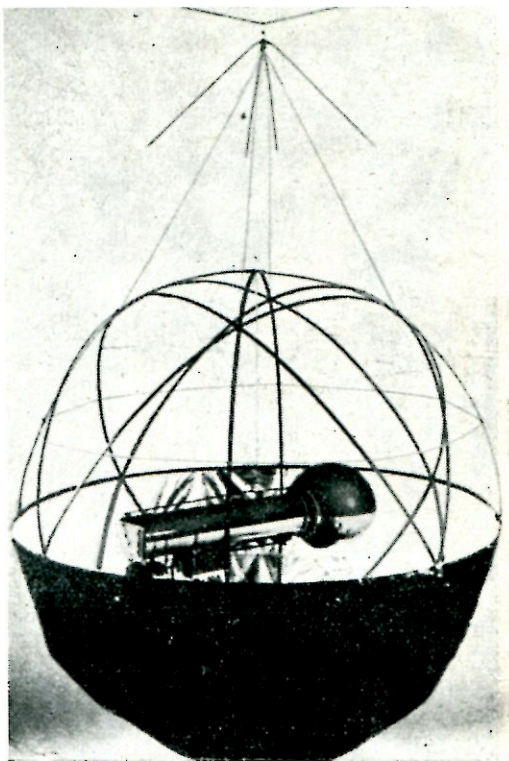
Variace intensity KZ mají mnoho příčin. Především je nutno zjistit, jak se v pozorovacím místě  $M$ , které má zeměpisnou délku  $\lambda$  a šířku  $\varphi$  (obr. 3,1), mění intenzita KZ s časem. Časové variace intensity KZ jsou nepatrné, což zjednodušuje stanovení ostatních změn způsobených jinými příčinami. Je to v určitém pozorovací



Obr. 3,1. Poloha místa  $M$  pro studium KZ na Zemi, jejíž magnetické pole je schematicky znázorněno polem magnetického dipólu.

vacím místě  $M$  jednak vliv teploty, jednak vliv barometrického tlaku. Skutečnost, že naše Země je ohromným magnetem  $MD$ , jehož podélná osa  $mo$ , procházející zemskými magnetickými póly  $JMP$  a  $SMP$ , nesplyvá s rotační osou  $ro$  naší

Země, projevuje se při studiu intenzity KZ t. zv. *geomagnetickými zjevy*\*). Mezi tyto zjevy způsobené zemským magnetickým polem počítáme (obr. 3,1) závislost intenzity KZ na zeměpisné délce  $\lambda$ , čili *délkový zjev*, závislost intenzity KZ na zeměpisné šířce  $\varphi$ , čili t. zv. *šířkový zjev*, a t. zv. *azimutální asymetrii*. Tato nesouměrnost v intenzitě KZ se projevuje při určitém azimutálním úhlu  $\alpha$ , jestliže měříme intenzitu KZ ve směru  $z_\theta$ , odchýleném jednou o zenitový úhel  $\theta$ , po druhé o zenitový úhel  $-\theta$  od osy  $z$  směřující k nadhlavníku (zenitu) pozorovacího místa  $M$ . Provádějí-li se tato měření pod úhlem  $\alpha = 90^\circ$ , mluví se o t. zv. *východozápadní nesouměrnosti*, kdežto konají-li se tato pozorování při úhlu  $\alpha = 0^\circ$ , označuje se *nesouměrnost severojižní*. Hledá se souvislost mezi náhlými změnami intenzity KZ a sluneční činností nebo magnetickými bouřkami. Studujeme-li v místě  $M$  určité zeměpisné délky a šířky absorpci kosmického záření ve vzdálenosti  $h$  od povrchu zemského, označujeme tuto závislost intenzity KZ na výšce  $h$  *výškovým zjevem*. Závislost intenzity KZ na vzdálenosti pod hladinou vodní nebo povrchem zemským nazýváme *hloubkovým zjevem*. Ačkoliv pozorování výškového zjevu v r. 1911 až 1914 prokázalo existenci KZ a jeho mimozemský



Obr. 3,2. Zařízení pro studium výškového zjevu KZ.

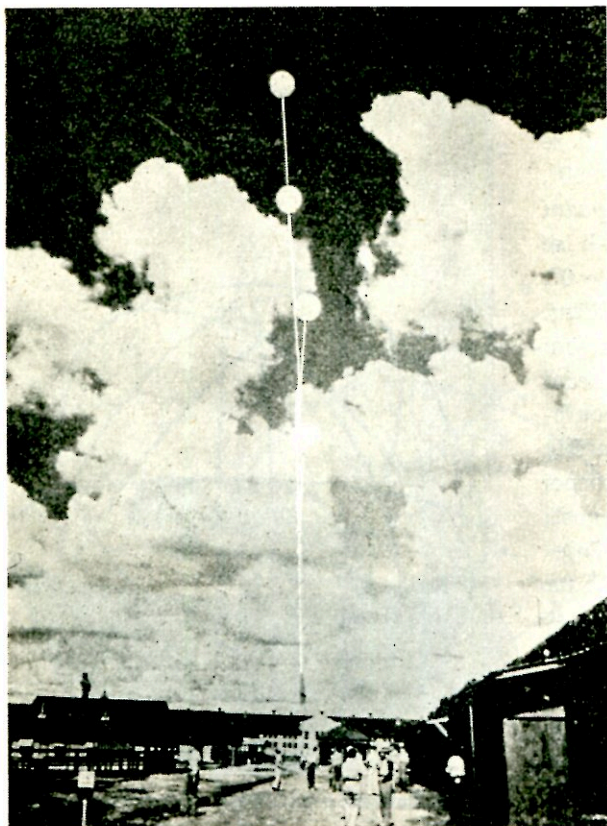
čili kosmický původ, jeho správné hodnoty je možno získat teprve při znalosti a eliminaci ostatních zjevů, které závisí na jiných příčinách, jako jsou na př. teplota, barometrický tlak nebo poloha pozorovacího místa na Zemi a pod.

### 3,1. Absorpce KZ v zemské atmosféře; výškový zjev KZ

Studium ionisace způsobené KZ v různých vzdálenostech od povrchu naší Země vedlo jednak k důkazu existence tohoto záření [3,1], jednak k přesnému zjištění

\*) Pro další úvahy je třeba zvláště upozornit, že zemské magnetické pole se severním magnetickým pólem *SMP* a jižním magnetickým pólem *JMP* se v geofysice nahrazuje magnetem nebo magnetickým dipólem *MD* se severním pólem *S* a jižním pólem *J* tak, jak je to znázorněno v obrázku. Vycházejí tedy siločáry zemského magnetického pole ze severního pólu *S* dipólu *MD*, čili z jižního zemského magnetického pólu *JMP*, a končí v jižním pólu *J* dipólu *MD*, čili v severním zemském magnetickém pólu *SMP*.

závislosti intenzity KZ na výšce  $h$  nad pozorovacím místem  $M$  [1,13], kterou dnes nazýváme *výškovým zjevem KZ*. Ježto existuje závislost intenzity KZ ještě na jiných veličinách (viz další odstavce), především na poloze pozorovacího místa  $M$ , a je dána t. zv. délkovým a šířkovým zjevem (odst. 3,3), je z toho zřejmo, že také



Obr. 3,3. Zařízení podle obr. 3,2 připojené k balonkům pro vzestup do zemské atmosféry.

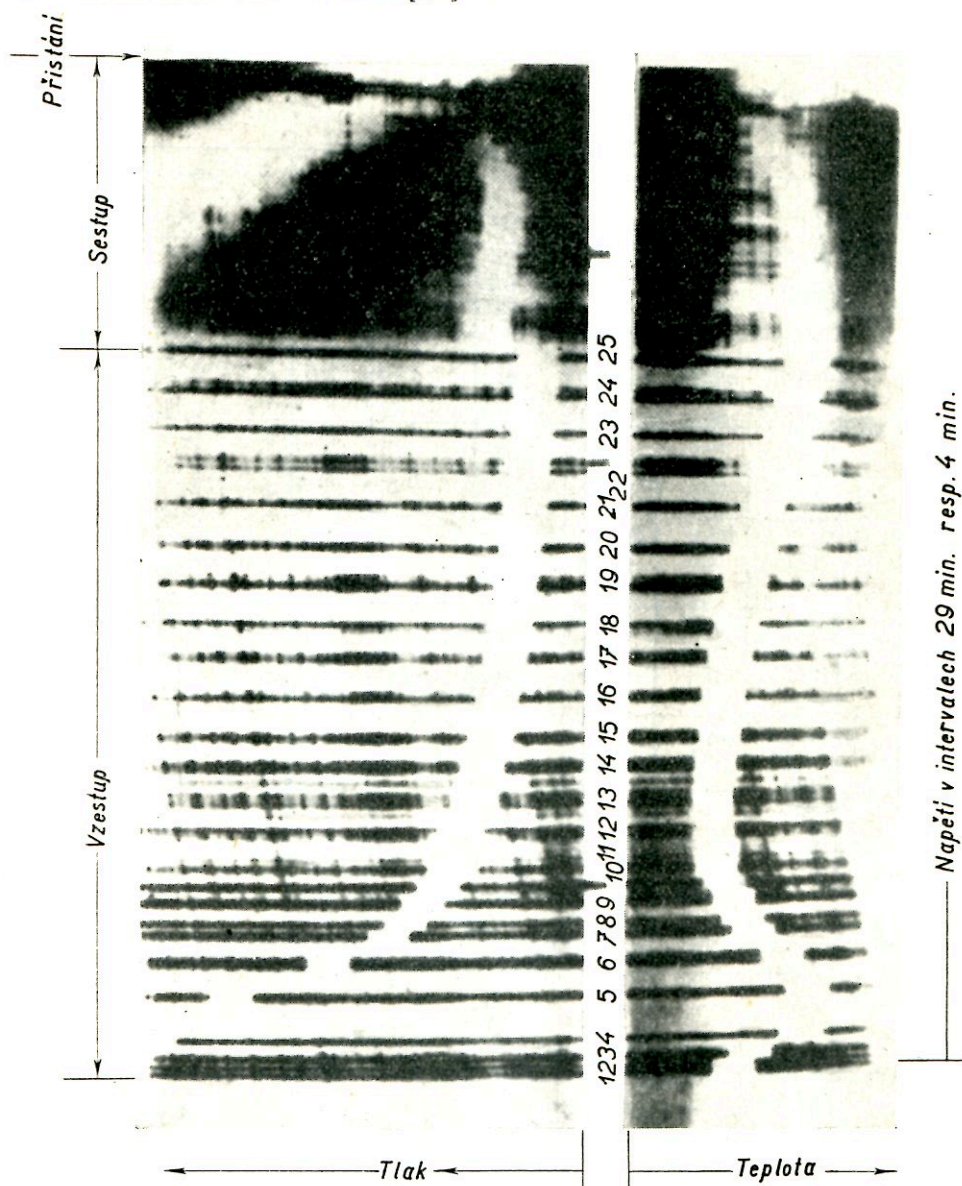
intenzita KZ v určité výšce  $h$  nad povrchem zemským bude závislá na zeměpisné resp. geomagnetické šířce po případě délce. Výškový zjev však podržuje v každém pozorovacím místě na povrchu zemském svůj typický charakter: intenzita KZ s rostoucí výškou  $h$  stoupá, mezi 15 až 20 km nad povrchem zemským nabývá maxima, načež opět klesá.

Po Hessovi [3,1], který provedl v r. 1911 a 1913 výšková měření intenzity KZ až do 5000 m, kde zjistil devítinásobné její zvýšení vzhledem k povrchu zemskému, rozšířil tato pozorování v r. 1913 a 1914 až do výše 9300 m W. Kolhörster [3,2]. Jeho pokusy definitivně prokázaly, že ve výši zhruba 10 km nad zemí existuje padesátinásobné zvýšení intenzity KZ vzhledem k povrchu zem-

skému. Pokud jde o historický přehled dalších prací zabývajících se studiem výškového zjevu, je uveden v knize Miehlnickelově [1,13].

Měření výškového zjevu byla většinou prováděna ionizačními komůrkami, které byly zavěšeny k balonkům a vyneseny do stratosféry, aby během vzestupu i sestupu automaticky registrovaly intenzitu KZ. Obr. 2,6 přináší jako příklad fotografii ionizační komůrky, která byla opatřena automatickým registračním zařízením. Užíval jí při výškových pokusech E. Regener [3,3]. Komůrka byla umístěna v lehkém košíčku (obr. 3,2), který byl připojen k několika balonkům (obr. 3,3), jež vynesly popsané měřicí zařízení do výše 15 000 až 20 000 m nad povrch zemský.

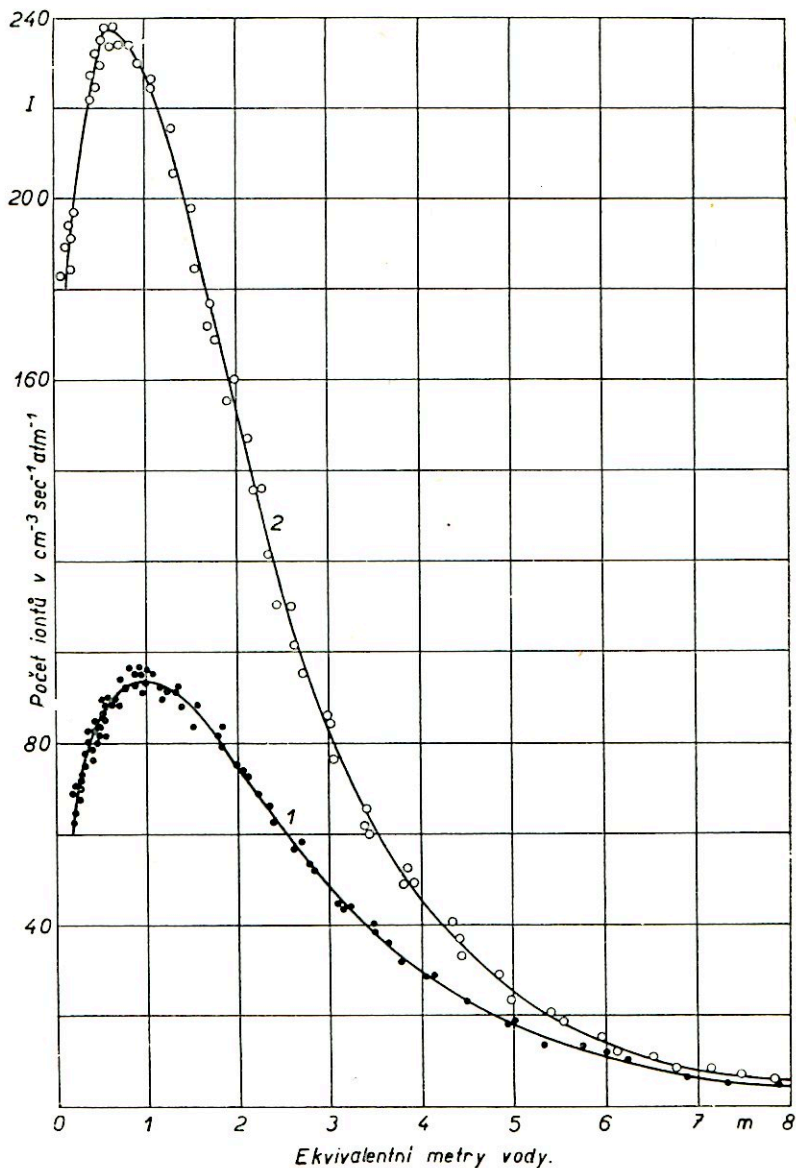
Balanky s připojeným zařízením byly pozorovány dalekohledem a sledovány vozidlem až k místu, kde se snesly opět k zemi. V dnešní době se taková zařízení, zvláště v meteorologii, opatřují malým vysílačem, t. zv. radiosondou, takže směr letu celého zařízení je možno sledovat se země přijímačem nebo několika přijímači opatřenými směrovými antenami [3,4].



Obr. 3,4. Snímek zachycující jednotlivé polchy vlákna elektroskopu během výstupu zařízení. Bílá čára procházející napříč černými obrazy vlákna v levé polovině snímku zachycuje průběh tlaku vzduchu, bílá čára v pravé polovině udává teplotu vzduchu.

Obr. 3,4 ukazuje záznam jednotlivých poloh vlákna elektrometru na fotografické desce během letu aparatury do stratosféry.

Měření závislosti intenzity KZ na výšce nad povrchem zemským provedl pro různá pozorovací místa R. A. Millikan se svými spolupracovníky [1,15]. Výsledky těchto měření pro dvě různá pozorovací místa s geomagnetickou severní šířkou  $\varphi_m = 3^\circ$  a  $\varphi_m = 39^\circ$  ukazuje obr. 3,5. Intenzita  $I$  kosmického záření je udána



Obr. 3,5. Závislost intenzity  $I$  kosmického záření na výšce  $h$  nad zemským povrchem. Křivka 1 byla měřena pro  $\varphi_m = 3^\circ$ , křivka 2 pro  $\varphi_m = 39^\circ$ .

jako počet iontů vytvořených v  $\text{cm}^3$  za s při tlaku 1 atm. Výška  $h$  je udána v ekvivalentních metrech vody. Přepočítání výšky v zemské atmosféře na barometrický tlak nebo na ekvivalentní tloušťku vody se provede podle připojené tabulky č. 3,1. Rozdíl v hodnotách intenzity KZ naměřený v týchž výškách nad oběma pozorovacími místy je způsoben hlavně šířkovým zjevem (odst. 3,3) vzhledem k rozdílné geomagnetické šířce obou pozorovacích míst.

Výškový zjev je způsoben složitými pochody, které jsou vyvolávány v atmosféře Země primární složkou KZ. Souhrnně budou probrány v kap. 7.

Tabulka 3,1.

$\text{mm}_{Hg}$	$m_{vzd}$	$m_{H_2O}$	$\text{mm}_{Hg}$	$m_{vzd}$	$m_{H_2O}$	$\text{mm}_{Hg}$	$m_{vzd}$	$m_{H_2O}$
760	21	10,3	500	3379	6,8	240	9274	3,27
750	127	10,2	490	3541	6,77	230	9616	3,13
740	235	10,0	480	3707	6,64	220	9974	2,99
730	344	9,95	470	3876	6,49	210	10348	2,86
720	454	9,8	460	4048	6,27	200	10740	2,72
710	567	9,65	450	4225	6,13	190	11120	2,58
700	680	9,52	440	4405	5,99	180	11560	2,45
690	796	9,39	430	4590	5,85	170	12030	2,32
680	913	9,25	420	4779	5,72	160	12500	2,18
670	1032	9,13	410	4972	5,58	150	13030	2,04
660	1152	8,98	400	5170	5,45	140	13580	1,9
650	1275	8,85	390	5373	5,31	130	14160	1,77
640	1399	8,71	380	5582	5,17	120	14810	1,63
630	1525	8,57	370	5796	5,04	110	15520	1,5
620	1653	8,43	360	6016	4,90	100	16260	1,36
610	1784	8,3	350	6243	4,76	90	17100	1,22
600	1917	8,17	340	6475	4,63	80	18050	1,09
590	2051	8,03	330	6715	4,49	70	19210	0,95
580	2188	7,89	320	6962	4,35	60	20350	0,82
570	2328	7,76	310	7217	4,22	50	21820	0,68
560	2470	7,62	300	7481	4,08	40	23590	0,54
550	2615	7,48	290	7753	3,95	30	25920	0,41
540	2762	7,35	280	8035	3,81	20	29170	0,27
530	2912	7,21	270	8328	3,68	10	34730	0,136
520	3065	7,08	260	8631	3,54	0		0
510	3220	6,94	250	8946	3,4			

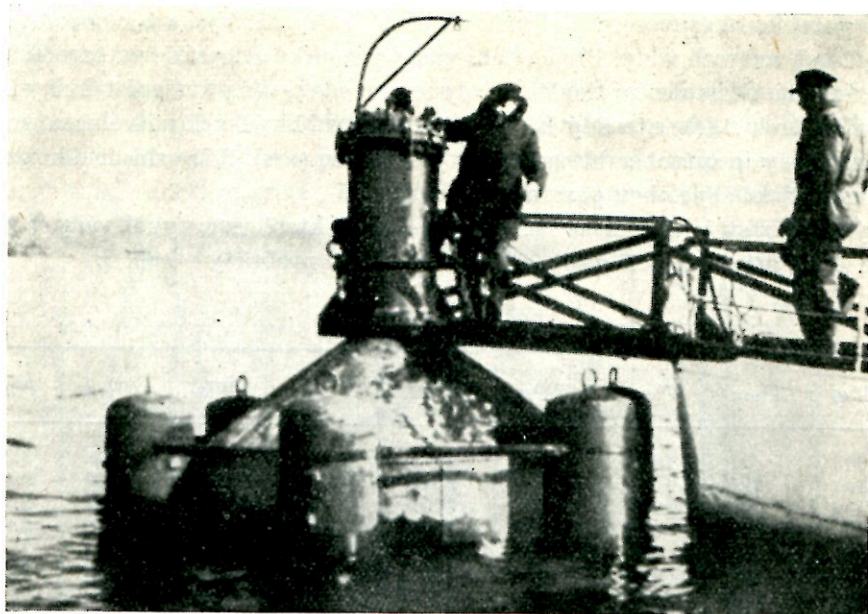
### 3,2. Absorpce KZ ve vodě a v zemských vrstvách; hloubkový zjev KZ

Úplně obdobně jako u výškového zjevu byla sledována i závislost intenzity KZ na hloubce ve vodě nebo v dolech pod povrchem zemským. Bylo zjištěno, že intenzita KZ s hloubkou klesá, a tato závislost byla nazvána *hloubkovým zjevem KZ*.

První soustavná hloubková měření ve vodě začali provádět již v r. 1925 Myssovskij a Tuvim [3,5], kteří měřili intenzitu KZ ionizační komůrkou pod hladinou oněžského jezera u Leningradu až do hloubky 10 m.

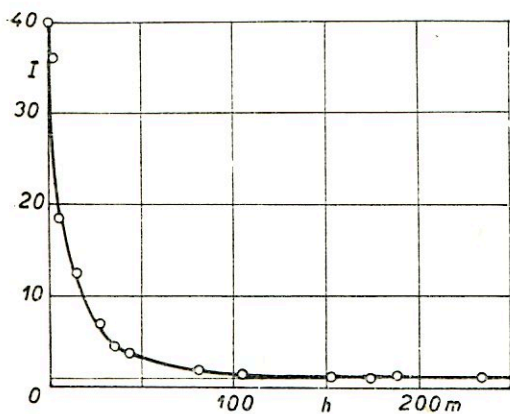
Podobná měření hloubkového zjevu provedl v bodamském jezeře až do hloubky





Obr. 3,6. Tank s ionisační komůrkou pro měření hloubkového zjevu KZ.

200 m E. Regener [3,6]. Užil k tomu ionisační komůrky podle obr. 2,4 s automatickým zařízením pro registraci intenzity KZ podle obr. 2,5. Komůrka byla uzavřena do vodotěsného tanku (obr. 3,6) a s tímto tankem byla spuštěna do různých hloubek pod hladinu vodní, v nichž byla zjišťována intenzita KZ. Obr. 3,7 ukazuje výsledky



Obr. 3,7. Závislost intenzity  $I$  kosmického záření na hloubce  $h$  ve vodě.

jeho měření, z nichž je jednak zřejmý pokles intenzity  $I$  kosmického záření s rostoucí hloubkou vody, jednak prokázána možnost sledovat KZ až do hloubek 200 m pod hladinu vodní.

Pokusy Regenerovy podaly tak důkaz o vysoké pronikavosti, a tudíž energii KZ.

O dalších pokusech týkajících se hloubkového zjevu ve vodě viz opět knihu Miehlnickelovu [1,13].

Intenzita KZ byla studována rovněž v různé hloubce pod povrchem zemským. Byl nalezen pokles intenzity s rostoucí hloubkou, který

odpovídá pozorováním ve vodě. Měření byla prováděna v dolech, při čemž místo ionisační komůrky se k zvýšení citlivosti většinou používalo počítačů. Tak Kol-

hörster [3,7] již v r. 1934 se svou koincidenční aparaturou mohl zjistit KZ ve stassfurtských dolech ještě v hloubce 406 m pod povrchem zemským, což odpovídá ekvivalentní tloušťce vody zhruba 1000 m. Zatím co celá řada badatelů sledovala KZ až do hloubek 600 m pod povrch zemský, referovali na Krakovském kongresu pro KZ v r. 1947 J. Barnothy a M. Forró [1,30] o svých pokusech, při nichž zjistili pronikavé částice KZ ještě v hloubce 1000 m pod povrchem zemským.

Vedle uvedených pokusů, které studovaly závislost intenzity KZ buď na výšce v atmosféře, nebo v určité hloubce pod povrchem vodním nebo zemským, byl měřen přímo absorpční koeficient KZ v určitých materiálech. Nehledíme-li k prvním orientačním měřením absorpčního koeficientu KZ ve vzduchu, které provedl ještě před první světovou válkou Kolhörster [1,13], můžeme uvést pro hmotový absorpční koeficient ve vzduchu při mořské hladině hodnotu  $\mu/\rho = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , která vyplývá z měření Millikana a Camerona [1,13]. Měření absorpčního koeficientu KZ ve zlatě provedli Bothe a Kolhörster [3,8] tím způsobem, že umístili dva Geigerovy-Müllerovy počítače v koincidenčním zapojení nad sebe, naměřili počet koincidencí a zjistili jejich úbytek, když mezi počítače vložili zlatý absorbátor tloušťky 4,1 cm. Celé uspořádání bylo umístěno v železném obalu 5 cm silném, který byl ještě obklopen olověným obalem 6 cm silným. Pro hmotový absorpční koeficient KZ ve zlatě určili hodnotu  $\mu/\rho = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Pro olověný absorbátor 9,7 cm silný naměřil podobným uspořádáním Rossi [3,9], hodnotu hmotového absorpčního koeficientu  $\mu/\rho = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , při čemž nad měřicím zařízením byl umístěn olověný filtr 5 cm silný.

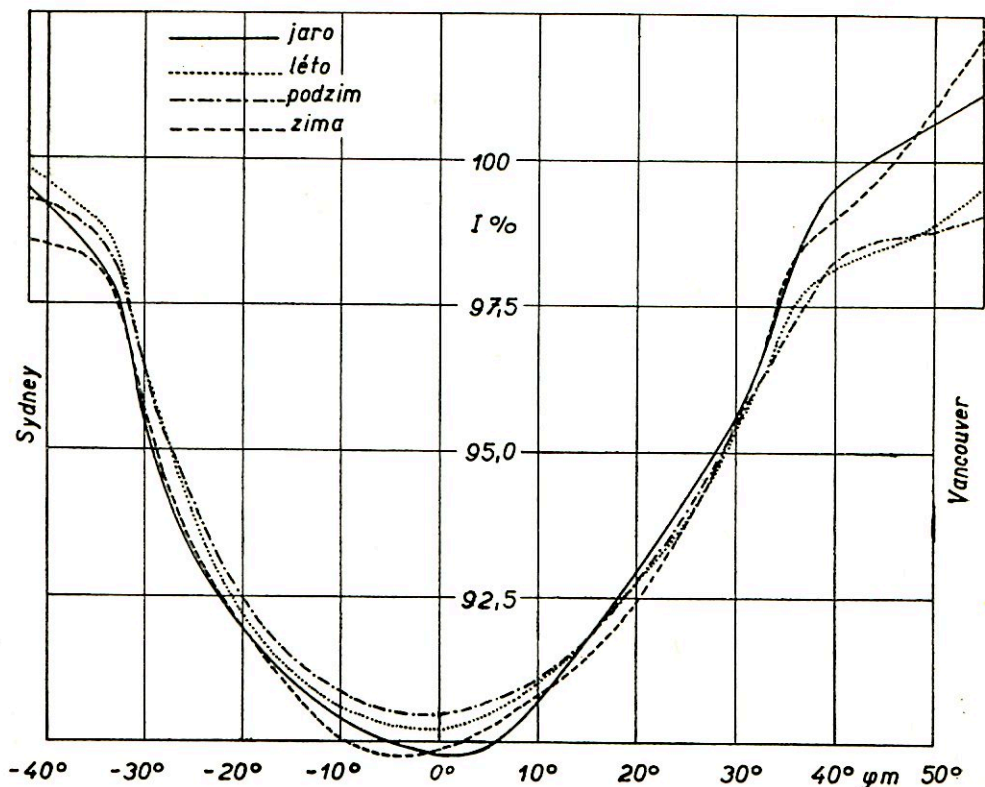
### 3,3. Délkový a šířkový zjev KZ

Oba zjevy, *délkový i šířkový*, počítáme mezi t. zv. geomagnetické zjevy, které jsou způsobeny účinkem zemského magnetického pole na nabitě částice primární složky KZ přiletující z vesmíru k naší Zemi. Šířkový zjev byl objeven dříve než délkový zjev, u něhož dosahují změny intenzity KZ daleko menších hodnot než u šířkového zjevu.

Délkový zjev udává závislost intenzity KZ na zeměpisné délce  $\lambda$ , při čemž zeměpisná šířka  $\varphi$  je konstantní. Je přesněji definován při konstantní zeměpisné šířce  $\varphi$  a nadmořské výšce  $h$  (obr. 3,1) jakožto rozdíl mezi maximem intenzity KZ a intenzitou KZ v pozorovacím místě  $M$ , dělený maximem intenzity KZ. Délkový zjev nabývá nejvyšší hodnoty asi 5% na geomagnetickém rovníku a zmenšuje se k nule, jakmile přecházíme do vyšších zeměpisných šířek. Je pravděpodobně způsoben excentricitou zemského magnetického pole.

Šířkový zjev byl objeven již v r. 1927 J. Clayem [3,10] při plavbě mezi Janovem a Bandoengem na Jávě, při které byla trvale měřena intenzita KZ. Existence tohoto zjevu byla potvrzena dalšími pozorováními, která vykonali jednak J. Clay se svými spolupracovníky [3,11], [3,12], jednak A. H. Compton [3,13] a A. H.

Compton a R. N. Turner [3,14]. Provedli přesná měření velikosti šířkového zjevu a zároveň zjistili, že je vhodnější vztahovati jej ke geomagnetickým než zeměpisným šířkám. Definovali jej při konstantní zeměpisné délce  $\delta$  a nadmořské výšce  $h$  jakožto rozdíl mezi maximální intenzitou KZ a intenzitou KZ v pozorovacím místě  $M$  o geomagnetické šířce  $\varphi_m$ , dělený maximální intenzitou KZ. Vzhle-



Obr. 3,8. Závislost intenzity  $I$  kosmického záření na geomagnetické šířce  $\varphi_m$ .

dem k tomu, že zemské magnetické pole má na geomagnetickém pólu nejmenší vliv, kdežto na geomagnetickém rovníku největší vliv na přiletující nabitě částice KZ, jeví šířkový zjev maximum intenzity pro geomagnetickou šířku  $\varphi_m = 90^\circ$ , zatím co pro geomagnetickou šířku  $\varphi_m = 0^\circ$  nastává největší pokles intenzity KZ, který činí asi 10%.

Obr. 3,8 ukazuje procentuální změny intenzity KZ v závislosti na geomagnetické šířce  $\varphi_m$ . Měření byla provedena kulovou ionizační komůrkou (odst. 2,2) stíněnou vrstvou olova 12 cm silnou, která byla upravena tak, že automaticky registrovala intenzitu KZ. Mohla být proto umístěna na lodi a nevyžadovala zvláštní obsluhy. Registrace byla provedena při několika plavbách mezi Vancouverem v Kanadě a Sydney v Australii v různých ročních obdobích.

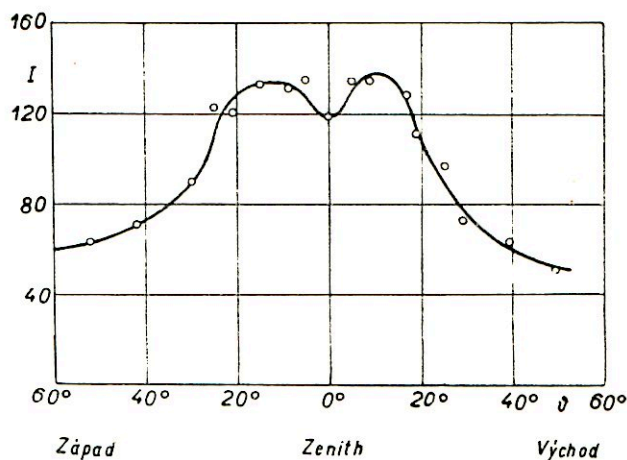
Od registrovaných hodnot je třeba odečíst změny intenzity KZ způsobené hlavně změnami vnější teploty a barometrického tlaku. Compton je nazývá „atmosférickým“ šířkovým zjevem. Po odečtení těchto hodnot (dosahují až 3,1%) od naměřených hodnot, dostává jako zbytek pouhý geomagnetický zjev. Z obr. 3,8 je zřejmo, že největší pokles intenzity KZ je na geomagnetickém rovníku pro  $\varphi_m = 0^\circ$  a činí 7,1%. Počínaje geomagnetickou šířkou  $\varphi_m = 50^\circ$ , šířkový zjev mizí.

Šířkový zjev závisí na výšce  $h$  pozorovacího místa, což je zřetelně patrné u výškového zjevu měřeného pro dvě různá pozorovací místa, jak ukazuje obr. 3,5.

### 3,4 Azimutální a směrové rozložení intenzity KZ; východozápadní a severojižní nesouměrnost KZ

Vzhledem k tomu, že zemské magnetické pole ovlivňuje dráhy nabitých částic primární složky KZ, závisí intenzita KZ na azimutálním úhlu  $\alpha$  a na úhlu  $\vartheta$ , o který je uchýlen směr, v němž pozorujeme, od přímky směřující k našemu nadhlavníku čili zenitu (obr. 3,1). Závislost intenzity KZ na azimutálním úhlu  $\alpha$  se nazývá *azimutální nesouměrností (asymetrií)*, kdežto závislost na úhlu  $\vartheta$ , pro který se někdy zavádí také označení zenitový úhel, se jmenuje *směrové rozložení intenzity KZ* vzhledem k našemu zenitu. Obě závislosti počítáme mezi t. zv. geomagnetické zjevy, poněvadž jsou způsobeny účinkem magnetického pole na nabitě částice primární složky KZ, přiletující z vesmíru k naší Zemi. K sledování závislosti intenzity KZ jak na úhlu  $\alpha$ , tak na úhlu  $\vartheta$  se velmi dobře hodí koincidenční zapojení ve tvaru teleskopu (odst. 2,6, obr. 2,22), kterým se dá přesně definovat směr užitím několika Geigerových-Müllerových počítačů upravených nad sebou v jedné rovině.

Obě závislosti počítáme mezi t. zv. geomagnetické zjevy, poněvadž jsou způsobeny účinkem magnetického pole na nabitě částice primární složky KZ, přiletující z vesmíru k naší Zemi. K sledování závislosti intenzity KZ jak na úhlu  $\alpha$ , tak na úhlu  $\vartheta$  se velmi dobře hodí koincidenční zapojení ve tvaru teleskopu (odst. 2,6, obr. 2,22), kterým se dá přesně definovat směr užitím několika Geigerových-Müllerových počítačů upravených nad sebou v jedné rovině.



Obr. 3,9. Závislost intenzity  $I$  kosmického záření na zenitovém úhlu  $\vartheta$ .

Obě závislosti počítáme mezi t. zv. geomagnetické zjevy, poněvadž jsou způsobeny účinkem magnetického pole na nabitě částice primární složky KZ, přiletující z vesmíru k naší Zemi. K sledování závislosti intenzity KZ jak na úhlu  $\alpha$ , tak na úhlu  $\vartheta$  se velmi dobře hodí koincidenční zapojení ve tvaru teleskopu (odst. 2,6, obr. 2,22), kterým se dá přesně definovat směr užitím několika Geigerových-Müllerových počítačů upravených nad sebou v jedné rovině.

Obr. 3,9 ukazuje závislost intenzity KZ na zenitovém úhlu  $\vartheta$  získanou měřením čtverných koincidencí počítačů umístěných v jedné rovině nad sebou a pod vrstvou olova 12 cm silnou. Azimutální úhel  $\alpha$  byl přitom volen  $90^\circ$ , takže směrová měření pod různými úhly  $\vartheta$  byla prováděna ve východozápadní rovině. Z obr. 3,9 je jednak

velmi dobře patrná závislost intenzity KZ na zenitovém úhlu  $\vartheta$ , a jednak je i zřejmá její nesouměrnost vzhledem k přímce směřující k našemu zenitu  $Z$ . Tato nesouměrnost, která je zvláštním případem azimutální asymetrie, nazývá se *nesouměrností východozápadní*, poněvadž byla pozorována při azimutálním úhlu  $\alpha = 90^\circ$ , čili ve směru východozápadním. Byla dlouho hledána, avšak byla objevena teprve r. 1933 [3,10], [3,15], [3,16], neboť závisí jak na geomagnetické šířce, tak na nadmořské výšce. Pro geomagnetické šířky větší než  $\varphi_m = 50^\circ$  jsou při hladině mořské její hodnoty tak nepatrné, že leží v mezích pozorovacích chyb. Ježto byla asymetrie zprvu hledána v místech, která měla velkou zeměpisnou šířku, unikala dlouho pozorování. Směrem k rovníku její hodnoty rostou. Rovněž s rostoucí nadmořskou výškou vykazují její hodnoty vzestup. Ukázala to jak Rossiho [3,15] měření v Asmaře v Eritrei na geomagnetické šířce  $11^\circ 30'$  ve výši 2370 m, tak měření Johnsonova [3,16], prováděná v nadmořské výši zhruba 3000 m v Peru, Mexiku a Coloradu. Azimutální asymetrii celkové intenzity KZ charakterizuje výraz

$$\gamma = 2 \frac{N_z - N_v}{N_z + N_v} 100\% \quad , \quad (3.1)$$

v němž  $N_z$  a  $N_v$  značí celkovou intenzitu KZ jednak v západním, jednak ve východním směru.

Zatím co B. Rossi [3,15] zjistil při svých prvých měřeních východozápadní nesouměrnost 10 až 20%, našel T. H. Johnson [3,16] pro zenitový úhel  $\vartheta = 30^\circ$  v Peru na geomagnetické šířce  $\varphi_m = 0^\circ$  nesouměrnost 13%, v Mexiku na  $\varphi_m = 29^\circ$  nesouměrnost 7% a v Coloradu na  $\varphi_m = 48^\circ$  pouze 2%. V r. 1939 provedli měření azimutální asymetrie ve stratosféře T. H. Johnson a J. Barry [3,18], při čemž ve výšce mezi 20 a 25 km zjistili pro ni hodnotu rovnou pouze 7%.

Již v tehdejší době se z měření azimutální asymetrie při hladině moře soudilo, že východozápadní asymetrie je vyvolávána účinkem zemského pole na primární kladně nabitě částice KZ. Z tohoto předpokladu plyne, že by ze západu měl přicházet větší počet kladně nabitých částic KZ než z východu. Obr. 3,9 skutečně ukazuje, že intenzita KZ měřená pod určitým úhlem  $\vartheta$  ve směru západním má větší hodnotu než intenzita KZ měřená pod tímž úhlem  $\vartheta$  ve směru východním. Podle Johnsonových výpočtů měla azimutální asymetrie dosáhnout ve stratosféře hodnoty 60%, zatím co pro ni byla naměřena pouze hodnota 7%.

Malá hodnota azimutální asymetrie naměřená ve stratosféře byla vykládána v řadě prací účinkem sekundárních částic KZ vytvořených v naší atmosféře primárními částicemi. Pokusy S. N. Věrnova a A. M. Kylikova [3,19] však ukázaly, že vliv sekundárních částic nedosahuje hodnoty, která by dovedla zmenšit azimutální asymetrii z 60% na 7%. Z toho vyplynul důsledek, že mezi primárními částicemi musí existovat částice, které mají záporný náboj. Když pak z pokusů S. I. Brikkerova, S. N. Věrnova, I. M. Evreinova, S. P. Sokolova a T. N. Čarachčijana [3,20] vyplynulo, že mezi primárními částicemi nemůže být podstatná složka tvo-

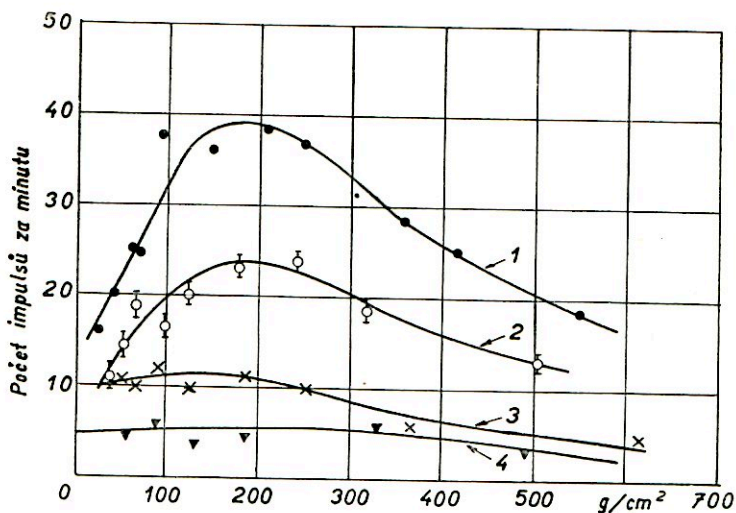
řená elektrony, byly dokonce zaváděny do primární složky hypotetické částice s negativním elektrickým nábojem t. zv. antiprotony.

Z uvedeného je zřejmo, že zde zůstávala stále otevřena otázka, jakého znamení je elektrický náboj primárních částic KZ. Z toho důvodu se rozhodli S. N. Věrnov a spolupracovníci [3,21] provést přesná měření východozápadní asymetrie ve stratosféře na geomagnetické šířce  $6^\circ$  až  $10^\circ$  jižní šířky, tedy v blízkosti geomagnetického rovníku, kde se projevuje azimutální asymetrie nejvíce, jak již bylo svrchu uvedeno.

K uvedeným měřením vypracovali S. N. Věrnov a spolupracovníci aparaturu, která byla vypouštěna z paluby parníku na balonech do stratosféry. Hlavní součástí této aparatury byl teleskop, popsáný v odst. 2,6 a znázorněný v obr. 2,22. Byl nakloněn pod zenitovým úhlem  $\vartheta = 60^\circ$  k vertikále směřující k zenitu. Údaj o počtu částic registrovaných teleskopem byl přenášen radiotelegraficky do přijímacího místa. Poněvadž pro měření východozápadní asymetrie bylo třeba, aby teleskop během letu udržoval směr buď k západu, nebo k východu, byly s teleskopem pevně spojeny tři fotoelektrické články. Roviny dvou fotoelektrických článků byly upraveny tak, že sluneční světlo mohlo dopadat pouze na jeden z těchto dvou fotoelektrických článků. Každý z těchto dvou fotoelektrických článků byl připojen k mřížce své elektronky, v jejímž anodovém obvodu bylo zapojeno relé. Jakmile se aparatura s teleskopem zavěšená na baloncích pootočila tak, že sluneční světlo dopadlo na jeden z fotoelektrických článků, pak příslušné relé uvedlo v chod malý elektromotor, který otáčel teleskopem tak dlouho, dokud sluneční světlo opět nedopadlo na žádný z obou fotoelektrických článků. Když bylo dosaženo této polohy fotoelektrických článků (a tudíž i teleskopu) vzhledem k slunci, přerušilo relé proud do elektromotoru, čímž se zastavilo i otáčení teleskopu. Tímto způsobem byla udržována poloha teleskopu vzhledem k slunci. Aby bylo možno udržovat východozápadní směr teleskopu, a tudíž měnit s časem jeho azimut čili polohu vzhledem k slunci, byla prováděna časovým mechanismem předem vypočtená korekce polohy fotoelektrických článků.

Teleskopem bylo možno registrovat jednak trojné koincidence, a to počítači označenými čísly 1, 2 a 3 (obr. 2,22), jednak čtverné koincidence, a to počítači 1, 2, 3 a jedním z počítačů 4. Trojné koincidence udávaly celkový počet jednotlivých částic procházejících teleskopem ve směru úhlu  $\vartheta$ , kdežto čtverné koincidence byly způsobeny sprškami. Rozlišovací schopnost trojných koincidence byla  $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$  s, čtverných koincidence byla  $\tau = 3 \cdot 10^{-6}$  s. Každá čtverná koincidence se zaznamenávala na zapisovací páse v přijímacím místě. Trojné koincidence uváděly do chodu elektromagnetické počítadlo, opatřené ramenem klouzajícím po desce s kontakty. Když elektromagnetické počítadlo ovládané teleskopem napočítalo určitý počet impulsů (90 při počítání trojných koincidence bez olova mezi počítači 1, 2 a 3 a 45 při počítání trojných koincidence s olovem mezi počítači 1, 2 a 3), překlopil se teleskop o  $120^\circ$  na druhou stranu, t. j. z východu na západ nebo obráceně. V této druhé poloze zůstal pak teleskop tak dlouho, dokud elektro-

magnetické počítadlo nenapočítalo znovu uvedený počet impulsů, načež se opět překlopil do původní polohy o  $120^\circ$ . Každé poloze teleskopu odpovídal jiný tón určité výšky, který byl radiotelegraficky přijímán na přijímacím místě. Tímto způsobem byl určen na přijímacím místě čas, po který teleskop prodléval ve východní nebo západní poloze. Kromě toho byla během letu stále kontrolována funkce automatického nastavování polohy teleskopu.



Obr. 3,10. Průběh východozápadní nesouměrnosti v závislosti na výšce.

K stanovení azimutální nesouměrnosti bylo vypuštěno celkem 5 aparatur, z nichž 3 měřily východozápadní asymetrii celkové intenzity KZ, kdežto 2 zbývající s 8 cm olova umístěného mezi počítači teleskopu určovaly východozápadní asymetrii tvrdé složky KZ. Na obr. 3,10 značí křivka 1 celkovou intenzitu KZ v západním směru, křivka 2 ve východním směru, při čemž body udávají středy naměřených hodnot během tří uvedených výstupů aparatur. Na témže obrázku udávají křivky 3 a 4 intenzitu tvrdé složky KZ v západním a východním směru rovněž jakožto střed měření během dvou uvedených výstupů aparatur. Naměřené hodnoty intenzity KZ jsou naneseny jako funkce množství hmoty, která je udána v  $g/cm^2$ , od hranice atmosféry v daném směru.

Z křivek uvedených v obr. 3,10 je možno určit koeficient  $\gamma$  charakterisující azimutální asymetrii celkové intenzity KZ. Je dán výrazem (3,1). Tento koeficient dosahuje v největších výškách hodnoty 45 až 50% pro celkovou intenzitu KZ, zatím co pro tvrdou komponentu činí jeho hodnota dokonce 70%.

Tento výsledek měření východozápadní nesouměrnosti ukazuje, že se primární složka KZ skládá z kladně nabitých částic. Velká hodnota východozápadní asymetrie pro celkovou intenzitu KZ ukazuje na nevelký vliv sekundárních částic KZ. Veliká hodnota koeficientu tvrdé složky KZ pak vede k závěru, že v primární

složce nejsou antiprotony. Je tedy primární složka tvořena částicemi nesoucími kladný elektrický náboj.

Vedle východozápadní asymetrie byla pozorována také severojižní asymetrie [3,17]. Na severní polokouli se projevuje v tom, že intenzita KZ měřená pro azimutální úhel  $\alpha = 0^\circ$  a pro určitý zenitový úhel  $\theta$  skloněný směrem k jihu je větší než intenzita KZ měřená pro též úhel  $\theta$  skloněný směrem k severu.

Konečně byl při konstantním zenitovém úhlu  $\theta$  sledován průběh intenzity KZ jakožto funkce azimutu  $\alpha$ . Výsledky studia tohoto průběhu, který byl studován jednak Ribnerem [3,22], jednak Cooperem [3,23], bylo možno zatím těžko interpretovat.

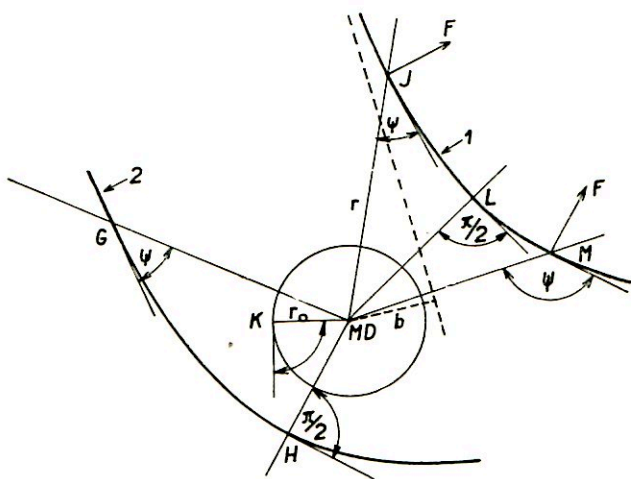
### 3.5. Výklad geomagnetických zjevů KZ

Všechny geomagnetické zjevy uvedené v odst. 3,3 a 3,4 je možno vyložit účinkem zemského magnetického pole na dráhy nabitých částic primární složky KZ přiletujících z vesmíru se všech stran k naší Zemi, kterou si představujeme jako magnetický dipól. Původní teorie Störmerova [3,24], která byla řadou jeho vlastních prací i prací jiných badatelů [3,25], [3,36], [3,27] zdokonalena, umožňuje výpočet drah nabitých částic KZ v zemském magnetickém poli. Pro různé směry a různé energie nabitých částic KZ je i průběh drah odlišný.

Pro jednoduchost se zatím omezíme na částice nesoucí stejnou energii a přiletující z nekonečna v témž směru po rovnoběžných drahách v ekvatoreální rovině magnetického dipólu představujícího naši Zemi.

Obr. 3,11 ukazuje schematicky, jak se změní přímkový průběh takových dvou drah částic KZ v magnetickém poli dipólu. Magnetický dipól  $MD$  s magnetickým momentem  $M$  stojí kolmo na rovinu papíru, která je jeho ekvatoreální rovinou a půlí jeho délku  $l$ . Magnetické siločáry stojí všude kolmo k ekvatoreální rovině. Intenzita magnetického pole v libovolném místě ekvatoreální roviny vzdáleném o délku  $r$  od středu dipólu je dána známým výrazem

$$H = \frac{M}{r^3} \quad (3,2)$$



Obr. 3,11. Pohyb nabité částice v ekvatoreální rovině magnetického dipólu.



a má směr kolmý k rovině papíru. Na částice nesoucí náboj  $e$  a blížící se v ekvatoreální rovině rychlostí  $v$  po drahách 1 a 2 ve směru šipek k dipólu  $MD$  působí podle (2,12) síla

$$F = \frac{e}{c} vH = \frac{evM}{cr^3}, \quad (3,3)$$

dosadíme-li za  $H$  podle výrazu (3,2). Síla  $F$  působí v ekvatoreální rovině kolmo na směr intenzity magnetického pole  $H$  a na směr rychlosti  $v$  letící částice. Tím uchyluje částici z její původní dráhy. Nová dráha částice zakřivená účinkem síly  $F$  leží opět v ekvatoreální rovině. Předpokládáme-li, že jižní pól magnetického dipólu  $MD$  je nad rovinou papíru, jeho severní pól pod rovinou papíru, pak se kladně nabitě částice uchylují ve směru proti pohybu hodinových ručiček, záporné ve směru souhlasném s pohybem hodinových ručiček. Na obr. 3,11 ukazují křivky 1 a 2 dráhy kladně nabitých částic.

Poněvadž síla  $F$  stojí kolmo na směr rychlosti  $v$  částice, nezpůsobí žádnou změnu kinetické energie částice, nýbrž vyvolá pouze změnu směru její dráhy. Můžeme ji v každém bodě dráhy částice charakterisovat úhlem  $\psi$ , který svírá průvodič spojující tento bod a střed dipólu s tečnou vedenou v tomto bodě k její dráze ve směru pohybu (obr. 3,11). Tento úhel budeme měřit kladně v normálním smyslu proti pohybu ručiček hodinových od průvodiče směrem k tečně. Bereme tedy úhel  $\psi$  na obr. 3,11 v bodech  $J$ ,  $L$  a  $M$  kladně, v bodech  $G$  a  $H$  záporně.

Složka hybnosti  $p$  kolmá k průvodiči je  $p \sin \psi$ , a tudíž moment hybnosti částice vzhledem k středu dipólu  $MD$  je

$$rp \sin \psi. \quad (3,4)$$

Pro vysoké energie částic KZ je třeba použít v hybnosti  $p$  pro hmotu  $m$  relativistické formule.

Složka síly  $F$  kolmá k průvodiči je dána výrazem

$$F \cos \psi = \frac{e}{c} vH \cos \psi = \frac{evM}{cr^3} \cos \psi, \quad (3,5)$$

dosadíme-li za  $F$  podle (3,3).

Podle druhé věty impulsové platí

$$\frac{d}{dt} (rp \sin \psi) = rF \cos \psi = \frac{evM}{cr^2} \cos \psi, \quad (3,6)$$

použijeme-li v něm rovnic (3,4) a (3,5). Poněvadž ve výrazu (3,6) můžeme položit na pravé straně

$$v \cos \psi = - \frac{dr}{dt}, \quad (3,7)$$

dostaneme jako pohybovou rovnici částice diferenciální rovnici

$$\frac{d}{dt} (rp \sin \psi) = - \frac{eM}{cr^2} \frac{dr}{dt}. \quad (3,8)$$

Integrujeme-li tuto rovnici, dostaneme pro moment hybnosti vztah

$$rp \sin \psi = \frac{eM}{cr} + pb, \quad (3,9)$$

položíme-li integrační konstantu rovnou  $pb$ . Z této rovnice plyne pro úhel  $\psi$ , který charakterisuje v každém bodě dráhy částice její směrnicí, vztah

$$\sin \psi = \frac{r_0^2}{r^2} + \frac{b}{r}, \quad (3,10)$$

označíme-li

$$r_0 = \sqrt{\frac{eM}{cp}}. \quad (3,11)$$

Známe-li tedy, jednu polohu částice vzhledem k magnetickému dipólu, její náboj hmotu a impuls, pak může být celá dráha částice zakreslena na základě vztahů (3,10) a (3,11).

Pro danou hodnotu  $r_0$ , která je s fyzikálního hlediska definována vztahem (3,11), dostaneme řadu různých drah charakterisovaných různými hodnotami  $b$ . Mezi těmito drahami je jedna význačná, a to kruhová dráha, je-li  $b = r_0$ . Nazývá se kritickým kruhem. Jeho poloměr  $r_0$  se zmenšuje s rostoucí hybností čili energií částice jak plyne z výrazu (3,11).

K pojmu kritického kruhu dojdeme úvahou, která vyplývá ze skutečnosti, že dostaneme z rovnice (3,10) speciální vztah mezi veličinami  $r$ ,  $r_0$  a  $b$ , zavedeme-li předpoklad, že pro  $\sin \psi = \pm 1$ , čili pro  $\psi = \pm \pi/2$ , je  $d\psi/dt = 0$ . Derivujeme-li za tím účelem rovnici (3,10), dostaneme vztah

$$\cos \psi \frac{d\psi}{dt} = - \left( \frac{2r_0^2}{r^3} + \frac{b}{r^2} \right) \frac{dr}{dt} \quad (3,12)$$

čili

$$\frac{d\psi}{dt} = v \left( \frac{2r_0^2}{r^3} + \frac{b}{r^2} \right), \quad (3,13)$$

dosadíme-li do vztahu (3,12) podle rovnice (3,7). Poněvadž na kruhové dráze je  $d\psi/dt = 0$ , je třeba splnit podle (3,13) rovnici

$$\frac{2r_0^2}{r^3} + \frac{b}{r^2} = 0 \quad (3,14)$$

a mimo to podle (3,10) buď rovnici

$$\frac{r_0^2}{r^2} + \frac{b}{r} = -1, \quad (3,15)$$

nebo rovnici

$$\frac{r_0^2}{r^2} + \frac{b}{r} = +1. \quad (3,16)$$

Rovnice (3,14) a (3,15) lze splnit, je-li

$$r = r_0 \quad (3,17)$$

a

$$b = -2r_0, \quad (3,18)$$

kdežto pro rovnice (3,14) a (3,16) dostáváme imaginární řešení  $r = ir_0$ .

Kruhová dráha existuje tedy pouze pro  $\sin \psi = -1$  čili pro  $\psi = -\frac{\pi}{2}$  a je to uvedený kritický kruh. Vzhledem k tomuto kruhu můžeme všechny dráhy částic rozříditi podle toho, je-li jejich  $b \geq -2r_0$ .

Je-li  $b > -2r_0$ , pak jsou dráhy částic od sebe odlišné podle toho, je-li  $b > 0$  nebo  $b < 0$ .

Je-li  $b > 0$ , pak jak  $\sin \psi$ , tak  $\psi$ , které pro  $r = \infty$  je podle (3,11) rovno 0, roste s klesajícím  $r$  až k hodnotě  $\sin \psi = 1$  čili  $\psi = \pi/2$ . V tomto bodě je průvodič  $r$  kolmý na dráhu částice, jak je patrné z obr. 3,11 v bodě  $L$  na křivce 1. Odpovídající hodnota průvodiče  $r = r_1$  udává nejmenší vzdálenost dráhy částice od dipólu  $MD$ . Hodnota  $r_1$  plyne z rovnice (3,10), dosadíme-li v ní  $\sin \psi = +1$ . Její kladný kořen, který má fyzikální smysl, je dán výrazem

$$r_1 = \frac{1}{2} \{b + \sqrt{b^2 + 4r_0^2}\}. \quad (3,19)$$

Obr. 3,12. Několik typických drah nabitých částic v ekvatoreální rovině magnetického dipólu.

V bodě  $J$  je  $d\psi/dt > 0$ , jak patrné z výrazů (3,13) a (3,16), dosadíme-li v nich  $r = r_1$ . V důsledku toho dráha částice se odklání na vnější stranu od tečny v bodě  $J$  a je symetrická vzhledem k průvodiči  $r_1$ , jak ukazuje křivka 6 v obr. 3,12. Poněvadž z rovnice (3,19) plyne, že pro  $b > 0$  je  $r_1 > r_0$ , neprotíná žádná z těchto drah kritický kruh. Dráha pro  $b = 0$ , znázorněná v obr. 3,12 křivkou 5 se pouze kritického kruhu dotýká, neboť  $r_1 = r_0$ .

Je-li  $-2r_0 < b < 0$ , pak člen  $b/r$  v rovnici (3,10) převažuje nejprve nad členem  $r_0^2/r^2$  a  $\sin \psi < 0$ . Následkem toho úhel  $\psi$  nejprve klesá (viz dráhy 3 a 4 v obr. 3,12), dosahuje minimální hodnoty pro  $d\psi/dt = 0$ , čili podle (3,13) pro

$$r = -\frac{2r_0^2}{b} \quad (3,20)$$

a podle (3,10) pro

$$\sin \psi = - \frac{b^2}{4r_0^2} . \quad (3,21)$$

Poněvadž podle předpokladu je  $b > -2r_0$ , a tudíž  $|b| < 2r_0$ , definuje rovnice (3,21) reálný negativní úhel. Nato úhel  $\psi$  znovu vzrůstá a dráha po překročení kritického kruhu prochází nejmenší vzdáleností od Země pro  $r = r_1$  danou vztahem (3,19) a pak se otáčí do nekonečna. Má-li však  $b$  hodnotu blízkou hodnotě  $-2r_0$ , je minimum  $\psi$  blízké hodnotě  $-\pi/2$  a v tomto bodě je  $r$  blízké hodnotě  $r_0$  a rovněž  $dr/dt$ , které je rovno  $-v \cos \psi$ , je numericky daleko menší než  $v$ . Následkem toho může částice několikrát oběhnout kritický kruh dříve než vnikne dovnitř kruhu a změni směr pohybu v opačném smyslu.

Je-li konečně  $b < -2r_0$ , čili  $|b| > 2r_0$ , pak v tomto případě jak  $r$  tak  $\psi$  klesají až je  $\psi = -\pi/2$ . Hodnotě  $\psi = -\pi/2$  odpovídá podle rovnice (3,10) hodnota  $r = r_2$ , která je dána vztahem

$$r_2 = \frac{1}{2} \{ -b + \sqrt{b^2 - 4r_0^2} \} . \quad (3,22)$$

Poněvadž je podle předpokladu  $-b > 2r_0$ , je  $r_2 > r_0$ . Dosadíme-li do rovnice (3,13) za  $r = r_2$ , je

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{v}{r_2^2} \left( \frac{2r_0^2}{r_2} + b \right) < 0 ,$$

neboť  $b < -2r_0$  a  $2r_0^2/r_2 < 2r_0$ . Proto  $\psi$  klesá dále. Dráha je ve skutečnosti symetrická kolem bodu  $r = r_2$ . Poněvadž  $r_2 > r_0$ , všechny dráhy částic přicházejících z nekonečna leží v tomto případě pro  $b < -2r_0$  vně kritického kruhu. Jsou to na př. dráhy částic 1 a 2 na obr. 3,12. Je to obdoba případu, pro který bylo  $b > 0$ .

Pro studium intensity KZ v závislosti na různých veličinách a pro výklad těchto závislostí je ještě důležité znát nejmenší vzdálenost  $r_m$  od středu magnetického dipólu  $MD$ , do níž se může přiblížit částice mající danou hodnotu  $r_0$ , avšak libovolnou hodnotu  $b$ . Nejmenší vzdálenost  $r_m$  bude nejmenší hodnotou  $r_1$ , kterou stanovíme z rovnice (3,19). Minimum  $r_1$  nastane tam, kde

$$\frac{dr_1}{db} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{b}{\sqrt{b^2 + 4r_0^2}} \right) = 0 , \quad (3,23)$$

čili pro nejmenší možnou hodnotu  $b = -2r_0$ . Dosadíme-li tuto hodnotu získanou z rovnice (3,23) do rovnice (3,19), dostaneme pro  $r_m$  hodnotu

$$r_m = (\sqrt{2} - 1) r_0 = 0,414 r_0 . \quad (3,24)$$

Skutečná dráha pro  $b = -2r_0$  nepříjde k dipólu do tak těsné vzdálenosti, jako je poloměr  $r_m$  daný výrazem (3,24). Dá se ukázat, že dráha je v tomto případě spirálou ovinující se do nekonečna kolem kritického kruhu. Avšak mezi drahami, pro něž je  $b > -2r_0$ , mohou být nalezeny dráhy, které se přiblíží ke středu dipólu  $DM$  téměř do vzdálenosti  $r_m$  dané rovnicí (3,24).

Jak bylo uvedeno pro případ  $-2r_0 < b < 0$ , křižují všechny dráhy kritický kruh. Dá se dokonce ukázat, že křižují tento kruh pod všemi možnými úhly. Z rovnice (3,19) totiž plyne, že pro  $r_1 = r_0$  je  $b = 0$ . Derivujeme-li tuto rovnici podle  $b$ , dostaneme vztah

$$\frac{dr_1}{db} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{b}{\sqrt{b^2 + 4r_0^2}} \right) > 0 \quad , \quad (3,25)$$

neboť  $r_1 < r_0$  pro libovolnou hodnotu  $b < 0$ . Hodnotu  $\psi_0$ , pod níž dráha částice křižuje kritický kruh, dostaneme, položíme-li v rovnici (3,10)  $r = r_0$ . Dostaneme vztah

$$\sin \psi_0 = 1 + \frac{b}{r_0} \quad . \quad (3,26)$$

Mění-li se  $b$  od hodnoty 0 do  $-2r_0$ , probíhá  $\psi_0$  hodnoty od  $\pi/2$  do  $-\pi/2$ . Hodnota  $r_1$  se mění v témž oboru od hodnoty  $r_0$  do hodnoty  $r_m$  dané vztahem (3,24).

Dosavadní výsledky o pohybu nabitě částice v ekvatoreální rovině dipólu znázorněné schematicky v obr. 3,12 stačí k tomu, abychom nyní stanovili podmínky, za kterých se nabitě částice přibližují k Zemi v její geomagnetické ekvatoreální rovině, představíme-li si ji jako magnetický dipól. Na tyto výsledky pak navážeme obecné výsledky pro přilet částic KZ v libovolném směru v magnetickém poli Země.

Pohybují-li se primární částice KZ k Zemi v geomagnetické ekvatoreální rovině, pak může v jejich pohybu nastat několik případů: Pohybují-li se příliš pomalu, může se stát, že se k Zemi vůbec nedostanou. Je to v tom případě, když je jejich impuls  $p$  tak malý, že odpovídající  $r_m$  dané výrazy (3,24) a (3,11) je větší než poloměr  $a$  Země. Označíme-li  $p_1$  hodnotu, pro kterou je právě  $r_m = a$ , a kterou proto označíme  $r_{m1}$ , je

$$r_{m1} = a = (\sqrt{2} - 1) r_0 = (\sqrt{2} - 1) \sqrt{\frac{eM}{cp_1}} \quad , \quad (3,27)$$

dosadíme-li ve vztahu (3,24) za  $r_0$  podle (3,11). Z této rovnice vypočteme pro  $p_1$  odpovídající výraz

$$p_1 = (\sqrt{2} - 1)^2 \frac{eM}{ca^2} \quad . \quad (3,28)$$

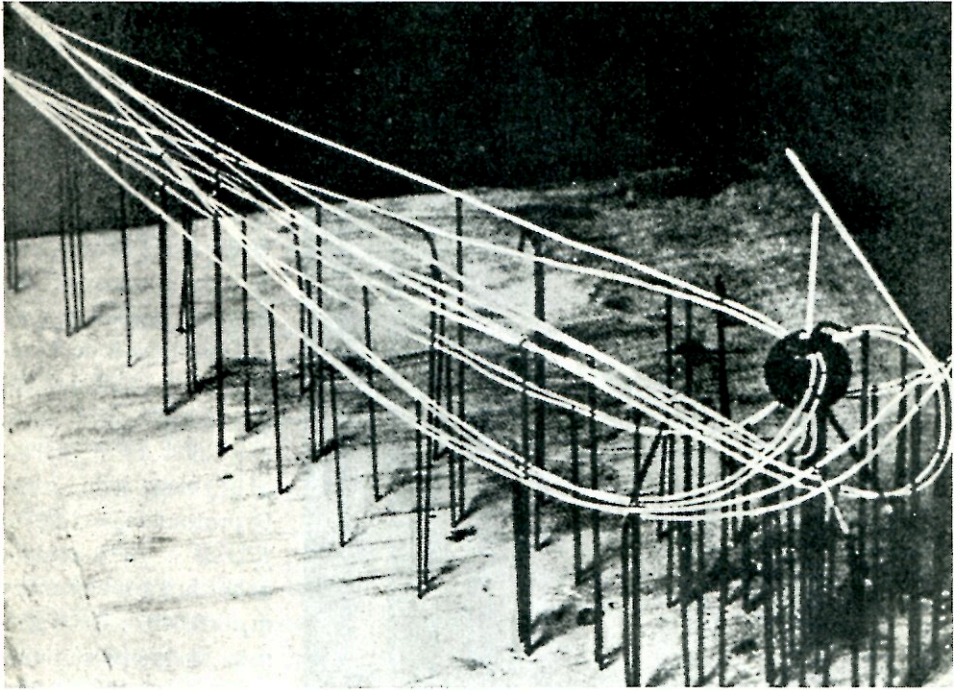
Pokud tedy primární částice KZ přilétající k Zemi má impuls  $p < p_1$ , je  $r_m$  její dráhy větší než  $r_{m1} = a$ , a tudíž částice se k Zemi nemůže přiblížit.

Je-li naopak impuls přilétajících částic  $p > p_1$ , pak je  $r_m < r_{m1}$  a primární částice KZ dopadají na naši Zemi. Roste-li jejich  $p$  od hodnoty  $p_1$  k hodnotám vyšším, klesá podle (3,11)  $r_0$  jejich drah a při daném  $b$  klesá i úhel  $\psi_0$ .

Zvýší-li se impuls  $p$  částic KZ až na hodnotu

$$p_2 = \frac{eM}{ca^2}, \quad (3,29)$$

pak má  $r_0$  jejich drah hodnotu  $r_0 = a$ , jak plyne z rovnice (3,11). Všechny dráhy částic KZ, pro něž je  $-2a < b < 0$ , čili všechny dráhy, které protínají kritický kruh, protínají jej pod všemi možnými úhly.



Obr. 3,13. Model drah nabitých částic KZ v zemském magnetickém poli.

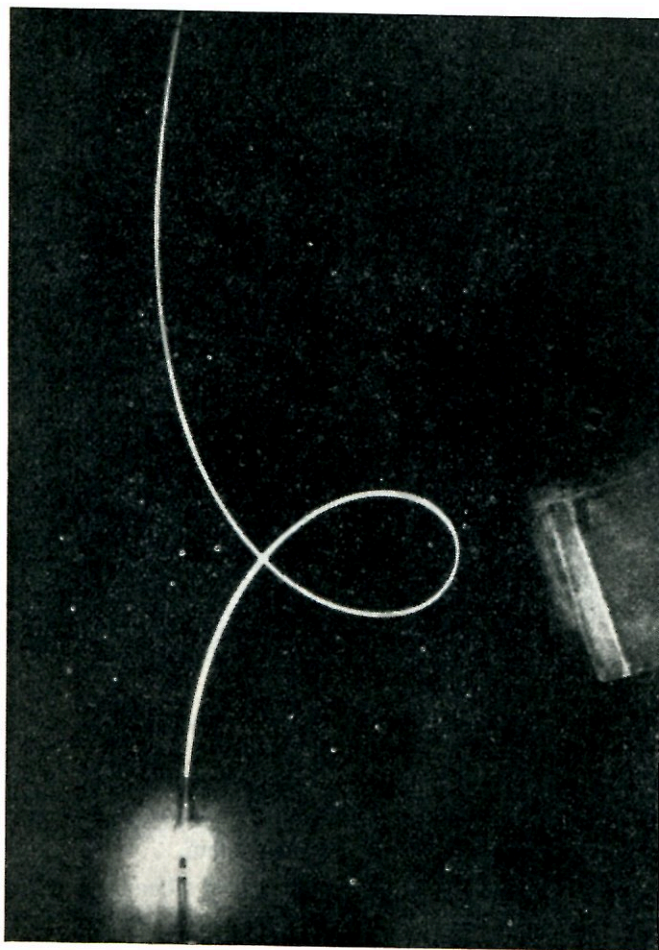
Z toho plyne závěr, že existují dvě kritické hodnoty impulsu  $p_1$  a  $p_2$  pro částice KZ. Mají-li částice KZ impuls  $p < p_1$ , nedosahují zemského povrchu, mají-li impuls  $p > p_2$ , mohou dopadat na zemský povrch pod libovolným úhlem.

Obr. 3,13 přináší fotografii Störmerova modelu [3,28], který ukazuje, jak se v zemském magnetickém poli utvářejí dráhy nabitých částic KZ, přilétajících k naší Zemi z určitého směru. Laboratorními prostředky studoval E. Brüche [3,29] pohyb elektronů v poli magnetického dipólu představujícího naši Zemi s magnetickým polem. Obr. 3,14 ukazuje příklad takového pokusu, při kterém byly elektrony urychlené ve vyčerpané baňce na určitou energii vedeny do magnetického pole dipólu v jeho ekvatoreální rovině (rovinu papíru) a v určitém směru k jeho ose, která stojí kolmo k ekvatoreální rovině (čili kolmo k rovině papíru).

Pro studium KZ je často výhodnější místo impulsu  $p$  užívat pojmu kinetické energie  $E$ , kterou vzhledem k vysokým rychlostem částic KZ je nutno vyjádřit relativistickým výrazem

$$E = (m - m_0) c^2 = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right) =$$

$$= m_0 c^2 \left\{ \left( 1 + \frac{p^2}{m_0^2 c^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}. \quad (3,30)$$



Obr. 3,14. Pohyb elektronů v ekvatoreální rovině magnetického dipólu.

Dosadíme-li do této rovnice za  $p$  příslušné hodnoty  $p_1$  a  $p_2$ , dané rovnicemi (3,28) a (3,29), dostaneme příslušné hodnoty  $E_1$  a  $E_2$ , pro něž platí u primárních částic tytéž závěry, které byly uvedeny při definování hodnot  $p_1$  a  $p_2$ .

Dosadíme-li do výrazů (3,28), (3,29) a (3,30)  $c = 2,998 \cdot 10^{10}$  cm/s,  $e = 4,803 \cdot 10^{-10}/(2,998 \cdot 10^{10})$  elmg. jedn., hmotu protonů  $m_p = 1,0076/(6,023 \cdot 10^{23})$  gramů, nebo hmotu elektronu  $m_e = 0,9107 \cdot 10^{-27}$  gramů, magnetický moment Země  $M = 8,04 \cdot 10^{25}$  elmg. jedn. a poloměr Země  $a = 6370$  km  $= 6,370 \cdot 10^8$  cm, dostaneme kinetickou energii

pro protony

$$E_1 = 9,3 \cdot 10^9 \text{ eV},$$

$$E_2 = 58,5 \cdot 10^9 \text{ eV},$$

pro elektrony

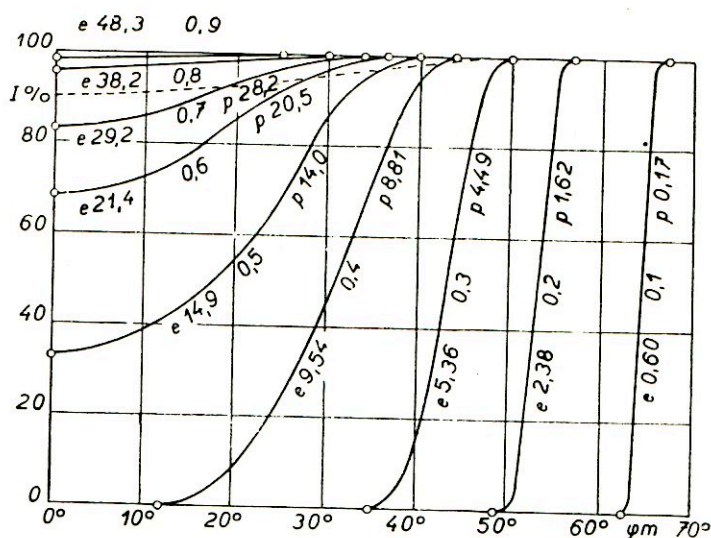
$$E_1 = 10,2 \cdot 10^9 \text{ eV},$$

$$E_2 = 59,4 \cdot 10^9 \text{ eV}.$$

Uvedené hodnoty energií ukazují, že kinetická energie jak protonů, tak elektronů dosahuje řádově desítek miliard elektronvoltů (eV) a že je při vysokých energiích

již nepatrný rozdíl mezi energiemi a hmotami obou těchto částic. Následkem toho existuje i nepatrný rozdíl mezi úchylkami obou částic v zemském magnetickém poli.

Především je třeba uvést, že experimentální výsledky studia KZ ukazují, že částice s uvedenými a dokonce ještě vyššími energiemi skutečně v KZ existují.



Obr. 3,15. Teoretická závislost relativní hodnoty  $I$  intenzity KZ na geomagnetické šířce  $\varphi_m$ .

Porovnáme-li získané teoretické výsledky o pohybu velmi rychlých nabitých částic KZ s měřením intenzity KZ jednak v závislosti na geomagnetické šířce, jednak v závislosti na azimutálním úhlu, dojdeme k závěru, že jak šířkový zjev (odst. 3,3), tak východozápadní nesouměrnost (odst. 3,4) jsou způsobeny pohybem nabitých částic v zemském magnetickém poli. Šířkový zjev lze vysvětlit za předpokladu, že primární složka KZ je tvořena nabitými částicemi, zatím co východozápadní nesouměrnost vede dokonce k závěru, že primární částice KZ nesou kladný náboj.

Poněvadž od objevu KZ plných 25 let existoval názor, že v primární složce KZ existují elektrony, a poněvadž severní záře byla připisována buzení světla ve vyšších vrstvách zemské atmosféry elektrony přicházejícími ze Slunce, vypracoval Störmer [3,24] teorii pro obecný pohyb elektronů v zemském magnetickém poli. Störmerova teorie byla aplikována na otázky KZ Epsteinem a podrobně rozvedena Lemaîtrem a Vallartou [3,25], [3,26].

Teoretické výsledky této obecné teorie, z níž byly uvedeny výše aspoň výsledky v geomagnetické ekvatorální rovině, jsou poměrně složité, avšak dají se shrnout jak pro protony, tak pro elektrony v grafu znázorněném v obr. 3,15. Na ose  $x$



je nanesena geomagnetická šířka  $\varphi_m$ , na ose  $y$  relativní hodnota  $I$  intenzity KZ. Parametrem každé křivky je především podíl  $\varrho = a/r_0$ , kde  $a$  je poloměr zemský,  $r_0$  kritický poloměr pro dráhy částic KZ definovaný vztahem (3,11). Je uveden jako prostřední číslo u každé křivky. Dále je u každé křivky uvedena energie odpovídající poloměru  $r_0$ , a to jednak pro elektrony (první číslo označené  $e$ ), jednak pro protony (třetí číslo označené  $p$ ). Příslušná čísla udávají tuto energii v  $10^9$  eV. Tím dostaneme řadu křivek, které, jak je z grafu patrné, jsou pro velké energie shodné jak pro elektrony, tak pro protony. Čárkovaná křivka odpovídá měřené závislosti.

Srovnáme-li tyto křivky s měřeným průběhem relativní intenzity KZ v závislosti na geomagnetické šířce  $\varphi_m$ , který je znázorněn v obr. 3,8, zjistíme, že především t. zv. *šířkový zjev se dá vysvětlit za předpokladu, že primární složka KZ je tvořena buď elektrony, nebo protony* čili nabitými částicemi a že energie těchto částic musí přesahovat hodnotu  $35 \cdot 10^9$  eV. V tomto případě jsou pak jak experimentální (obr. 3,8), tak teoretické (obr. 3,15 tečkovaná křivka) hodnoty relativní intenzity KZ zhruba stejné. Odpovídá jim relativní intenzita KZ na geomagnetickém rovníku asi 90% a hodnota  $\varrho = a/r_0 = 0,75$  na čárkované křivce.

Poněvadž šířkový zjev se uplatňuje až do zeměpisných šířek  $\varphi = 50^\circ$  a na geomagnetickém rovníku má uvedenou hodnotu  $I \doteq 90\%$ , dá se podrobnější analýsou šířkového zjevu dospět k výsledku, že především primární částice (ať jsou jakéhokoliv druhu) jsou nabitě částice, a za druhé, že jejich energetické spektrum má jistě rozmezí nejméně od  $2 \cdot 10^9$  do  $50 \cdot 10^9$  eV.

Porovnáme-li uvedené teoretické výsledky o pohybu velmi rychlých částic KZ s měřením intenzity KZ, a to především v závislosti na azimutálním úhlu, dojdeme k závěru, že by v geomagnetické ekvatoreální rovině přicházel k naší Zemi v určitém směru, t. j. pod určitým úhlem  $\vartheta$  (obr. 3,1), větší počet částic ze západu než z východu, kdyby v primární složce KZ byly pouze nebo převážně kladné částice, t. j. protony, částice  $\alpha$  a eventuálně i těžší atomová jádra. Obráceně z tohoto závěru plyne, že by primární složka byla tvořena pouze nebo převážně záporně nabitými částicemi, t. j. elektrony nebo snad dosud neznámými těžkými záporně nabitými částicemi, kdyby přicházel větší počet částic z východu než ze západu. Poněvadž sovětské fyzikové (odst. 3,4) přesným měřením východozápadní nesouměrnosti v intenzitě KZ definitivně rozhodli o tom, že ze západu přichází větší počet částic KZ než z východu a že měřená hodnota tohoto přebytku částic KZ odpovídá hodnotě teoretické, dokázali tím současně vzhledem k uvedeným výsledkům, že *primární složka KZ je z největší části tvořena kladně nabitými částicemi*.

### 3.6. Časové variace intenzity KZ

Studium změn intenzity KZ v závislosti na čase bylo prováděno řadou pracovníků v různých pracovištích po celém světě. Příslušná trvalá pozorování vykonaná jednak ionizačními komůrkami (odst. 2,2), jednak počítačovými aparaturami

(odst. 2,3) a vyžadující zdlouhavého zpracování, byla popsána ve velkém počtu prací [3,30], [3,31], [3,32]. Při zpracování těchto pozorování je třeba oddělit jak vliv barometrického tlaku (odst. 3,7), tak vliv teploty (odst. 3,8) a případný vliv sluneční činnosti a magnetických bouří (odst. 3,9). Zbytek pak teprve udává vlastní časové variace intenzity KZ. Hned z počátku možno říci, že tyto změny činí pouze několik desetin procenta celkové intenzity KZ, a proto je tak obtížné stanovit je s dostatečnou přesností. Nepatrnost těchto změn ukazuje na to, že zdroj KZ je mimo naši Zemi nebo dokonce mimo naši Galaxii a má prakticky neproměnnou intenzitu.

Vzhledem k tomu, že zdroj KZ je ve vesmíru, byla hledána závislost intenzity KZ jak na slunečním, tak na hvězdném dnu. Někteří autoři se snažili ze svých pozorování prokázat existenci denních maxim a minim ve variacích intenzity KZ.

Jiné práce byly věnovány sledování periodicky časových variací intenzity KZ s dobou otočení Slunce kolem jeho vlastní osy, která je 27 dní.

V pracích, které se týkaly sledování změn intenzity KZ během roku, je možno dokonce najít protichůdné výsledky. Tyto změny, které dosahovaly nejvýše hodnoty několika procent, jevíly podle některých pozorovatelů maximum v létě, podle jiných v zimě. Neposkytují tedy tyto práce zatím vzájemně souhlasné, a tudíž konečné výsledky.

Souhrnně je možno tedy říci, že vlastní časové změny intenzity KZ jsou menší než 1% a že sledované závislosti pozorovaných časových změn na některých veličinách nejsou dosud prokázány. Je proto zatím těžko podat definitivní rozřídění časových změn intenzity KZ.

### 3.7. Vliv barometrického tlaku na intenzitu KZ; barometrický zjev KZ

Barometrický zjev čili závislost intenzity KZ na barometrickém tlaku objevili již v r. 1926 Myssovskij a Tuwim [3,33], když měřili ionizační komůrkou intenzitu KZ v hloubce 10 m v řece Něvě poblíže Leningradu. Jejich pozorování ukázala lineární pokles intenzity KZ v závislosti na stoupajícím barometrickém tlaku. Jako koeficient barometrického zjevu stanovili ze svých měření relativní snížení intenzity KZ připadající na stoupanutí barometrického tlaku o 1 cm rtuťového sloupce. Naměřili pro něj hodnotu  $-4,7\%/1 \text{ cm Hg}$ .

Jejich měření potvrdili W. Kolhörster [3,34], E. Steinke [3,35], G. v. Salis [3,36] a jiní.

V dnešní době se vykládá vznik barometrického zjevu zvýšením absorpce KZ ve vzduchu (odst. 3,1), které je způsobeno jednak zvětšením hustoty vzduchu, jednak zvýšením jeho vrstvy následkem vzrůstu barometrického tlaku v pozorovaném místě. Z teoretických úvah plyne pro koeficient barometrického zjevu hodnota  $-3,5\%/1 \text{ cm Hg}$ , která velmi dobře souhlasí s experimentální hodnotou  $-3,45\%/1 \text{ cm Hg}$ , kterou stanovil v poslední době Duperier [3,37].

Většina měření barometrického zjevu byla provedena ionisačními komůrkami (odst. 2,2). V některých případech bylo použito také Geigerových-Müllerových počítačů (odst. 2,3).

### 3,8. Vliv teploty na intenzitu KZ; teplotní zjev KZ

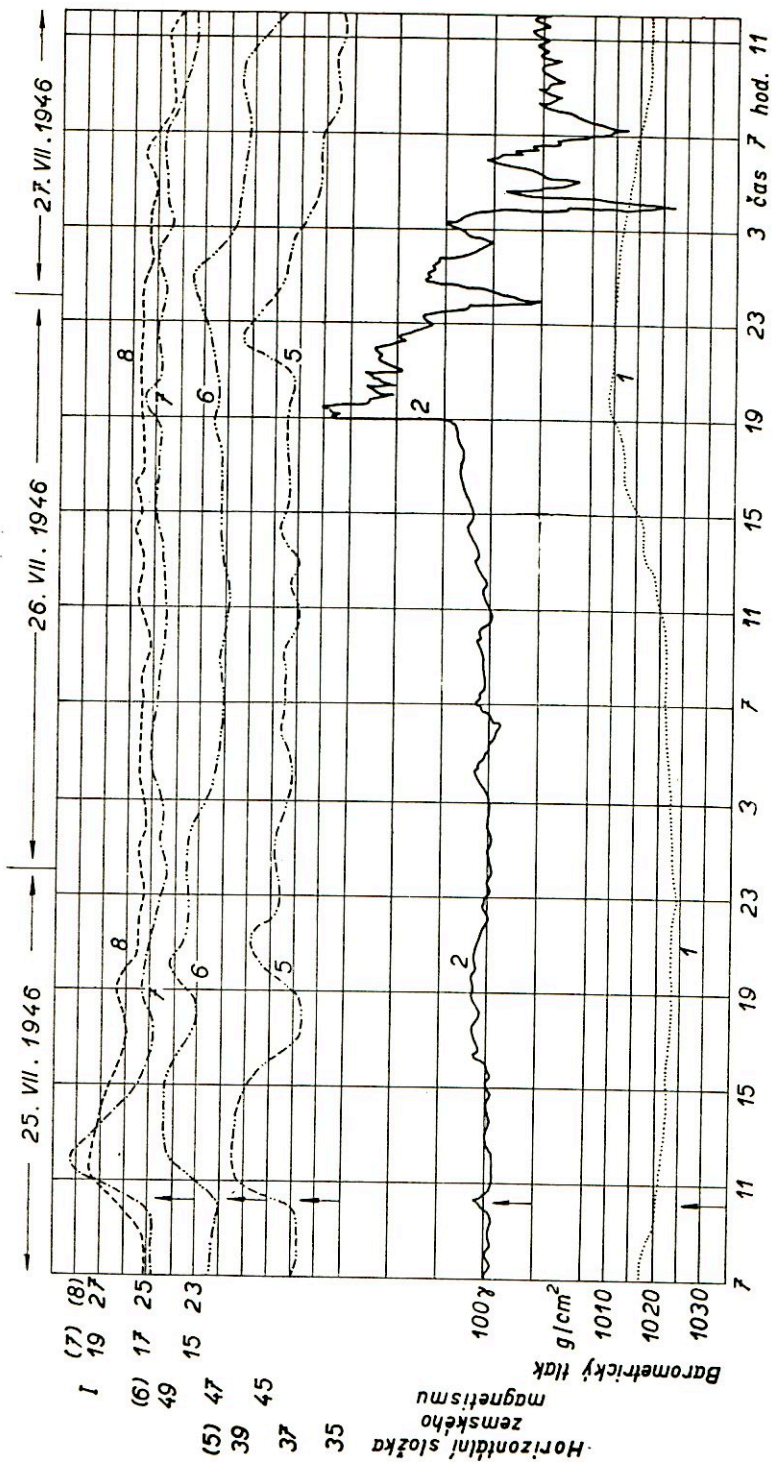
W. Messerschmidt [3,38] se v r. 1932 domníval, že našel vliv teploty vzduchu na intenzitu KZ. Jeho měření ukazovala lineární vzestup intenzity KZ v závislosti na stoupající vnější teplotě. Všichni další badatelé, kteří studovali teplotní zjev, zjistili lineární pokles intenzity KZ se stoupající teplotou okolního vzduchu. Podle Blacketta [3,39] je možno teplotní zjev vysvětlit nestabilitou mesonů a z teoretických úvah dokonce odvodit koeficient pro teplotní zjev. Podle Duperiera [3,40] [1,30] je při tom vhodnější uvádět změny intenzity KZ do vzájemného vztahu s teplotou ve vyšších vrstvách zemské atmosféry, kterou je možno zjišťovat užitím meteorologických balonků, než s teplotou při povrchu zemském. Zatím co byla vypočtena pro koeficient teplotního zjevu hodnota  $-0,35\%/1\text{ }^\circ\text{K}$ , byla pro něj podle novějších prací [3,41] naměřena hodnota  $(-0,18 \pm 0,011)\%/1\text{ }^\circ\text{K}$  udávající relativní snížení intenzity KZ, připadající na  $1\text{ }^\circ\text{K}$ .

Jako u barometrického zjevu byla provedena i u teplotního zjevu měření závislosti intenzity KZ na teplotě buď ionisačními komůrkami (odst. 2,2), nebo Geigerovými-Müllerovými počítači (odst. 2,3).

### 3,9. Vliv sluneční činnosti a magnetických bouří na intenzitu KZ

Při trvalé registraci časových variací KZ (odst. 3,6) jsou čas od času pozorovány náhlé skoky v intenzitě KZ. Snahou pracovníků, kteří tato trvalá pozorování provádějí, je pak podat vysvětlení těchto prudkých změn intenzity KZ nebo aspoň je uvést do vztahu se zjevem, které jevíly ve stejné době obdobné variace a které by proto mohly být případně příčinou pozorovaných změn intenzity KZ.

V uvedeném smyslu jsou náhlé změny intenzity KZ uváděny do vztahu jednak s erupcemi na Slunci, jednak s prudkými změnami zemského magnetismu. V dalším bude popsán aspoň jeden příklad takové náhlé změny intenzity KZ pozorovaný dne 25. července 1946 na stanicích provádějících trvalou registraci intenzity KZ [3,42], [3,43]. Obr. 3,16 ukazuje záznam intenzity KZ z amsterodamského pracoviště, kde již 15 let je prováděna trvalá registrace intenzity KZ čtyřmi ionisačními komůrkami plněnými argonem. Objem každé komůrky je 40 l. Dvě z nich jsou naplněny argonem za tlaku 40 atm, třetí za tlaku 97 atm a čtvrtá za tlaku 58 atm. V uvedených dnech pozorování byly dvě z nich nestíněny, druhé dvě byly stíněny 110 cm Fe. Záznamy ionisačních komůrek byly prováděny každé 3 hodiny. V obr. 3,16 je křivkami 5 a 6 znázorněn záznam intenzity KZ obou nestíněných ionisačních komůrek, křivkami 7 a 8 záznam obou stíněných komůrek. Křivka 2



Obr. 3,16. Záznam variací KZ ve dnech 25. až 27. července 1946, kdy byla pozorována vysoká erupční činnost Slunce, po které následovala magnetická bouře.

v témž obrázku udává záznam variací intenzity zemského magnetického pole, které vyvrcholily dne 27. VII. 1946 v magnetickou bouři. Křivka 1 v témž obrázku znázorňuje v uvedených dnech průběh barometrického tlaku. Zvýšená sluneční činnost, která započala již v 9 h dne 24. VII. a vyvrcholila mezi 9 až 17 h dne 25. VII. 1946, byla registrována jako sluneční erupce na astronomických observatořích po celém světě. Paralelně s těmito slunečními erupcemi bylo pozorováno na pracovištích KZ zvýšení intenzity KZ [3,42], [3,43]. Na amsterodamském pracovišti bylo pozorováno mimořádné zvýšení intenzity KZ dne 25. VII. mezi 10 až 15 h. Počátek zvýšení intenzity KZ v 10,15 h je označen šipkou.

Třetí den na to, dne 27. VII. 1946 pak byla zaznamenána magnetická bouře (křivka 2) a současně snížení intenzity KZ, které bylo registrováno rovněž všemi čtyřmi ionizačními komůrkami (křivky 5 až 8).

Závislost intenzity KZ na variacích intenzity zemského magnetického pole by se dala očekávat vzhledem k prokázané existenci šířkového zjevu (odst. 3,3). Poněvadž změny horizontální složky intenzity zemského magnetického pole jsou ekvivalentní změnám geomagnetické šířky pozorovacího místa, je možno předpokládat, že změnám intenzity magnetického pole budou odpovídat změny intenzity KZ obdobným způsobem a přibližně v téže velikosti, jako je tomu u šířkového zjevu. Tyto změny intenzity KZ by se měly tedy projevit zvláště silně při mimořádných změnách intenzity zemského magnetického pole čili při magnetických bouřích (odst. 3,3). Proto byl studiu souvislosti intenzity KZ s poruchami zemského magnetického pole věnován veliký počet prací, z nichž některé prokazovaly anti-paralelní chod mezi intenzitou KZ a intenzitou zemského magnetického pole [3,44], jiné však přinášely vzájemně protichůdné výsledky [3,45].

Souhrnně je možno říci, že dosud nebylo možno najít zaručenou souvislost intenzity KZ se sluneční aktivitou nebo s magnetickými bouřemi.

## 4. PRŮCHOD FOTONŮ A NABÍTÝCH ČÁSTIC HMOTNÝM PROSTŘEDÍM

Abychom mohli aspoň zhruba vyložit složité zjevy KZ, probereme v této kapitole přehledně jednotlivé pochody, které nastávají při průchodu krátkovlnného elektromagnetického záření a rychlých částic hmotou. Ukážeme si na příkladech, jak lze užít uvedených poznatků k určování některých vlastností nabitých částic.

### 4.1. Průchod fotonů hmotou

Elektromagnetické záření neboli fotony jsou charakterisovány svou frekvencí  $\nu$  nebo energií kvanta  $h\nu$ , vyjádřenou v ergoch, v elektronvoltech (eV) nebo mega-elektronvoltech MeV ( $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ ) nebo v jednotkách  $m_0c^2$  ( $m_0c^2 = 0,51 \text{ MeV}$ ); někdy je výhodnější mluvit o vlnové délce fotonu  $\lambda$ , vyjadřované v jednotkách X ( $1X = 10^{-11} \text{ cm}$ ) nebo v angströmech Å ( $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm}$ ). Při vzájemném působení fotonů s hmotou vzniká řada jevů, známých většinou z fyzikální optiky; omezíme se proto jen na popis těch zjevů, které mají význam v oblasti velmi vysokých energií fotonů KZ, jež budeme také nazývat paprsky  $\gamma$  nebo kvanta  $\gamma$ .

Paprsky  $\gamma$  mohou vzájemně působit jednak s elektrony, jednak s atomovými jádry. Při interakcích s elektrony jsou fotony absorbovány nebo ztrácejí energii hlavně třemi zúsoby: 1. Fotoelektrickou absorpcí. 2. Comptonovým rozptylem. 3. Tvořením elektronových párů. Vzájemné působení paprsků  $\gamma$  s atomovými jádry může vést jednak k vzbuzení jader do vyšších energetických stavů, jednak k úplnému rozpadu jader.

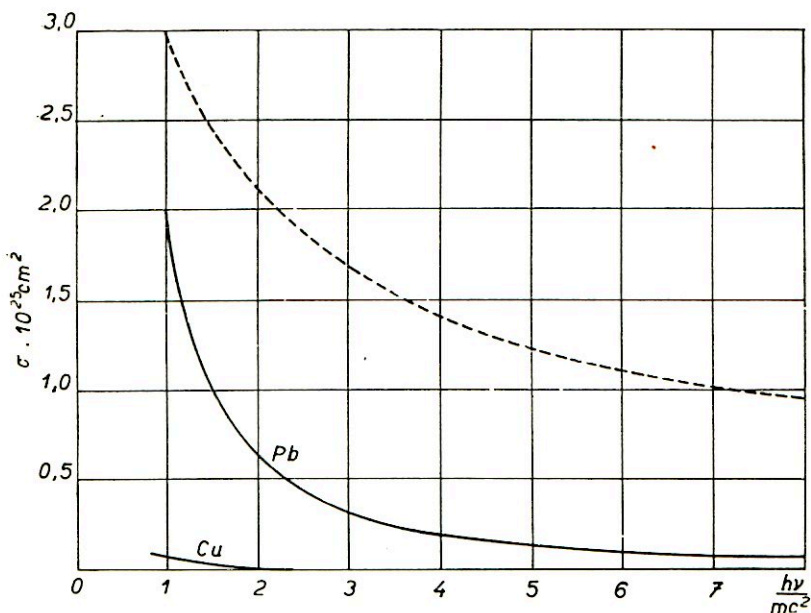
#### 4,1,1. Fotoelektrický zjev

Elektrony v atomovém obalu jsou seskupeny podle své vazbové energie ve slupkách, zvaných slupky  $K$ ,  $L$ ,  $M$  atd. Vnitřní slupka  $K$ , nejbližší jádru, obsahuje dva elektrony, vázané energií rovnou přibližně  $13,5 (Z - 1)^2 \text{ eV}$ , kde  $Z$  je pořadové číslo jádra. Elektrony vnějších slupek mají vazbovou energii postupně stále menší; valenční obvodové elektrony jsou vázány nejméně. Je-li energie  $h\nu$  dopadajícího fotonu větší než vazbová energie  $w$  elektronu ve slupce, je zasažený elektron od atomu odtržen, jestliže foton pohltí. Kinetická energie  $\frac{1}{2}mv^2$  odtrženého elektronu je dána známou Einsteinovou rovnicí  $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - w$ ; část energie dopadajícího fotonu se tedy spotřebuje k uvolnění elektronu z atomového obalu, zbytek odnáší elektron jako svou kinetickou energii. Při tomto t. zv. fotoelektrickém zjevu je pohlcováno záření libovolné frekvence  $\nu$  v určitém rozmezí a absorpční spektrum je proto spojitě.

Účinný průřez pro fotoelektrickou absorpci pro elektron slupky  $K$  je teoreticky dán výrazem

$$\sigma_K = \frac{128\pi}{3} \frac{e^2}{mc} \frac{\nu_K^3}{\nu^4} \frac{e^{-4\epsilon \cot \epsilon}}{1 - e^{-2\pi\epsilon}}, \quad (4,1)$$

kde  $\nu_K$  je frekvence absorpční hrany  $K$ ; frekvence fotonu je větší než  $\nu_K$ ;  $\epsilon = \sqrt{\frac{\nu}{\nu - \nu_K}}$



Obr. 4,1. Účinný průřez pro fotoelektrickou absorpci v olovu a v mědi (plné křivky Pb a Cu). Účinný průřez pro Comptonův rozptyl v olovu (čárkovaná křivka).

Účinný průřez fotoelektrické absorpce klesá s vazbovou energií elektronu, a je proto pro ostatní slupky menší než  $\sigma_K$ ; na př. u olova tvoří  $\sigma_K$  pro fotony s energií 0,5 MeV asi 80% celkového účinného průřezu fotoelektrické absorpce  $\sigma$ . Elektron zcela volný nemůže již záření absorbovat. Protože  $\sigma_K$  vzrůstá s velikostí pořadového čísla  $Z$ , je zřejmé, že účinný průřez pro fotoelektrickou absorpci  $\sigma$  je větší pro těžké prvky a méně energetické fotony, než pro lehké prvky a velmi energetická kvanta záření. Pro srovnání uvádíme na obrázku 4,1 průběh fotoelektrické absorpce v Pb a Cu v závislosti na energii dopadajících fotonů. Z obrázku je vidět, že  $\sigma$  rychle ubývá se vzrůstající energií dopadajícího fotonu, že však pro těžké prvky způsobuje fotoelektrický zjev značnou absorpci ještě v oblasti energií  $h\nu > 1$  MeV.

Obr. 4,1 je grafickým znázorněním teoreticky odvozeného vztahu (4,1) s použitím vzorců (4,2) a (4,3) pro krajní hodnoty energie fotonu  $h\nu$ :

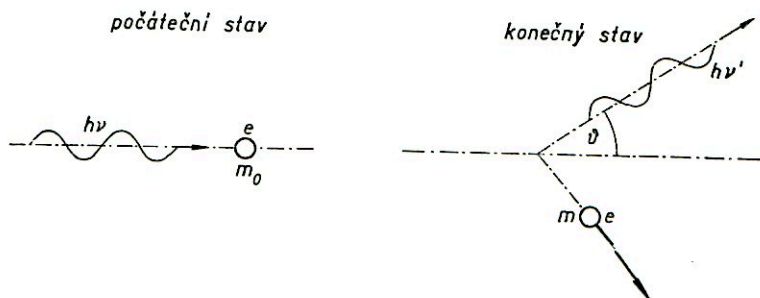
$$\sigma = 48,5 \cdot \lambda^{7/2} Z^5 \quad \text{pro} \quad h\nu \ll mc^2; \quad (4,2)$$

$$\sigma = 1,16 \cdot 10^{-23} \lambda Z^5 \quad \text{pro} \quad h\nu \gg mc^2. \quad (4,3)$$

Experimentální ověření správnosti uvedených vztahů je obtížné, protože v oblasti energií  $h\nu$ , v níž nastává fotoelektrická absorpce, vzniká ještě jiný jev, který vede ke snížení energie záření  $\gamma$ , postupujícího hmotným prostředím, totiž t. zv. Comptonův rozptyl.

#### 4, 1,2. Comptonův rozptyl

Viděli jsme, že fotoelektrické absorpce ubývá se vzrůstající frekvencí  $\nu$  dopadajícího záření (vzorce 4,1 až 4,3). Fotony s energií značně větší, než je vazbová energie elektronů slupky  $K$ , ztrácejí energii převážně při rozptylu na elektronech.



Obr. 4,2. Schematické znázornění Comptonova zjevu.

Rozptylem nazýváme takový pochod, při němž je foton  $h\nu$  částicí (elektronem) pohlcen a současně je vyslán jiný foton do jiného směru. V oblasti energií  $h\nu \ll mc^2$  lze účinný průřez pro rozptyl na jednom elektronu počítat podle klasické elektromagnetické teorie. Je dán známým Thomsonovým vzorcem

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = \frac{3}{8\pi} (r_e)^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2, \quad (4,4)$$

kde  $r_e$  je klasický poloměr elektronu  $r_e = \frac{e^2}{mc^2} = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ . Vlnová délka  $\lambda'$  rozptýleného záření je v tomto případě stejná jako vlnová délka  $\lambda$  dopadajícího záření ( $\lambda' = \lambda$ ). Podle vzorce (4,4) je  $\sigma$  nezávislé na frekvenci  $\nu$ . Je-li energie dopadajícího kvanta  $h\nu$  srovnatelná s energií, příslušející klidové hmotě elektronu  $mc^2$ ,  $h\nu \approx mc^2$ , neplatí klasicky odvozený Thomsonův vzorec a pro výpočet rozptylu je nutno použít kvantové teorie světla podle Comptona.

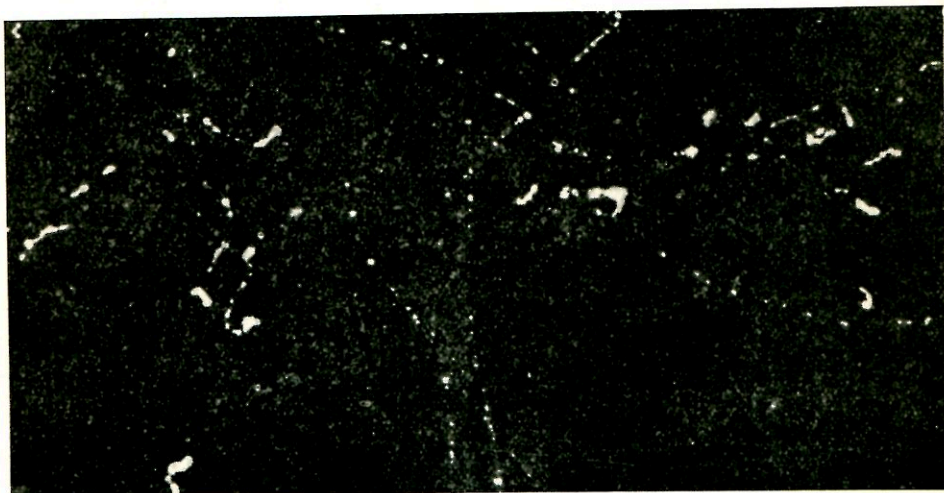
Při Comptonově rozptylu nastává srážka fotonu  $h\nu$  s elektronem, jehož vazbová energie je nepatrná ve srovnání s energií fotonu  $h\nu$ , který lze proto považovat za elektron volný. Elektron převezme část energie a impulsu dopadajícího fotonu, a proto má foton po srážce menší frekvenci a jiný směr. Užitím zákonů zachování energie a impulsu odvodil Compton pro prodloužení vlnové délky  $\lambda'$  fotonu po srážce vztah

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \vartheta) = A(1 - \cos \vartheta), \quad (4,5)$$



kde  $\lambda$  je vlnová délka fotonu před srážkou,  $\vartheta$  je úhel rozptylu (viz obr. 4,2) a  $\lambda = \frac{h}{mc} = 0,024 \cdot 10^{-8}$  cm je t. zv. Comptonova vlnová délka elektronu.

Prodloužení vlnové délky fotonů při rozptylu na volných elektronech bylo experimentálně ověřeno [4,3], [4,4] pokusy s roentgenovými paprsky a paprsky  $\gamma$ . Přímé potvrzení Comptonova zjevu [4,5] podávají snímky z Wilsonovy komory (obr. 4,3). Odražený elektron zanechává viditelnou ionisační stopu, úhel  $\vartheta$  se dá zjistit



Obr. 4,3. Comptonovy elektrony ve Wilsonově komoře.

z toho, že foton po rozptylu je často absorbován atomem za současného vyslání pozorovatelného fotoelektronu.

Účinný průřez pro Comptonův rozptyl na jednom elektronu je dán Klein-Nishinovým vzorcem

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \lg(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \lg(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\}, \quad (4,6)$$

kde  $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$ ,  $r_e$  je klasický poloměr elektronu  $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$  cm.

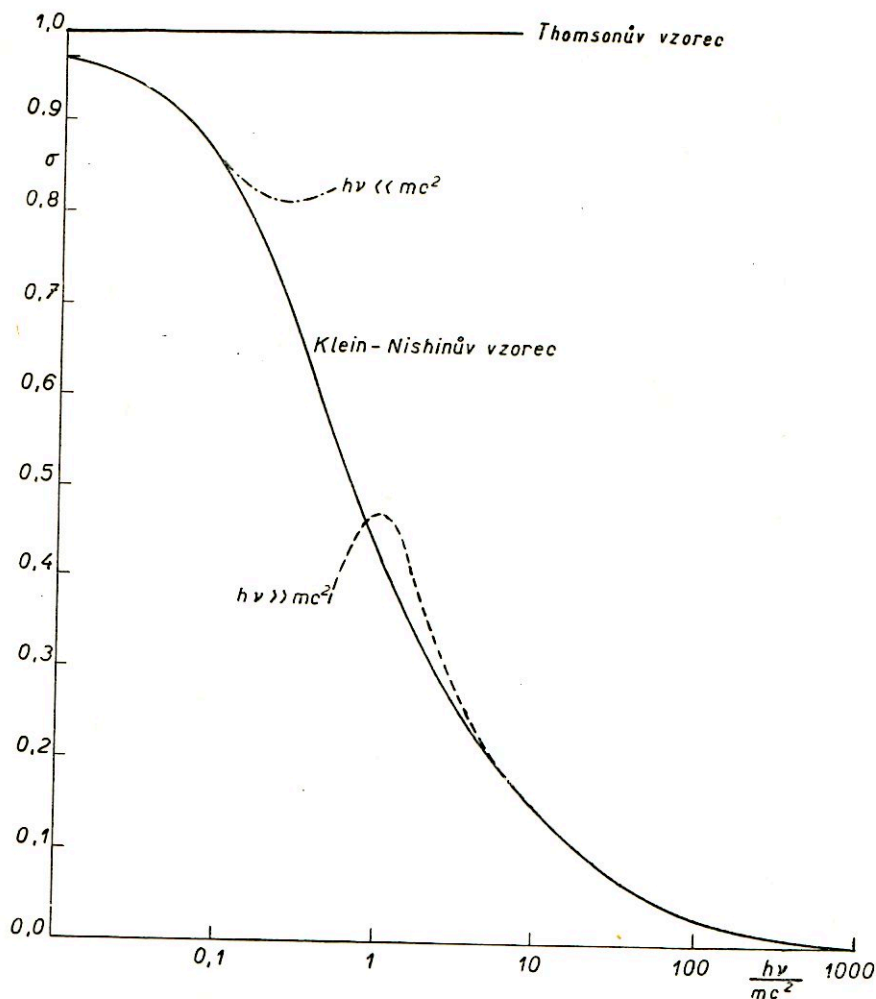
Vztah (4,6) byl odvozen za předpokladu, že jde o srážku fotonu s volným elektronem v klidu. Tento požadavek je však přibližně splněn v případě elektronu vázaného, je-li energie dopadajícího fotonu velká ve srovnání elektronů v atomovém obalu. Pro energie  $h\nu \ll mc^2$  se vzorec (4,6) blíží klasickému vzorci Thomsonovu, neboť

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \left\{ 1 - 2\alpha + \frac{26}{5} \alpha^2 + \dots \right\}, \quad (4,7)$$

kde  $\alpha \ll 1$ . Pro oblast vysokých energií  $h\nu \gg mc^2$  přechází vzorec (4,6) do tvaru

$$\sigma = \pi r_e^2 \left[ \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{\alpha} \lg 2\alpha \right], \quad (4,8)$$

kde  $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2} \gg 1$ . Ze vzorce v této úpravě je vidět, že účinný průřez pro rozptyl



Obr. 4,4. Účinný průřez  $\sigma$  pro rozptyl fotonů na elektronech podle Kleinova-Nishinova vzorce [rov. (4,6)]. Čárkované křivky představují aproximace pro nízké energie fotonu  $h\nu \ll mc^2$  [rov. (4,7)] a pro vysoké energie  $h\nu \gg mc^2$  [rov. (4,8)]. Pro srovnání je uveden účinný průřez podle klasického odvození Thomsonova (vodorovná přímka  $\sigma = 1,0$ ).

je zhruba nepřímo úměrný frekvenci dopadajícího fotonu. Závislost účinného průřezu pro Comptonův zjev na energii dopadajícího fotonu je znázorněna na obr. 4,4.

Úhlové rozdělení intenzity rozptýleného záření je dáno výrazem

$$I = I_0 r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{[1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)]^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \vartheta)^2}{(1 + \cos^2 \vartheta)[1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)]} \right\}, \quad (4,9)$$

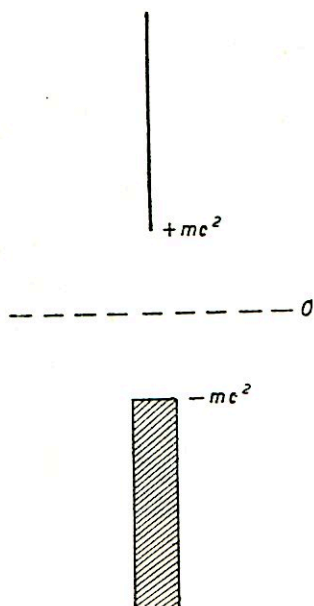
kde  $I$  je intenzita fotonů rozptýlených do jednotkového prostorového úhlu pod úhlem  $\vartheta$ ,  $I_0$  je intenzita dopadajícího záření,  $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$ . Ze vztahů, odvozených

ze zákonů zachování energie a impulsu lze vypočítat počet fotonů a elektronů rozptýlených v daném směru. Čím je energie fotonu větší, tím více se blíží směr fotonu po rozptylu původnímu směru dopadajícího fotonu. Pro  $\alpha \ll 1$  dává vzorec (4,9) zase totéž úhlové rozdělení jako klasická teorie.

### 4,1,3. Tvoření párů

Nejdůležitější pochod, při němž jsou absorbovány velmi energetické fotony KZ, je tvoření elektronových párů. Při tomto pochodu dopadající foton zmizí a objeví se jeden záporný elektron (negatron) a jeden kladně nabitý elektron (positron). Z teoretických úvah předpověděl existenci positronu a proces tvoření elektronových párů Dirac v r. 1929. Brzy potom potvrdil Anderson Diracovu předpověď experimentálně proměřením mnoha desítek tisíc snímků částic KZ ve Wilsonově komoře [4,6].

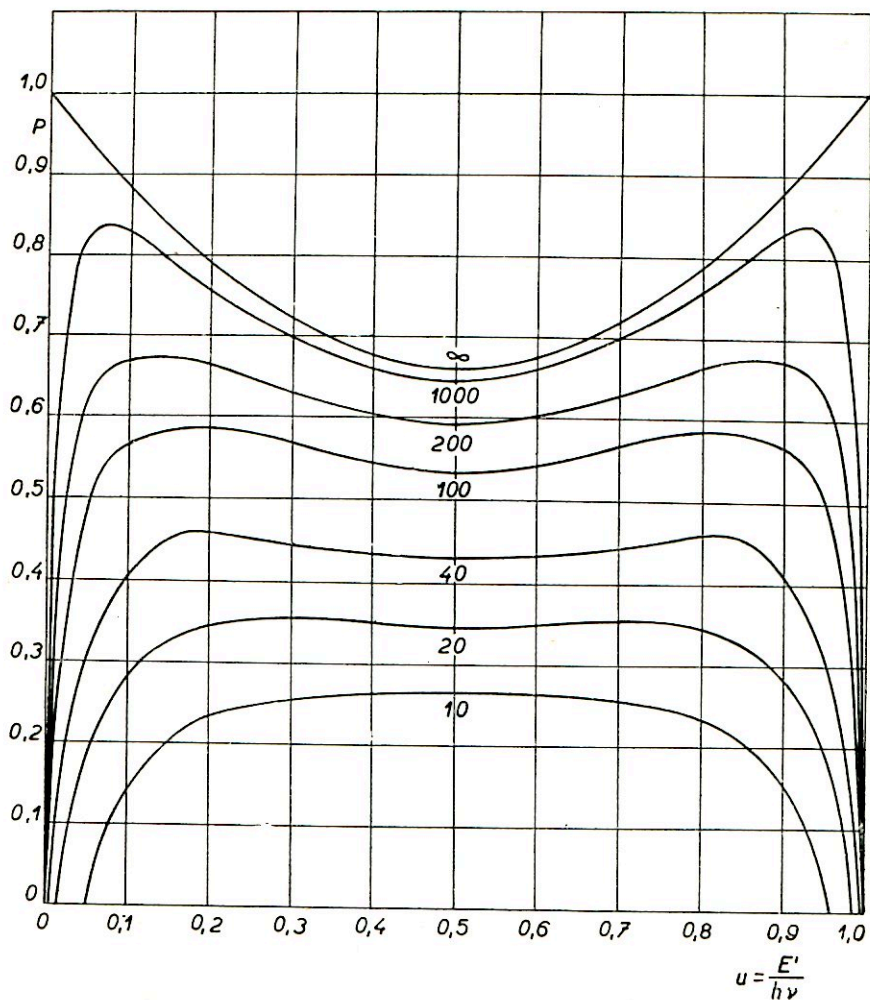
Obr. 4,5. Energetické spektrum volného elektronu.



Diracova teorie připisuje elektronu energii  $\pm \sqrt{(mc^2)^2 + p^2c^2}$ , t. j. dovoluje také negativní hodnoty energie, a energetické spektrum volného elektronu má tedy tvar naznačený obrázkem 4,5. Všechny stavy negativní energie jsou ve všech bodech prostoru zaplněny, takže vakuum je vlastně mořem elektronů ve stavech negativní energie. Přítomnost jejich náboje nelze pozorovat, protože je všude rovnoměrně rozdělen. Foton s dostatečně vysokou energií může zdvihnout elektron ze stavu negativní energie do stavu energie pozitivní a „díra“, zanechaná tak v nekonečné hladině negativní energie se projeví jako positron. Energie, potřebná k takovému vytvoření páru opačně nabitých elektronů musí být rovna aspoň  $2mc^2 = 1,02$  MeV, protože pro volný elektron neexistují stavy mezi  $-mc^2$  a  $+mc^2$ . Fyzikálně to znamená, že foton musí dodat dostatek energie k vytvoření obou částic s hmotou  $m$ . Zákon zachování impulsu může být splněn jen tehdy, když proces nastává v přítomnosti ještě jiné částice, na př. atomového jádra, která dostane jistý impuls, aniž však, vzhledem ke své velké hmotě, nabude znatelné

energie. Proto tvoření elektronových párů je možné jen při průchodu dostatečně energetických fotonů hmotným prostředím nebo při srážce dvou fotonů.

Nejčastější je případ vytvoření páru fotonem v elektromagnetickém poli jádra.



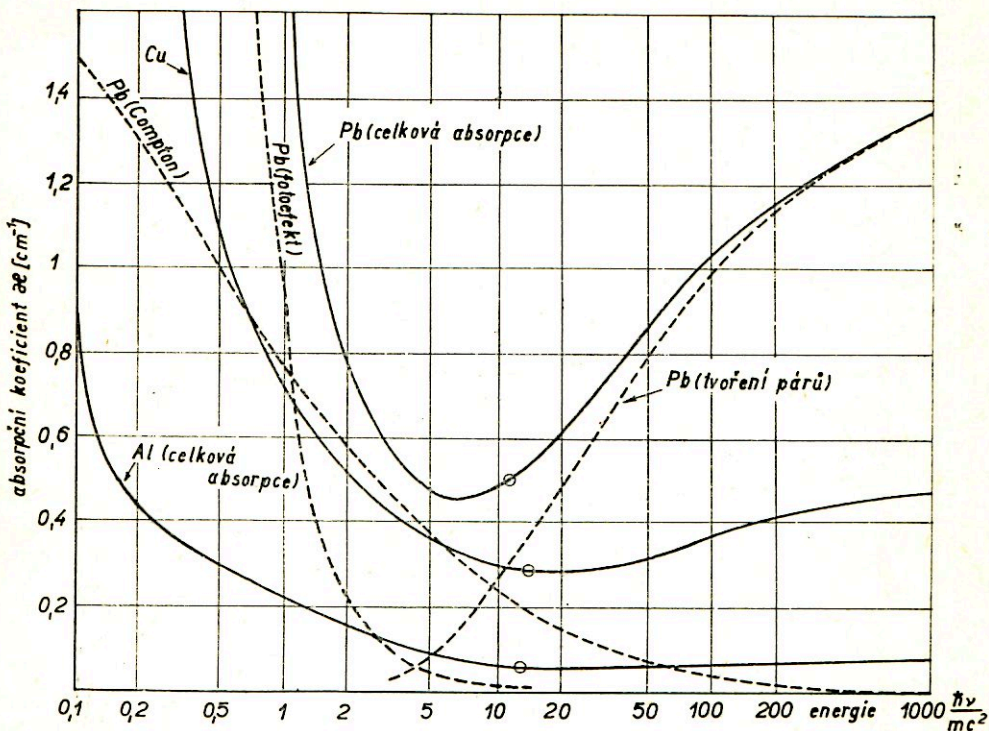
Obr. 4.6. Pravděpodobnost  $P$  tvoření elektronových párů na dráze jedné kaskádní jednotky ve vzduchu. Čísla u křivek udávají energii primárního fotonu v jednotkách eV. Na ose úseček značí  $u$  podíl energie pozitronu  $E'$  a energie dopadajícího fotonu  $h\nu$ .

Účinný průřez pro tento proces vypočítal Heitler za předpokladu, že energie fotonu  $h\nu$  je mnohem větší než klidová energie elektronu:

$$\sigma = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left( \frac{28}{9} \lg \frac{183}{Z^{1/2}} - \frac{2}{27} \right). \quad (4,10)$$

V tomto případě, kdy  $h\nu \gg mc^2$ , je  $\sigma$  nezávislé na energii fotonu.

Výraz pro pravděpodobnost, že foton s energií  $h\nu$  při průchodu hmotou tloušťky  $dx$  vytvoří pár, jehož positron má energii v intervalu  $E'$  a  $E' + dE'$ , odvodil Heitler a Bethe [4,7]. Průběh pravděpodobnosti je znázorněn obrázkem 4,6 v závislosti na poměru  $u = \frac{E}{h\nu}$ . Křivky jsou souměrné k  $u$  a k  $(1 - u)$ , čili k přísluš-



Obr. 4,7. Průběh celkové absorpce fotonů v olovu, v mědi a v hliníku (plné křivky Pb, Cu, Al). Čárkované křivky představují průběh koeficientů jednotlivých absorpčních pochodů (fotoelektrický zjev, Comptonův rozptyl a tvoření párů) v olovu.

ným hodnotám energie positronu a elektronu. Pro nižší energie fotonu by křivky jevily určitou asymetrii, protože positron získává část energie a elektron ztrácí energii při úniku z pole jádra [1,20].

Při značných hustotách záření v nitru hvězd vznikají elektronové páry i bez přítomnosti jiné částice materialisací dvou fotonů.

#### 4,1,4. Průběh celkové absorpce fotonů

Abychom mohli provést srovnání vlivu fotoelektrického zjevu, Comptonova rozptylu a tvoření elektronových párů na absorpci fotonů v různých oblastech energií, připomeneme nejprve známé poznatky o absorpci záření. Procházeli

vrstvou hmoty monoenergetický svazek fotonů, ubývá jeho intenzity podle exponenciálního zákona

$$I = I_0 e^{-\kappa x}, \quad (4,11)$$

kde absorpční koeficient  $\kappa$  v jednotkách  $\text{cm}^{-1}$  představuje počet pochodů absorpce a rozptylu jednoho fotonu na 1 cm jeho dráhy,  $x$  je délka dráhy v cm,  $I$  je intenzita svazku elektronů po průchodu vrstvy  $x$ ,  $I_0$  je intenzita dopadajících fotonů. Celkový koeficient absorpce  $\kappa$  je tedy složen ze tří částí

$$\kappa = \kappa_f + \kappa_c + \kappa_p, \quad (4,12)$$

kde  $\kappa_f$  značí koeficient absorpce vlivem fotoelektrického zjevu,  $\kappa_c$  je absorpční koeficient pro Comptonův rozptyl,  $\kappa_p$  je absorpční koeficient pro tvoření párů.

Pro náš účel se lépe hodí vyjádření absorpčního koeficientu užitím účinného průřezu  $\sigma$

$$\kappa = n\sigma = n(\sigma_f + \sigma_c + \sigma_p), \quad (4,13)$$

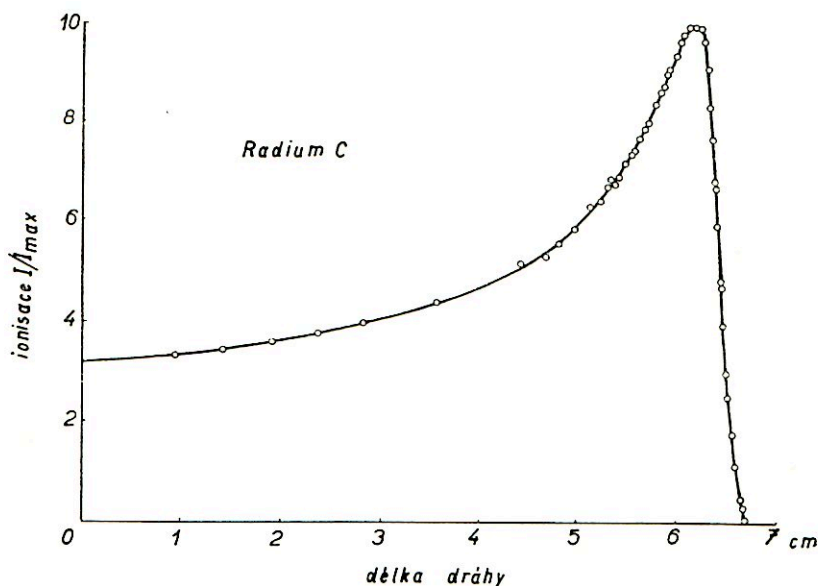
kde  $n$  je počet atomů v  $1 \text{ cm}^3$  pohlcujícího prostředí,  $\sigma$  je celkový účinný průřez,  $\sigma_f$ ,  $\sigma_c$  a  $\sigma_p$  označují postupně účinné průřezy pro fotoelektrickou absorpci, Comptonův rozptyl a tvoření elektronových párů. Z výrazu (4,13) je zřejmé, že absorpce je závislá na hustotě prostředí  $n$  a na jeho atomové hmotě  $A$ , protože účinný průřez  $\sigma$  je vždy funkcí  $A$ , resp.  $Z$  [viz vzorce (4,1) až (4,3), (4,6) a (4,10)].

Podle vztahu (4,13) dostaneme hodnoty absorpčního koeficientu daného absorptoru z účinného průřezu pro jednotlivé druhy absorpce. Na obr. 4,7 jsou vynešeny takto získané hodnoty absorpčního koeficientu v olovu v závislosti na energii dopadajících fotonů. Z průběhu křivek je vidět, že nejmenší absorpci, a tedy největší pronikavost v olovu mají kvanta záření s energií kolem 5 MeV. Fotony s energií menší jsou pohlcovány převážně v procesech fotoelektrické absorpce a ztrácejí energii vlivem Comptonova rozptylu, kdežto kvanta záření s energií větší jsou pohlcována hlavně při tvoření elektronových párů. Obdobné křivky bychom pro průběh absorpce v jiných absorptorech získali příslušnou změnou modulů.

## 4.2. Neelastické srážky nabitých částic

Dojde-li ke srážce pohybující se částice s atomem, jehož jádro pokládáme za nepohyblivé (nekonečně těžké), změní se v obecném případě vlivem vzájemného působení jak impuls částice, tak stav atomové soustavy. Jestliže při takové interakci nenastane přenos energie z částice na atom, který tedy zůstává v počátečním stavu, a změní se jenom směr, nikoliv však velikost impulsu částice, nazýváme *srážku elastickou* (pružnou). Předá-li částice při srážce část své energie atomové soustavě a uvede tak atom do stavu s vyšší energií, jde o *srážku neelastickou* (nepružnou). Jestliže energie, předaná atomu při neelastické srážce, postačuje k tomu, aby aspoň jeden elektron byl uveden do vyšší energetické hladiny v atomovém obalu, mluvíme obvykle o *excitaci* (vzbuzení) atomu; je-li při srážce pře-

danou energií aspoň jeden elektron vzbuzen do stavu volného a od atomu odtržen, nazýváme takový pochod *ionisace*. Odtržené (sekundární) elektrony mohou mít dost energie k excitaci nebo ionisaci dalších atomů; nastává tak sekundární excitace nebo sekundární ionisace. Mají-li uvolněné elektrony velkou energii ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ), říkáme, jim „vyražené“ elektrony. Protože se v této kapitole budeme zabývat především ztrátami energie pohybující se částice a nebude nás zajímat stav atomů prostředí po srážce, budeme pro jednoduchost nazývat ztráty následkem ionisace i excitace *ztrátami ionisačními*.



Obr. 4,8. Braggova křivka průběhu ionisace částic  $\alpha$  z RaC ve vzduchu.

Při průchodu silným elektromagnetickým polem atomového jádra ztrácí částice energii vysláním t. zv. *brzděného záření*. Tento proces nastává převážně při velmi vysokých energiích letící částice v t. zv. relativistické oblasti.

Celková vzdálenost, kterou proběhne částice, než se její kinetická energie stane rovnou nule, nazýváme dolet částice.

#### 4,2,1. Ionisační ztráty energie

Velká část energie, již ztratí částice letící hmotným prostředím, je spotřebována na ionisaci atomů. Počet iontových párů, vzniklých na jednotce délky dráhy částice, nazýváme specifická ionisace  $I$ ; tuto veličinu můžeme přímo měřit na př. počítáním kapek ve Wilsonově komoře. Závislost specifické ionisace na zbytkovém doletu částice, t. j. na vzdálenosti od konce její dráhy, je dána známou Braggovou

křivkou (obr. 4,8). Celkový počet iontových párů na celé délce dráhy částice je zván celková ionisace.

Ztráta energie  $dE$ , připadající na element dráhy  $dx$  letící částice, je úměrná počtu elastických srážek s elektrony prostředí. Budeme tedy nejprve uvažovat elastickou srážku letící částice s jedním elektronem; vypočítáme energii, již částice předá jednomu elektronu v určité vzdálenosti a odtud určíme integrací celkovou energii, již částice ztratí na jednotce délky své dráhy, t. j.  $-dE/dx$ . První odvození vztahu pro

$-\frac{dE}{dx}$  provedl N. Bohr

[4,12] na základě klasických představ, tedy nikoliv pomocí kvantové mechaniky.

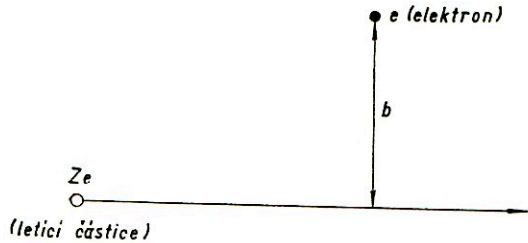
Bohr uvažoval nejprve, jaký přenos impulsu nastane při průletu částice s nábojem  $Ze$ , hmotou  $M$  a rychlostí  $v$  ve vzdálenosti  $b$  od elektronu s hmotou  $m$  (viz obr. 4,9). Předpokládáme, že elektron není vázán v atomovém obalu, je z počátku v klidu

a během srážky s částicí se pohybuje tak pomalu, že elektrické pole částice, jež na něj působí, můžeme počítat v počáteční poloze elektronu. To ovšem neplatí tehdy, když letící částice má rychlost srovnatelnou s rychlostí, již elektron při srážce nabývá.

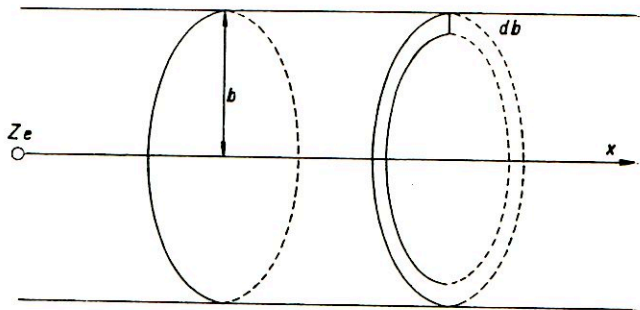
Elektrostatická síla, působící na elektron, mění během pohybu částice svůj směr. Složka impulsu, rovnoběžná se směrem dráhy, je vlivem souměrnosti rovna nule, protože každé poloze částice nalevo od bodu  $A$  odpovídá poloha ve stejné vzdálenosti napravo od bodu  $A$  a příslušné stejné příspěvky impulsu jsou opačného směru, a tedy se vzájemně ruší. Velikost složky impulsu, kolmé ke dráze, stanovíme přibližně ze součinu elektrostatické síly a doby vzájemného působení, t. j.

$$\frac{Ze^2}{b^2} \cdot \frac{b}{v}$$

Pro přesnější výpočet [4,8] uvažujme kruhový válec s osou splývající s dráhou částice a pláštěm, procházejícím polohou elektronu (obr. 4,10). Je-li  $\mathcal{E}$  intenzita



Obr. 4,9.



Obr. 4,10.



elektrického pole, vyvolávaného částicí s nábojem  $Ze$ , pak elektrický tok je podle Gaussovy věty roven integrálu přes plochu  $\sigma \int \mathcal{E} d\sigma = 4\pi Ze$  a je nezávislý na rychlosti  $v$ . Označíme-li  $\mathcal{E}_k$  složku kolmou ke dráze na povrchu válce, pak je tok roven  $\int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi b \mathcal{E}_k dx = 4\pi Ze$ . Podle toho je  $\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_k dx = \frac{2Ze}{b}$ . Složka  $\mathcal{E}_k$  v místě, kde se vyskytuje elektron, mění se s pohybem částice, t. j. s časem; pro výpočet impulsu, přeneseného na elektron, však potřebujeme veličinu

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_k(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_k(x) \frac{dx}{v} = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_k(x) dx = \frac{2Ze}{vb} . \quad (4,12)$$

Impuls, který dostává elektron, je potom dán integrálem

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_k e dt = \frac{2Ze^2}{vb} = p . \quad (4,13)$$

Energie, kterou obdrží jeden elektron při srážce s částicí je tedy

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{2Z^2e^4}{mv^2b^2} . \quad (4,14)$$

Uvažujme nyní srážky částice na jednotce délky dráhy s elektrony ve vzdálenosti mezi  $b$  a  $b + db$  od osy; počet těchto srážek je roven počtu elektronů v prostoru, ohraničeném válci s poloměry  $b$  a  $b + db$  (obr. 4,10) a délkou 1 cm; je-li  $n$  počet elektronů v 1 cm<sup>3</sup>, pak počet uvažovaných srážek je  $2\pi n b db$ . Energie, již ztratí částice při těchto srážkách, je rovna

$$dE(b) = \frac{4\pi Z^2e^4n}{mv^2} \cdot \frac{db}{b} . \quad (4,15)$$

Celková energie, odevzdaná elektronům v prostoru mezi válci o poloměrech  $b_{\min}$  a  $b_{\max}$  je potom

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2e^4n}{mv^2} \lg \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \text{ erg cm}^{-1} . \quad (4,16)$$

Vhodná volba mezi vyžaduje delší diskuse; záleží v podstatě v určení nejmenší energie, která může být předána při jedné srážce s elektronem vázaným v atomovém obalu. Provedeme-li hrubý orientační odhad mezi  $b_{\max}$  a  $b_{\min}$ , dostáváme

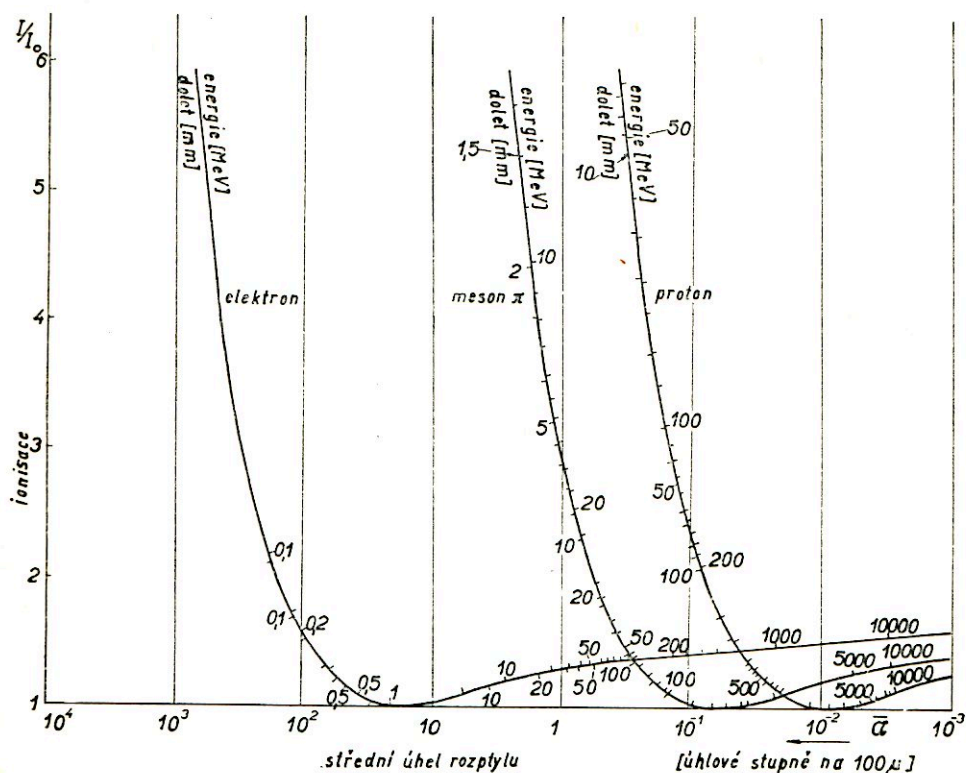
$$\lg \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{mv^2 2\pi}{h\bar{\nu}(1 - \beta^2)} , \quad (4,17)$$

kde  $\bar{\nu}$  je průměrná hodnota oscilačních frekvencí elektronů,  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $h$  je Planckova

konstanta. Přesnějším výpočtem odvodili Bethe a Bloch [4,11] tento vzorec pro ionizační ztráty těžkých částic (nikoliv elektronů):

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2e^4n}{m\beta^2c^2} \left( \lg \frac{2m\beta^2c^2}{B(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) \text{ erg cm}^{-1} , \quad (4,18)$$

kde  $B$  je průměrný ionizační potenciál elektronů v absorbátoru, daný v jednotkách erg. Tento vzorec je odvozen za předpokladu, že rychlost dopadající částice je velká ve srovnání s rychlostí elektronů v atomu; proto ho nelze použít pro pomalé částice v těžkých absorbátorech. Pro různé oblasti energií a různé hmoty dopadajících částic jsou prováděny různé korekce a aproximace vzorce (4,18).



Obr. 4,11. Intenzita ionisace elektronů, mesonů  $\pi$  a protonů v závislosti na středním úhlu rozptylu  $\bar{\alpha}$ . Úhel rozptylu je měřen na úsecích  $100 \mu$  dráhy částice ve fotografické emulsi [viz odst. 4,3].

Pro elektrony nelze uvedeného vzorce užít. Při jeho odvození jsme totiž předpokládali, že dopadající částice prakticky nezmění směr; avšak ve skutečnosti dostává částice při srážce impuls, srovnatelný s impulsem uděleným elektronu, v absorbátoru; rychlost příslušející tomuto impulsu, kolmému na směr dráhy částice, není v případě letícího elektronu zanedbatelná, a nastává proto vychýlení elektronů z původního směru. Bethe uvádí [4,8] pro ionizační ztráty energie elektronů výraz

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{\beta^2 c^2 m} \left[ \lg \frac{\beta^2 c^2 m T}{2B^2(1-\beta^2)} - \lg 2(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right], \quad (4,19)$$

kde  $T$  je relativistická kinetická energie elektronu,  $B$  je průměrný ionizační potenciál atomů absorbátoru; přibližně platí  $B = 13,5 \cdot Z$  eV, kde  $Z$  značí pořadové číslo atomů absorbátoru.

Pro částice stejného náboje letící tímž absorbátorem je ionizační ztráta energie  $-\frac{dE}{dx}$  jenom funkcí rychlosti  $\beta$ . Známe-li tedy  $-\frac{dE}{dx}$  jako funkci energie na př.

pro protony s hmotou  $m_p$ , můžeme nalézt hodnoty energie pro kteroukoli jinou jednotkově nabitou částici  $r$  s hmotou  $m_r$  jednoduše tím, že hodnoty energie protonu násobíme činitelem  $m_p/m_r$ . Tímto způsobem lze získat data tabulky 4,1 pro deuterony, mesony  $\mu$  a  $\pi$  a křivky obrázku 4,11 z příslušných dat pro protony.

Pro získání závislosti ionizačních ztrát na energii částice  $r$  s jiným nábojem a s jinou hmotou je nutno provést jednak zmíněnou opravu  $m_p/m_r$  na hmotu, jednak ještě násobit hodnoty ionizačních ztrát pro protony činitelem  $Z_r^2$ , protože ztráty jsou úměrné čtverci náboje letící částice (viz vzorec 4,18). Tak dostaneme na př. data pro částice  $\alpha$  v třetím sloupci tabulky 4,1 a křivku  $\alpha$  na obr. 4,11.

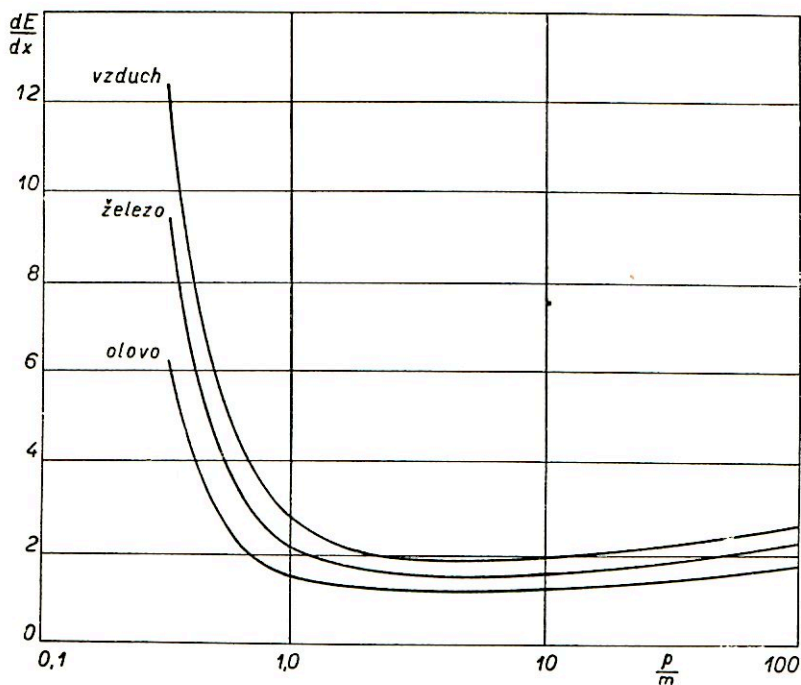
Ionizační ztráty energie jsou v tabulce 4,1 vyjádřeny ve tvaru  $-\frac{dE}{d\xi} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ , kde  $\rho$  značí hustotu vzduchu nebo olova, a jsou měřeny v jednotkách  $\text{erg g}^{-1} \text{cm}^2$ .

Tabulka 4,1.

Ve vzduchu				V olovu	
protony	deuterony	mesony $\mu$	částice $\alpha$	protony	
$E - \frac{dE}{d\xi}$	$E - \frac{dE}{d\xi}$	$E - \frac{dE}{d\xi}$	$E - \frac{dE}{d\xi}$	$E - \frac{dE}{d\xi}$	$E - \frac{dE}{d\xi}$
$10^6$ 300	$2 \cdot 10^6$ 300	$0,117 \cdot 10^6$ 300	$4 \cdot 10^6$ 1200	$10^6$ 140	
$10^7$ 47	$2 \cdot 10^7$ 47	$0,117 \cdot 10^7$ 47	$4 \cdot 10^7$ 188	$10^7$ 27,5	
$10^8$ 7,6	$2 \cdot 10^8$ 7,6	$0,117 \cdot 10^8$ 7,6	$4 \cdot 10^8$ 30	$10^8$ 5	
$10^9$ 2,3	$2 \cdot 10^9$ 2,3	$0,117 \cdot 10^9$ 2,3	$4 \cdot 10^9$ 9,2	$10^9$ 1,6	
$10^{10}$ 2,3	$2 \cdot 10^{10}$ 2,3	$0,117 \cdot 10^{10}$ 2,3	$4 \cdot 10^{10}$ 9,2	$10^{10}$ 1,6	

Z prvního a posledního sloupce tabulky 4,1 vidíme, že  $-\frac{dE}{d\xi}$   $\text{erg/g cm}^{-2}$  pro danou částici (protony) je různé pro různé absorbátory a že tedy měrná ionizační ztráta energie není přesně úměrná hustotě absorbujícího prostředí. Jak je vidět ze vzorce (4,18), závisí  $-\frac{dE}{d\xi}$  ještě jednak na počtu elektronů, jednak na průměrném ionizačním potenciálu  $B$  atomů absorbátoru. Protože pořadové číslo  $Z$  roste pomaleji než atomová váha, je poměr  $N/\rho$  ve vzorci pro  $-\frac{dE}{d\xi}$  menší pro těžší prvky než pro prvky lehké (viz obr. 4,12).

Při odvozování vztahů pro poměrnou ztrátu energie letícího elektronu jsme neuvážovali vliv současného pohybu ostatních elektronů v absorbátoru. Podrobně zkoumal vliv tohoto částečného stínění elektronů E. Fermi [4,9] a Halpern a Hall [4,10], kteří ukázali, že i při značné hustotě elektronů v těžkých absorbátorech je tento vliv celkem zanedbatelný [4,13], [4,14], [4,15].



Obr. 4,12. Průběh ionizačních ztrát mesonů ve vzduchu, v železe a v olovu jako funkce impulsu,

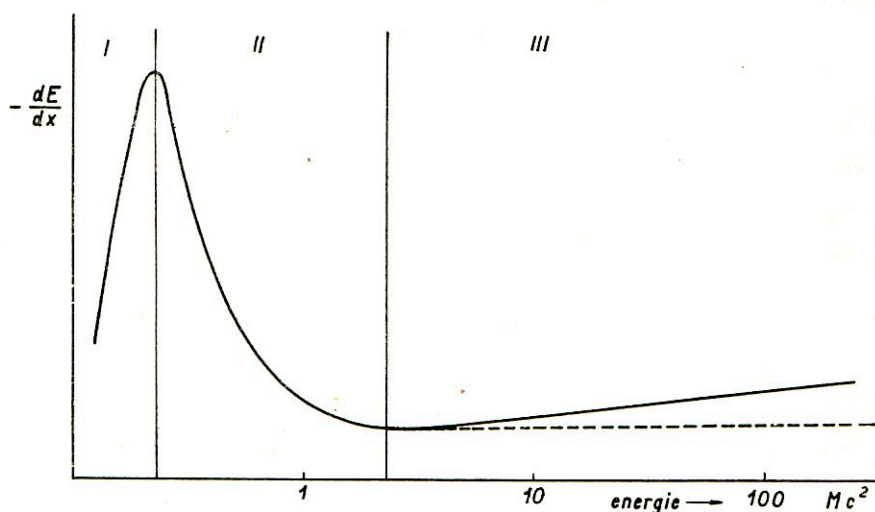
$$\text{měřeného v jednotkách } \frac{p}{m} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Průběh ionizačních ztrát energie  $-\frac{dE}{dx}$  v závislosti na energii částice je vyznačen na obr. 4,13. Při postupném zmenšování rychlosti částice v oblasti velmi vysokých energií (úsek III) klesá  $-\frac{dE}{dx}$  velmi pomalu až k minimu ionisace při kinetické energii částice přibližně rovné její energii klidové  $Mc^2$ . V tomto úseku převažuje logaritmický člen rovnice (4,18). Náhlý vzrůst ionisace s dalším poklesem rychlosti v oblasti II je dán závislostí  $\frac{1}{\beta^2}$  [první člen rovnice (4,18)]. Při velmi nízkých energiích v úseku I, kdy rychlost částice je srovnatelná s rychlostí elektronů v absorbátoru, je účinnost výměny energie velmi malá, vzorec (4,18) již neplatí, ionisace klesá; kladně nabitá částice zachycuje v této oblasti sama elektrony a snižuje tím svůj náboj.

#### 4,2,2. Dolet

Měrná ztráta energie je veličinou někdy těžko přístupnou měření. Odvodili jsme pro ni vztah ve tvaru  $-\frac{dE}{dx} = f(E)$ , z něhož můžeme vypočítat dolet částice  $D$ , t. j. délku její celkové dráhy v absorbátoru. Je dán vztahem

$$D = \int_0^D dx = - \int_{E_0}^0 \frac{dE}{f(E)} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)}, \quad (4,20)$$



Obr. 4,13. Ionizační ztráty na jednotce délky dráhy v závislosti na energii částice [v jednotkách  $Mc^2$ ].

kde  $E_0$  je počáteční energie částice. Integraci lze provádět numericky. Jako první přiblížení předpokládejme

$$f(E) = \frac{k}{v^2} = \frac{K}{E}, \quad (4,21)$$

kde  $k$  a  $K$  jsou konstanty. Po dosazení do vztahu 4,20 dostáváme integraci úměru  $D \sim E_0^2 \sim v^4$ . Přesnější relativistická úvaha vede ke vztahu

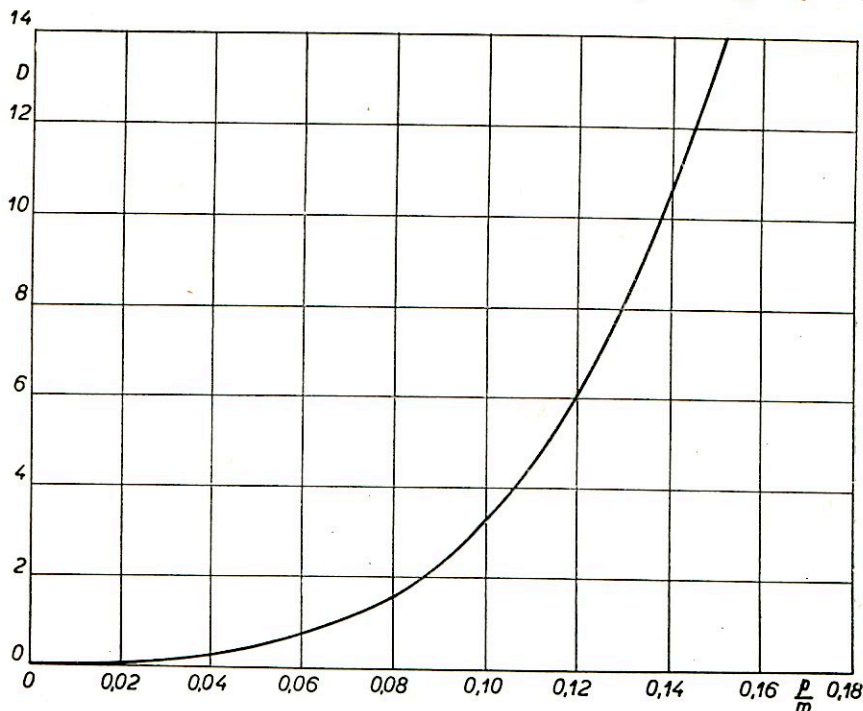
$$D = \text{konst } E_0^{3/2} = \text{konst } v^3. \quad (4,22)$$

Ani tento vztah však neplatí obecně pro všechny částice a ve všech oblastech energií. Užívá se proto pro danou energetickou oblast a danou částici empirických formulí. Známy je na př. Featherův vzorec pro dolet elektronů s energií  $E > 0,7$  MeV v hliníku

$$D = 0,543 E - 0,160,$$

kde  $E$  je energie elektronu v MeV,  $D$  je jeho dolet v jednotkách  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Závislost doletu elektronu ve vzduchu na jeho rychlosti v jednotkách  $p/m$  je znázorněna na obr. 4,14.

Rossi a Greisen [1,20] odvodili přesněji závislost doletu mesonů na jejich rychlosti v různých absorbátorech. Jejich křivky pro dolet mesonů ve vzduchu, v železe a v olovu uvádíme na obr. 4,15. Vidíme, že v oblasti malých energií částic připo-



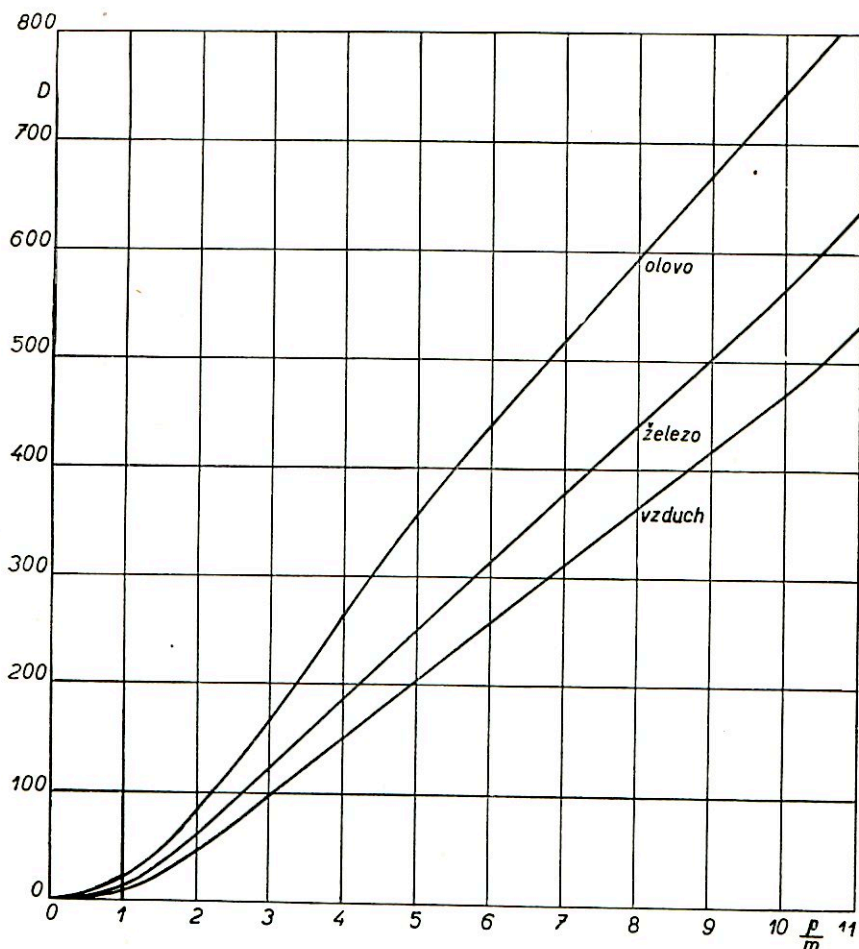
Obr. 4,14. Závislost doletu elektronu ve vzduchu na jeho rychlosti [ v jednotkách  $\frac{p}{m}$  ].

miná tvar křivek kubickou parabolou a že tedy dolet je úměrný  $v^3 \sim E_0^{3/2}$  podle rov. (4,22), kdežto pro vysoké energie je tvar závislosti doletu na rychlosti téměř lineární. Vidíme dále, že dolet částice závisí nejen na váhovém množství hmoty  $\text{g}/\text{cm}^2$  pohlcujícího prostředí, ale také na jakosti absorbátoru, t. j. na jeho pořadovém čísle a na jeho ionizačním potenciálu.

#### 4,2,3. Ztráty energie brzděním zářením.

Procházi-li elektron silným elektromagnetickým polem atomového jádra, je podroben velkému urychlení a ztrácí část své energie t. zv. brzděním zářením. Tento pochod si můžeme představit asi tak, jak naznačuje obr. 4,16. Elektron letí kolem jádra  $Z_e$  rychlostí rovnou téměř rychlosti světla  $c$ . V souřadnicové

soustavě elektronu se touto téměř světelnou rychlostí pohybuje jádro. Elektromagnetické pole jádra se vlivem relativistického zkracování délek zploští, a pohybující se jádro se jeví pro elektron jako rovinná elektromagnetická vlna, která podléhá Comptonově rozptylu na elektronu. V souřadném systému jádra se tyto rozptýlené fotony jeví jako záření, vyslané dopadajícím elektronem.



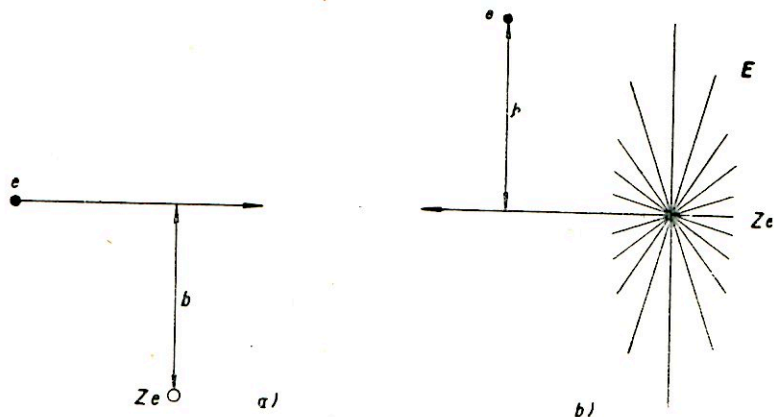
Obr. 4,15. Dolet mesonů ve vzduchu, v železe a v olovu v závislosti na jejich rychlosti  $\frac{p}{m}$ .

Rychlý elektron ztrácí brzděním zářením značnou část své energie, jejíž průměrná hodnota je vyjádřena vztahem

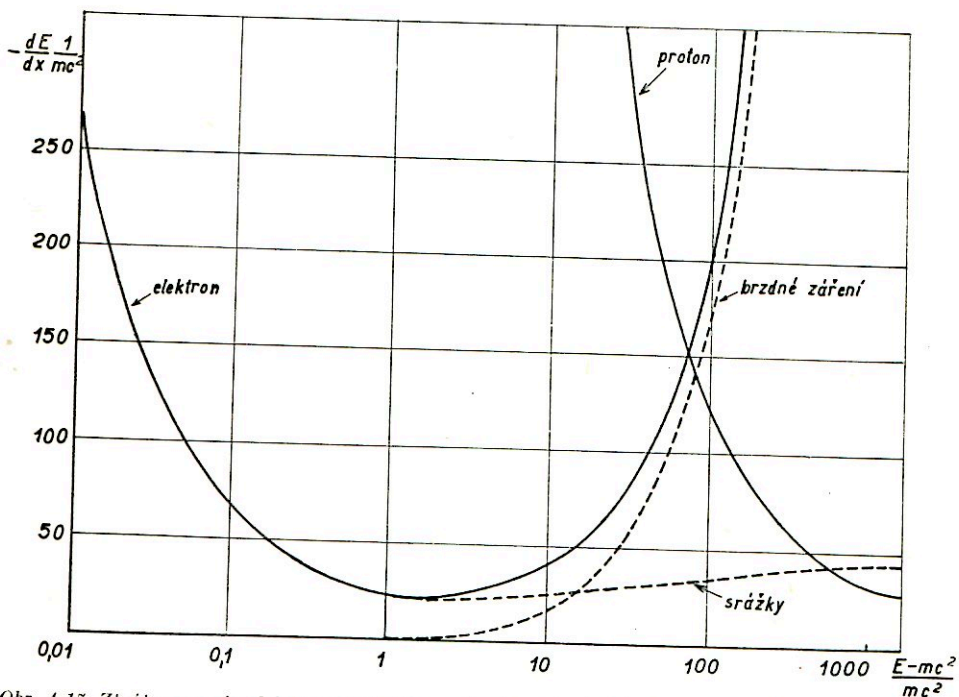
$$-\frac{d\bar{E}}{dx} = \frac{nZ^2}{137} r_e^2 E (4 \lg 183Z^{-1/3}), \quad (4,23)$$

a jejíž průběh je graficky vyznačen čárkovanou křivkou na obr. 4,17 pro elektron,

pohybující se v olovu. Plná křivka vyjadřuje průběh celkových ztrát energie elektronu; pro srovnání je uvedena v pravé části obrázku příslušná křivka pro proton. Protože elektron může dát značnou část své energie jedinému fotonu, mohou se skutečné ztráty energie velmi lišit od průměrné hodnoty, dané vzorcem



Obr. 4,16. Schematické znázornění vzniku brzdného záření při průchodu částice polem jádra. Letící částice a jádro: a) v souřadném systému pozorovatele, b) v souřadném systému pohybující se částice.



Obr. 4,17. Ztráty energie elektronu brzdným zářením a ionisací (čárkované křivky). Plná křivka představuje celkové ztráty energie elektronu jako funkci kinetické energie, měřené v jednotkách  $mc^2$ ; pro srovnání je uveden průběh ztrát energie protonu.

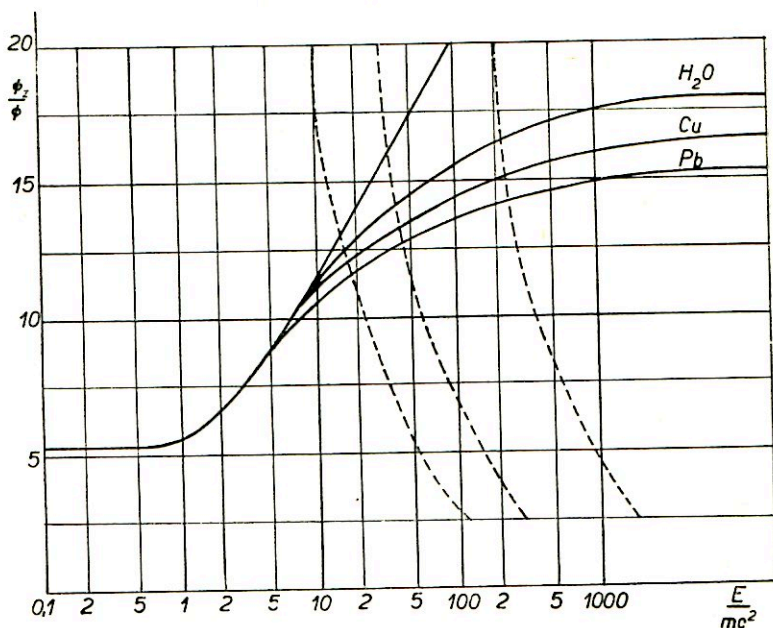


(4,23). Vztah (4,23) můžeme přepsat užitím t. zv. vyzařovací délky  $l_z$ , definované vztahem

$$l_z = \frac{1}{\frac{4Z^2n}{137} r_e^2 \lg \frac{183}{Z^{1/2}}} . \quad (4,24)$$

Potom

$$dE = - E \frac{dx}{l_z} , \quad E = E_0 e^{-\frac{x}{l_z}} . \quad (4,25)$$



Obr. 4,18. Účinný průřez  $\Phi$  pro emisi brzdného záření v jednotkách  $\Phi_0 = \frac{r_e^2 Z^2}{137}$  v závislosti na energii elektronu (v jednotkách  $mc^2$ ). Čárkovanými křivkami je vyznačen průběh ionizačních ztrát.

Podle definice (4,24) platí zhruba

$$l_z = \frac{\text{konst}}{ZAn} = \frac{\text{konst}}{ZQ} . \quad (4,26)$$

Vyzařovací délka  $l_z$  je tedy kratší pro těžší prvky, čili ztráty energie brzdným zářením jsou větší pro těžké prvky než pro prvky lehké.

Lepší představu o tom, jak závisí průměrná ztráta energie elektronu v různých látkách na jeho kinetické energii, získáme z průběhu závislosti účinného průřezu  $\Phi$  pro emisi brzdného záření, jak je naznačen plnými křivkami na obr. 4,18. Účinný

průřez  $\Phi$  je tu udáván v jednotkách  $\Phi_0 = \frac{r_e^2 Z^2}{137}$  v závislosti na kinetické energii elektronu, měřené jednotkami jeho klidové energie  $mc^2 = 0,51$  MeV. Přímka v oblasti 10 až 100 MeV je vypočítána při zanedbání vlivu stínění, způsobeného obalovými elektrony v atomech, a platí tedy pro všechny látky. Pro srovnání jsou v týchž jednotkách uvedeny ještě čárkované křivky průběhu ionizačních ztrát v závislosti na kinetické energii. Průsečíku křivek průměrné ztráty energie zářením  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{zř}$  a ztráty energie ionisací  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$  přísluší hodnota kinetické energie, zvaná energie kritická. Z obrázku je vidět, že kritická energie  $E_k$  t. j. energie elektronů, při níž  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{zř} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ , je v olovu  $E_k \doteq 20 mc^2 = 10$  MeV, ve vodě asi 150 MeV. V tabulce 4,2 jsou uvedeny jednak hodnoty vyzařovacích délek, jednak hodnoty kritických energií v různých látkách.

Tabulka 4,2.

Látka	Pořadové číslo Z	Vyzařovací délka $l_z$		Kritická energie $E_k$ [MeV]
		[g/cm <sup>2</sup> ]	[cm]	
H	1	138	$15 \cdot 10^5$	1000
C	6	52	22,4	140
N	7	45	$0,36 \cdot 10^5$	120
O	8	39,7	$0,28 \cdot 10^5$	100
Al	13	26,3	9,69	60
Ar	18	20,8	$0,12 \cdot 10^5$	40
Fe	26	14,4	1,82	30
Cu	29	13,3	1,47	25
Pb	82	5,9	0,517	10
vzduch	7,3	43	$0,33 \cdot 10^5$	120

Poměr ztrát energie zářením ke ztrátám energie ionisací je pro elektrony dán zhruba vztahem

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{zř}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} = \frac{Z \cdot E}{800 \text{ MeV}}, \quad (4,27)$$

z něhož můžeme odhadnout přibližnou hodnotu kritické energie pro látku s daným pořadovým číslem Z.

#### 4,2,4. Jiné druhy neelastických srážek

Vedle ionizačních ztrát energie a vysílání brzdného záření může částice, pohybující se hmotným prostředím, ztrácet energii ještě dvěma způsoby:

a) srážkami s jádrem, při nichž nastane buď excitace nebo úplná desintegrace jádra;

b) vytvořením páru elektronů v poli jádra.

Nukleární desintegrace jsou popsány v kapitole 6. Příkladem vytvoření páru elektronů v poli jádra jsou t. zv. „žirafy“, pozorované ve fotografických emulsích. Na obr. 4,19 je dobře vidět dráhu částice, dopadající směrem shora dolů a vytvářející v bodě A pár elektronů; z bodu A tedy vycházejí tři dráhy a proto se tomuto zjevu někdy říká trojzubec (trident).



Obr. 4,19. Vytvoření páru elektronů v poli jádra, t. zv. žirafa (trojzubec).

### 4,3. Rozptyl částic v Coulombově poli jádra

Částice, letící hmotným prostředím, může být ze své dráhy vychýlena jednak při nepružných srážkách s jádrem, popsaných v odst. 4,2, jednak při srážkách elastickejších, při nichž se v Coulombově poli jádra mění jen směr impulsu částice bez úbytku jeho absolutní velikosti. Elastickejší srážky způsobují mnohem větší odchylky od původní dráhy, čili rozptyl částice, než srážky neelastické.

Zanedbáme-li vliv stínění nukleárního náboje elektrony v atomovém obalu, pak Coulombova síla, kterou jádro působí na jednotkově nabitou dopadající částici, je rovna  $\frac{Ze^2}{r^2}$ , kde  $Z$  je pořadové číslo jádra. Předpokládáme, že je jádro velmi těžké ve srovnání s letící částicí (na př. elektronem), která má impuls  $p = mv$ ; pak se dá snadno odvodit, že odchylka  $\vartheta$  je dána vztahem

$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Ze^2}{p v b}, \quad (4,28)$$

kde  $b$  je kolmá vzdálenost středu jádra od původní dráhy částice. Pro malé úhly odchylky můžeme položit

$$\vartheta = \frac{2Ze^2}{p v b} = \frac{1}{\frac{1}{2} m v^2} \cdot \frac{Ze^2}{b}. \quad (4,29)$$

Úhel odchýlení  $\vartheta$  závisí na vzdálenosti  $b$ , v níž částice prolétá kolem jádra. Je-li  $b$  větší než t. zv. poloměr atomu, je silové pole jádra odstíněno elektronovým obalem a nemá tedy vlivu na letící částici. Rozptyl nastává, je-li  $b$  menší než poloměr atomu; stínění náboje jádra obalovými elektrony však ani potom nelze zanedbat.

Protože částice při průchodu jistou vrstvou látky je mnohokrát odchylována, je konečný úhel odchylky  $\alpha$  vý-

sledkem statistické akumulace jednotlivých rozptylových úhlů  $\vartheta$ . Dá se předpokládat, že hodnoty  $\alpha$  jsou rozloženy kolem hodnoty  $\alpha = 0$  podle Gaussova zákona. Při malých odchylkách  $\vartheta$  je po  $s$  srážkách výsledný úhel  $\alpha_s$  odchylky dán výrazem

$$\overline{\alpha_s^2} = \sum_{i=1}^s \overline{\vartheta_i^2}, \quad (4,30)$$

kde pruhem nad veličinami je naznačeno, že jde o průměr z mnoha průchodů částice vrstvou absorbátoru. Protože statisticky se jednotlivé pochody rozptylu neliší, lze psát  $\overline{\vartheta_i^2} = \overline{\vartheta^2}$ . Pro  $\overline{\vartheta^2}$  pak použijeme rovnice (4,29), provedeme průměr přes hodnoty  $b$  a sečteme přes všechny srážky na délce dráhy  $R$  ve vrstvě absorbátoru; dostaneme tak pro  $\overline{\alpha^2}$  rovnici

$$\overline{\alpha^2} = 2\pi nR \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{4Z^2 e^4}{b^2 p^2 v^2} \cdot b \, db, \quad (4,31)$$

kde  $n$  je počet atomů v 1 cm<sup>3</sup>. Vlivem stínění náboje jádra obalovými elektrony je náboj  $Ze$ , který skutečně působí na částici, závislý na hodnotě vzdálenosti  $b$ . Můžeme však jej považovat za konstantní a upravit podle toho hodnotu  $b_{\max}$ .

Při výpočtu horní meze  $b_{\max}$  se zřetelem ke stínění se používá Thomas-Fermiho statistického modelu atomu, v němž se předpokládá rovnoměrné rozložení náboje v kouli s poloměrem  $r = 0,57 \cdot a_0 \cdot Z^{\frac{1}{3}}$ , kde  $a_0$  je Bohrov poloměr atomu. Dostaneme tak při určitých omezeních

$$b_{\max} = \frac{a_0}{Z^{\frac{1}{3}}}.$$

Dolní mez  $b_{\min}$  určuje maximální úhel odchylky při jednotlivém rozptylu; při podmínce  $\vartheta \leq 1$  dostaneme tedy ze vztahu (4,29), odvozeného bez zřetele ke stínění, hrubý odhad

$$b_{\min} = \frac{2Ze^2}{pv}.$$

Při dané volbě mezi dostáváme

$$\overline{\alpha^2} = \frac{8\pi nRZ^2 e^4}{p^2 v^2} \lg \frac{a_0 p v}{2Z^{\frac{1}{3}} \cdot e^2}. \quad (4,32)$$

Tento výraz můžeme pro daný absorbátor s jistým zanedbáním přepsat do tvaru

$$\overline{\alpha} = \text{konst} \frac{\sqrt{R}}{E} \varphi, \quad (4,33)$$

kde  $E$  je kinetická energie částice a  $\varphi$  je funkce, která se pomalu mění s logaritmem kinetické energie, a lze ji proto považovat v určitém rozmezí za konstantu;  $R$  je tloušťka proběhnuté vrstvy absorbátoru. Z tohoto vztahu plyne, že na př. proton a elektron se stejnou kinetickou energií budou mít střední rozptyl přibližně stejný. Protože však dolet elektronu je mnohem delší než dolet protonu se stejnou energií, bude u elektronu délka proběhnuté dráhy  $R$  delší a tedy pozorovaný rozptyl větší.

Závislosti středního úhlu rozptylu na kinetické energii částice bylo využito k určování energie částic v relativistické oblasti, v níž je ionisace skoro konstantní, a nedá se proto z její změn soudit na energii částice, kdežto hodnoty středního úhlu rozptylu  $\bar{\alpha}$  jsou ještě dobře měřitelné. Těto metody k určování energie částice se používá v poslední době stále více při výzkumu KZ pomocí nukleárních emulsi [4,16], [4,17]; [4,18]. Na obr. 4,11 jsou vyneseny křivky průběhu ionisace a energie částic v závislosti na středním úhlu rozptylu na úsecích  $R = 100 \mu$  dráhy částice v emulsi. Je z nich patrné, že takto lze měřit energie řádově  $10^9$  MeV, při jejichž měření jiné metody selhávají.

## 5. VLASTNOSTI ČÁSTIC KZ

Během posledních dvaceti let byla v KZ objevena celá řada nových elementárních částic; výsledky experimentálního studia jejich vlastností daly vznik zcela novým představám o stavbě hmoty a o povaze dříve neznámých sil, které se uplatňují v atomovém jádře. Zmínili jsme se již v úvodní kapitole a v odst. 4,13 o objevu positronu a mesonů  $\mu$  a  $\pi$ . V této kapitole pojednáme přehledně o vlastnostech všech dosud známých částic s hlediska jejich významu pro fyziku KZ.

### 5.1. Přehled elementárních částic

Pojem „elementární“ částice se během vývoje fyziky postupně měnil [5,1], [5,2], [5,3]. Ještě koncem minulého století byl za elementární, t. j. základní a nedělitelnou částici považován atom. Když bylo zjištěno, že atom se skládá z elektronového obalu a z jádra, byl pojem elementárnosti přenesen na jádro. Po objevu protonu byly po určitou dobu považovány za elementární jenom dvě částice: elektron a proton; k nim přibýly r. 1932 neutron a positron. Počet elementárních částic v poslední době stále vzrůstá. Dnes lze považovat za experimentálně potvrzenou

Tabulka 5.1.  
Přehled elementárních částic.

Částice	náboj*)	hmota**)	spin***)	stabilita ve vakuu
foton $\gamma$ .....	0	0	1	stabilní
elektron $e_-$ .....	-1	1	$\frac{1}{2}$	stabilní
positron $e_+$ .....	+1	1	$\frac{1}{2}$	stabilní
neutrino $\nu$ .....	0	< 0,01	$\frac{1}{2}$	stabilní
meson $\mu_+$ .....	+1	210	$\frac{1}{2}$	$2,15 \cdot 10^{-6}$ s
meson $\mu_-$ .....	-1	210	$\frac{1}{2}$	$2,15 \cdot 10^{-6}$ s
meson $\pi_+$ .....	+1	276	0,1	$2 \cdot 10^{-8}$ s
meson $\pi_-$ .....	-1	276	0,1	$2 \cdot 10^{-8}$ s
meson $\pi_0$ .....	0	265	0,1	$< 5 \cdot 10^{-14}$ s
meson $\tau_+$ .....	+1	1000	?	$10^{-9}$ s
meson $\tau_-$ .....	-1	1000	?	$10^{-9}$ s
meson $\kappa_+$ .....	+1	1200	?	$10^{-9}$ s
meson $\kappa_-$ .....	-1	1200	?	$10^{-9}$ s
částice $V_1^0$ ( $V_{\pm}$ )....	0 ( $\pm 1$ )	2250	?	$2 \cdot 10^{-10}$ s ( $10^{-9}$ s)
částice $V_2^0$ .....	-1,0	800	?	$2 \cdot 10^{-10}$ s
proton $p$ .....	+1	1836	$\frac{1}{2}$	stabilní
neutron $n$ .....	0	1838	$\frac{1}{2}$	10 až 20 minut

\*) V jednotkách náboje elektronu  $e = 4,8021 \cdot 10^{-10}$  elst. j.

\*\*) V jednotkách hmoty elektronu  $m = 9,1071 \cdot 10^{-28}$  g.

\*\*\*) V jednotkách  $\frac{h}{2\pi}$ .

existenci těchto elementárních částic: foton, elektron (záporný a kladný, zvaný positron), neutrino, meson  $\mu$  (kladný a záporný), meson  $\pi$  (kladný, záporný a neutrální), mesony  $\kappa$ ,  $\tau$  a  $V$ , proton, neutron. Základní charakteristiky těchto částic jsou sestaveny v tabulce 5,1.

Neutrino se dosud nepodařilo experimentálně přímo pozorovat. Jeho existenci předpokládáme proto, že by nebylo možno vyložit energetickou, impulsovou a spinovou bilanci při některých jaderných pochodech (rozpad  $\beta$  jádra, rozpad mesonů  $\pi$  a  $\mu$ ), kdyby neexistovala elektricky neutrální částice s téměř nulovou klidovou hmotou, které je předáváno příslušné množství energie a impulsu. Byly provedeny pokusy (viz Špolskij II, str. 527), které skoro nepochybně dokazují, že neutrino skutečně existuje.

Fotony a elektrony (kladné i záporné) jsou hlavní součástí měkké složky KZ. Jejich základní vlastnosti jsou všeobecně známy, popíšeme proto v odst. 5,2 jen zvláštní zjev, kterému fotony a elektrony dávají vznik v KZ; je to tvoření t. zv. kaskádních spršek. Mesony, které jsou podstatnou částí pronikavé složky KZ, jsou v posledních letech středem zájmu badatelů; budeme se jimi podrobněji zabývat v odst. 5,3. Nukleony (t. j. protony a neutrony) a dále těžší částice (deuterony, částice  $\alpha$ , jádra těžších prvků v primární složce KZ) jsou mezi částicemi KZ méně početné než elektrony a mesony, jejich studiem však byly získány cenné poznatky o základních nukleárních procesech; souhrnný popis jejich chování v KZ je obsahem odst. 5,4.

## 5,2. Fotony a elektrony

Viděli jsme již v odst. 4,2,3, že elektrony s energií  $E$  menší než je určitá kritická mez  $E_k$  (viz tabulku 4,2) ztrácejí energii převážně ionisací, kdežto u elektronů s energií  $E > E_k$  převažují ztráty vysláním brzdného záření, jehož energie  $h\nu$  je srovnatelná s energií dopadajícího elektronu. Měrná ztráta energie ionisací  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}$  vzrůstá zcela nepatrně s rostoucí energií elektronu, a můžeme ji tedy považovat za konstantní, kdežto měrná ztráta energie zářením  $\left(\frac{dE}{dx}\right)$  je přibližně přímo úměrná energii elektronu,  $\left(\frac{dE}{dx}\right) = \text{konst } E$ . Čím větší energii má elektron, tím spíše ztratí převážnou její část při několika prvních průletech polem jádra.

Dolet elektronu s velkou energií je takto vysláním brzdného záření velmi omezo-  
ván a vzrůstá proto jen docela málo s rostoucí počáteční energií elektronu; proto ani elektrony s velmi značnými energiemi řádu  $10^9$  eV nemohou proniknout vrstvou olova několik centimetrů silnou.

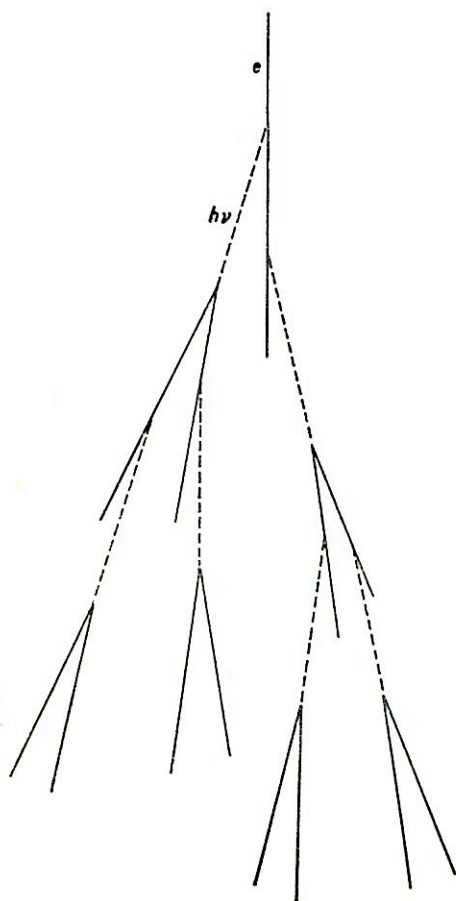
Fotony s vysokou energií dávají vznik párům elektronu a positronu (viz odst. 4,1,3); účinný průřez  $\sigma$  pro tvoření párů je u fotonů s energií  $h\nu \gg m_0c^2$  prakticky nezávislý na energii fotonu (rov. 4,10). Proto dolet energetických fotonů nevzrůstá

s jejich počáteční energií, a jejich pronikavost je tedy malá, právě tak jako u elektronů. Definujeme-li střední volnou dráhu pro tvoření párů  $l_p$  pomocí účinného průřezu  $\sigma_p$

$$l_p = \frac{1}{n\sigma_p}, \quad (5,1)$$

dostáváme pro ni z rov. (4,1) výraz

$$l_p = \frac{1}{\frac{28}{9} \frac{Z^2 n}{137} r_e^2 \lg \frac{183}{Z^{1/2}}}, \quad (5,2)$$



Obr. 5,1. Schema vzniku kaskádní elektrono-fotonové spršky.

který je analogický výrazu (4,24) pro vyzařovací délku (t. j. střední volnou dráhu pro vyslání brzděného záření elektronu). Srovnáním dostaneme

$$l_p = \frac{9}{7} l_z.$$

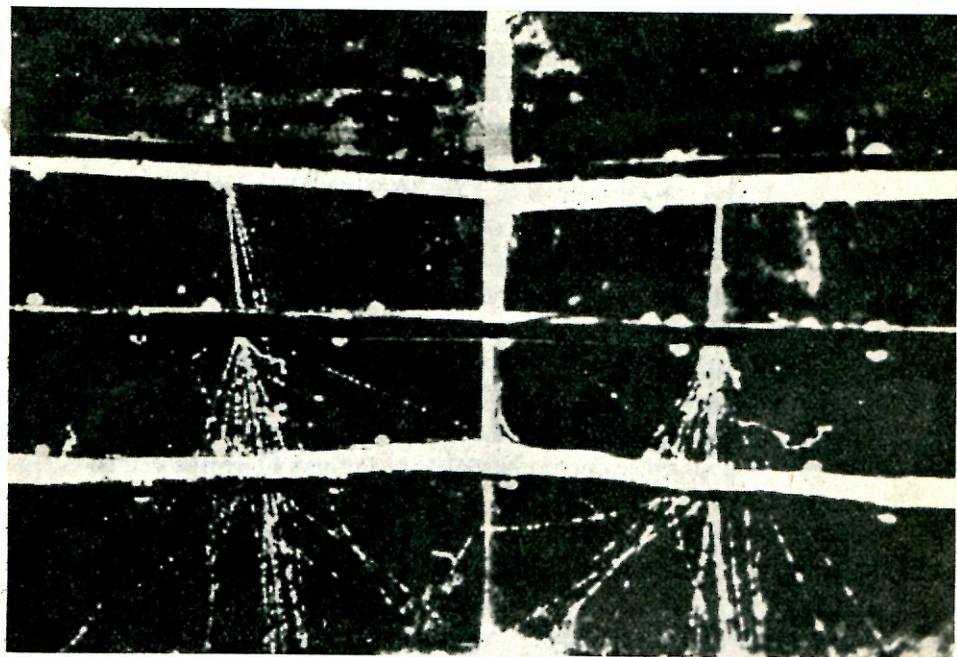
Tak získáme z tabulky 4,2 jednoduchým násobením data pro střední volnou dráhu tvoření párů  $l_p$  z hodnot vyzařovacích délek  $l_z$ . Foton s libovolně velkou energií  $h\nu > E_c$ , kde mezní energie  $E_c$  je přibližně rovna kritické energii  $E_k$  pro elektrony v daném prostředí (viz tabulku 4,2), má podle toho střední dolet v olovu přibližně rovný  $\frac{9}{7} 0,52 \approx 0,7$  cm, v aluminii 14 cm, ve vzduchu 420 m. Pro tuto malou pronikavost jsou fotony a elektrony nazývány „měkké“ částice a jsou hlavní součástí měkké, málo pronikavé složky KZ.

Letí-li elektron s velkou energií  $E$  absorbatorem, je velmi brzo zabrzděn tím, že vyšle několik energetických fotonů. Energetický foton je absorbován za současného tvoření páru elektronů, z nichž aspoň jeden má energii  $E$  srovnatelnou s energií  $h\nu$  fotonu, a vysílá proto na své dráze další fotony. Tak se opakuje pochod tvoření párů a vysílání brzděného záření podleschematického znázornění na obr. 5,1

a vzniká t. zv. *kaskádní elektronová sprška*. Když energie elektronů klesne pod kritickou mez  $E_k$ , nastane převaha ionizačních ztrát a další rozvoj spršky se zastaví. Z tabulky 4,2 vidíme, že kritická energie  $E_k$  pro elektrony v olovu je jenom 10 MeV;



obvyklé přístroje, používané ve fyzice KZ, nezaznamenávají elektrony nebo fotony s energií pod 10 MeV; olovo je proto velmi výhodným materiálem pro studium spršek, protože můžeme předpokládat, že v něm nastávají jenom pochody brzdného vyzařování a tvoření párů. Ve vzduchu nebo ve vodě je  $E_k$  víc než desetkrát větší, a proto při studiu spršek s energií částic pod 100 MeV nelze již zanedbávat ionizační



Obr. 5,2. Kaskádní sprška ve Wilsonově komoře.

ztráty elektronů a Comptonův rozptyl na protonech a výklad experimentálních dat je potom mnohem složitější. Na obr. 5,2 je uvedena fotografie kaskádní elektronové spršky ve Wilsonově komoře, v níž byly pod sebou umístěny tři olověné desky o tloušťce 1 cm; je na ni dobře vidět postupný rozvoj kaskády.

### 5,2,1. Nárys kaskádní teorie

Prvním požadavkem matematického popisu elektronové kaskády je stanovení počtu fotonů a elektronů, vytvořených v daném absorbátoru prvotním elektronem nebo fotonem. Druhým úkolem kaskádní teorie je určení prostorového rozložení, spršky. Popis kaskádního pochodu je ovšem otázkou v podstatě statistickou; výchozí vztahy pro účinné průřezy elementárních procesů tvoření párů, Comptonova rozptylu, brzdného záření a ionizačních srážek určují jenom pravděpodobnosti těchto pochodů a skutečný počet sekundárních částic, vytvořených prvotním

elektronem, proto značně kolísá kolem průměrných hodnot, jež udává. Nebudeme se zabývat podrobným výkladem kaskádní teorie, který lze nalézt v řadě prací [4,1], [5,4], [5,5], [5,6], [5,7], [1,20], [5,8], naznačíme zde jen její základní rysy; ve srovnání s experimentálními výsledky potom uvidíme, že správnost této teorie a jejich kvantově elektrodynamických předpokladů byla výzkumem KZ velmi dobře potvrzena.

Formulaci prvního uvedeného úkolu lze zjednodušit předpokladem, že všechny částice jsou vysílány přesně ve směru prvotního elektronu nebo fotonu, takže jejich počet můžeme považovat jenom za funkci prolétnuté dráhy a nikoliv ještě za funkci úhlu odchylky od původního směru; tato jednosměrná aproximace je potom korigována stanovením prostorového rozložení částic. K popisu spršky se zavádí diferenciální spektrum  $f(E, x)$  pro elektrony, definované tak, že  $f(E, x) dE$  je průměrný počet elektronů a positronů s energií v intervalu mezi  $E$  a  $E + dE$  v hloubce  $x$  pod povrchem absorbující vrstvy; podobně je definováno diferenciální spektrum  $g(h\nu, x) d\nu$  pro fotony. Difusní rovnice, jež popisují rozvoj spršky, jsou sestaveny tak, že změna v počtu elektronů s energií v intervalu  $E$  a  $E + dE$  ve vrstvě o tloušťce  $dx$  je vyjádřena pomocí účinných průřezů pro elementární procesy jako rozdíl mezi vzrůstem a poklesem počtu částic. Vzrůst je způsoben jednak tím, že fotony s energií  $h\nu' > E$  vytvářejí páry elektronů v požadovaném intervalu mezi  $E$  a  $E + dE$ , jednak tím, že elektrony s počáteční energií  $E' > E$  se dostávají do uvažované energetické oblasti  $dE$  při  $E$  ztrátami energie ionisací a brzděním zářením. Pokles počtu elektronů v uvažovaném intervalu nastává ztrátami energie při ionisačních srážkách a brzděním vyzařování. Podobně je vyjádřena změna počtu fotonů v intervalu energií mezi  $h\nu$  a  $h(\nu + d\nu)$  ve vrstvě  $dx$ . Vzrůst tu nastává brzděním elektronů s energií  $E' > h\nu$  a tím, že fotony s energií  $h\nu' > h\nu$  ztrácejí energii Comptonovým rozptylem. Pokles počtu fotonů v daném intervalu vzniká jejich absorpcí při tvoření párů a ztrátami při Comptonově zjevu.

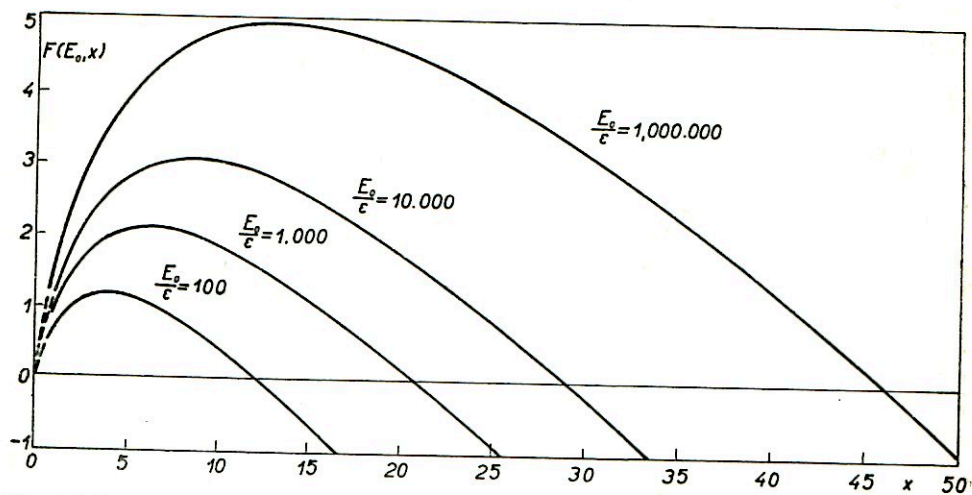
Takto získáme dvě simultánní integro-diferenciální rovnice pro diferenciální spektra, jež můžeme snadno řešit jen tehdy, jsou-li energie  $E$  a  $h\nu$  mnohem menší než energie částice, jež dala spršce vznik, a lze-li zanedbat aspoň některé pochody, vedoucí k vzrůstu nebo poklesu počtu částic; proto je výhodné, nemusíme-li uvažovat ionisační ztráty a Comptonův rozptyl.

Za těchto zjednodušujících předpokladů lze stanovit integrální spektrum elektronů, t. j. počet elektronů s energií větší než  $E$  pod vrstvou  $x$  absorbátoru

$$F(E, x) = \int_E^{\infty} f(E', x) dE'$$

Integrální spektra elektronů ve spršce, vyvolané jen jedním elektronem s počáteční energií  $E_0$ , jsou graficky vynesena na obr. 5,3. Udávají průměrný počet elektronů s energií větší než  $E$  (nikoliv celkový počet elektronů) pod vrstvou absorbátoru o tloušťce  $x$  vyzařovacích jednotek. Průměrný počet elektronů  $F$  vzrůstá z  $F = 1$  při  $x = 0$  přes široké maximum a konečně klesá pod jednotku.

Pro hrubý odhad polohy maxima spršky v absorbátoru a počtu částic v maximu zavedeme několik zjednodušujících předpokladů. Podle rovnice (5,3) je střední volná dráha fotonu pro tvoření párů  $l_p$  jen o trochu delší než střední volná dráha elektronu pro vyslání brzděného záření  $l_z$ ; zavedeme tedy střední hodnotu těchto veličin, která v olovu bude činit asi  $1/2$  cm a ve vzduchu asi 300 m, a v těchto



Obr. 5,3. Integrální spektra elektronů v kaskádní spršce, vyvolané jedním elektronem s počáteční energií  $E_0$ . Udávají průměrný počet elektronů s energií větší než  $E$  pod absorbátorem s tloušťkou  $x$  vyzářovacích jednotek.

jednotkách budeme měřit tloušťku vrstvy absorbátoru  $x$ . Předpokládejme, že po průletu vrstvou  $x = 1$  ztratí elektron polovinu své energie vyzářením fotonu, a foton se po průletu touto vrstvou  $x = 1$  změní v elektronový pár, při čemž každý z elektronů získá polovinu energie fotonu. Počet elektronů a fotonů v hloubce vrstvy  $x$  je tedy  $2^x$  a každý z nich má energii  $E = \frac{E_0}{2^x}$ , označíme-li  $E_0$  energií

prvotní částice. Bliží-li se  $E$  kritické hodnotě  $E_k$ , ztrácí elektrony značnou část energie ionisací a fotony zase Comptonovým rozptylem, takže můžeme říci, že při hodnotě asi  $E = 3E_k$  přestává tvoření párů a brzděné vyzářování. Maximální celkový počet fotonů a elektronů se vyskytuje podle toho v hloubce  $x_m$ , vázané s prvotní energií  $E_0$  a kritickou energií  $E_k$  vztahem

$$2^{x_m} = \frac{E_0}{3E_k}; \quad (5,5)$$

$$x_m = \frac{1}{\lg 2} \left( \lg \frac{E_0}{E_k} - \lg 3 \right). \quad (5,6)$$

V hloubce  $x$  nepříliš malé činí počet fotonů zřejmě asi třetinu celkového počtu

elektronů a fotonů. Počet elektronů  $N_m$  v maximu spršky je tedy podle (5,5)

$$N_m = \frac{2}{3} \cdot \frac{E_0}{3E_k} = \frac{2 E_0}{9 E_k} . \quad (5,7)$$

Z této hrubé úvahy vidíme, že maximální počet sprškových částic vzrůstá lineárně s energií  $E_0$  počáteční částice, která dala vznik spršce, kdežto tloušťka vrstvy  $x_m$ , v níž nastává maximum, je úměrná  $\lg E_0$ , a rovná se několika kaskádním jednotkám. Kaskádní jednotka je podle definice (5,2) nepřímo úměrná  $nZ^2$ , kdežto kritická energie  $E_k$  závisí podle (4,2) přibližně lineárně na  $1/Z$ . Měříme-li tedy tloušťku vrstvy  $x$  v kaskádních jednotkách a energii  $E_0$  v jednotkách  $E_k$ , je popis rozvoje spršky nezávislý na prostředí, v němž se sprška vytváří.

Na př. elektron s energií 300 MeV dá v olovu vznik spršce s maximem počtu elektronů  $N_m = \frac{2}{9} \cdot \frac{300}{10} \doteq 7$  v hloubce vrstvy  $x_m = \frac{1}{\lg 2} (\lg 30 - \lg 3) = 3,2$  kask. jedn. = 1,6 cm.

Uvažujeme-li vedle pochodů tvoření párů a brzdného záření ještě ionizační ztráty a Comptonův rozptyl, stává se řešení rovnic pro spektra elektronů velmi složité, je však důležité pro výklad t. zv. *rozsáhlých spršek ve vzduchu*, zvaných též Augerovy spršky. Pro popis těchto spršek již také nevystačíme s jednorozměrným přiblížením a musíme uvažovat protorové rozložení spršky. Nejdůležitější příčinou odchylek od směru prvotní částice a rozšiřování spršky do stran je elastický rozptyl elektronů v Coulombově poli jádra (viz odst. 4,3). Střední kvadratický úhel Coulombova rozptylu  $d(\bar{\vartheta}^2)$  elektronu s energií  $E$  na dráze  $dx$  (ve vyzářovacích jednotkách) je dán výrazem

$$d(\bar{\vartheta}^2) = \left( \frac{E_r}{E} \right)^2 dx , \quad (5,8)$$

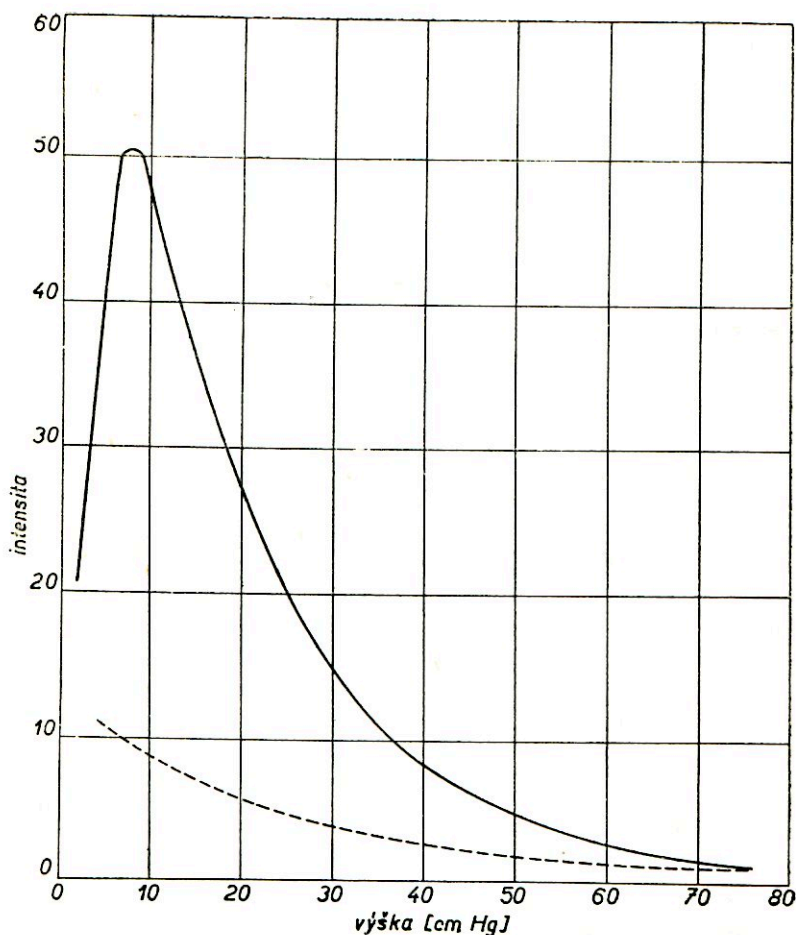
kde  $E_r = m_0 c^2 \sqrt{4\pi 137} = 21$  MeV. Jinými zdroji odchylek od původního směru částic ve spršce může být dále úhlový rozptyl elektronů při vzniku párů a při vysílání brzdného záření a úhlový rozptyl fotonů při Comptonově zjevu; velikosti úhlů při těchto procesech jsou však jen řádu  $\frac{m_e c^2}{E}$  a podle Eulera a Wergelanda

[5,9] nemohou přispívat k úhlovým odchylkám více než hodnotou asi 2 až 3% celkového pozorovaného rozptylu. Můžeme proto za jedinou příčinu rozšiřování spršky do stran považovat elastický rozptyl Coulombův. Protože rozptyl částic ve spršce je nepřímo úměrný jejich energii, jsou méně energetické částice rozptylovány do stran více než elektrony s velkou energií, které tvoří střed spršky. Široce rozptýlené elektrony jsou pro svou malou energii rychle absorbovány a nepřispívají proto k dalšímu růstu spršky; šifka spršky je proto po dosažení maxima přibližně konstantní. Teorii prostorového rozložení sprškových částic vypracovali H. Euler a H. Wergeland [5,9], H. Bethe [5,10], G. Molière [5,11], a nejlépe L. W. Nordheim [5,12], [5,13], [5,14]. Podle Nordheima je střední rozptyl částic  $\bar{x}(E)$  v maximu spršky (obr. 5,3) vyvolané jedním elektronem v těžkém absorbá-

toru, roven vyzářovací jednotce  $l_z$ , násobené činitelem  $k(E)$ , který je menší než jedna a je nepřímo úměrný průměrné energii  $E$  sprškových elektronů; v olovu je

$$\bar{x}(E) = l_z \cdot \bar{k}(E) = 0,80 \frac{E_r}{E} l_z, \quad (5,9)$$

kde  $E_r = 21$  MeV jako v rov. (5,8). Střední rozptyl sprškových elektronů v olovu je tedy pro  $E > E_r$  vždy menší než  $0,80 \cdot 5,2$  mm = 4 mm. V Nordheimově vý-



Obr. 5,4. Průběh celkové intenzity KZ (plná křivka) a tvrdé složky KZ (čárkovaná křivka).

počtu se předpokládá, že energie prvotního elektronu  $E_0$  je mnohem větší než průměrná energie  $E$  elektronů v maximu spršky, u níž se zase požaduje, aby  $E > E_r$ . Pro spršky ve vzduchu by bylo třeba rozšířit Nordheimův výpočet také na oblast nižších energií, dá se však očekávat, že činitel  $\bar{k}(E)$  bude řádově stejný jako v olovu. Šířka spršky ve vzduchu, t. j. střední vzdálenost od osy spršky, je

proto srovnatelná s vyzářovací délkou  $l_z$ , rovnou pro vzduch  $l_z = 330$  m, což docela dobře souhlasí s experimentálními daty o rozsáhlých sprškách ve vzduchu (odst. 5,12).

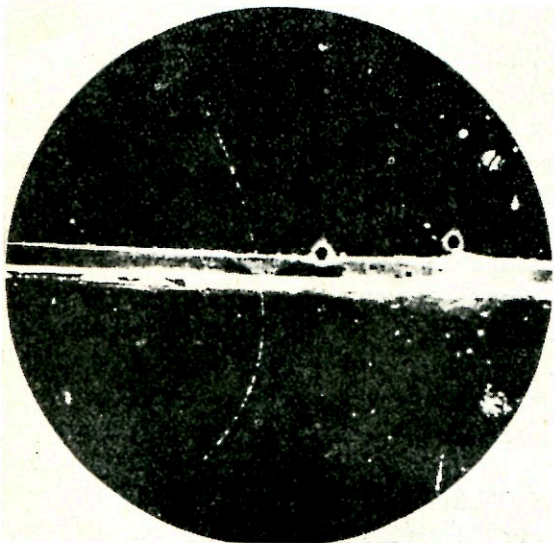
### 5,2,2. Experimentální výzkum elektrono-fotonové složky

Vlivem kaskádních pochodů vysílání brzdného záření a tvoření párů jsou elektrony, positrony a fotony při průchodu hmotou rychle pohlcovány, nemohou proniknout silnějšími vrstvami, a proto je ztotožňujeme s částicemi měkké složky KZ. Měkká složka bývá obvykle definována jako ta část celkové intenzity KZ, která je absorbována vrstvou 10 cm olova; částice, které proniknou touto vrstvou, tvoří komponentu tvrdou, pronikavou. Podle uvedené definice zahrnuje měkká složka rovněž pomalé těžší částice, protony, neutrony a mesony, avšak relativní četnost těchto pomalých částic je v KZ zanedbatelně malá, a můžeme proto považovat měkkou složku za komponentu elektron-fotonovou.

V odst. 3,1 jsme se zabývali t. zv. výškovým zjevem KZ, t. j. průběhem absorpce celkové intenzity KZ v atmosféře. Odečteme-li od absorpční křivky celkové intenzity křivku absorpce tvrdé složky (obr. 5,4), získáme závislost intenzity měkké složky na výšce nad mořem. Vidíme, že měkká složka vzrůstá s výškou mnohem rychleji než komponenta pronikavá; při hladině moře je intenzita obou složek přibližně stejná, kdežto na př. ve výši 15 km je intenzita měkké složky asi 5krát větší než intenzity tvrdé komponenty. Absorpční křivka měkké složky jeví výrazné maximum ve výši asi 18 km, kdežto intenzity tvrdé komponenty ubývá zřejmě exponenciálně v celé proměřené oblasti výšek a absorpční křivka nemá nikde maximum. Otázka vzájemného poměru intenzity měkké a tvrdé složky byla důležitá pro výklad původu elektronů a fotonů v měkké komponentě. Pod povrchem země klesá tento poměr rychle k minimu asi 5% pod několika metry vody nebo ekvivalentní vrstvou jiného materiálu [5,15], [5,16], [5,17], potom znovu stoupá k hodnotě přibližně 30% ve větších hloubkách pod povrchem země [5,18], [5,19]. Elektrony a fotony pod povrchem země nemohou být primárními částicemi, které pronikly vrstvou atmosféry a dalšími vrstvami vody nebo země; popsány kaskádními pochody by totiž musely být absorbovány mnohem dříve. Z toho je zřejmé, že měkká složka má nějakým způsobem původ ve složce pronikavé; podrobněji si všimneme této otázky v kapitole 7.

Při výzkumu měkké složky KZ se užívá hlavně Wilsonovy komory a soustav Geigerových-Müllerových počítačů, v poslední době rovněž citlivých fotografických emulsí. Známým výsledkem výzkumu KZ Wilsonovou komorou v magnetickém poli je experimentální potvrzení existence kladného elektronu, positronu. Již na prvních snímcích stop nabitých částic ve Wilsonově komoře bylo vidět, že v KZ se vyskytuje přibližně stejný počet záporně i kladně nabitých částic; protože tehdy nebyly známy jiné částice, předpokládalo se, že kladné ionisující částice jsou protony a záporné částice elektrony. Rozborem mnoha stop kladných částic však

zjistil r. 1932 Anderson, že většinu jich nemohly zanechat protony, ale částice s hmotou mnohonásobně menší; vhodným uspořádáním dalších pokusů se mu podařilo dokázat, že tyto kladné částice mají hmotu elektronu. Přesvědčivým důkazem existence positronu je na př. Andersonův snímek průchodu částice olověnou deskou s tloušťkou 6 mm, uvedený na obr. 5,5. Z křivosti dráhy částice se dá



Obr. 5,5. První Andersonův snímek positronu ve Wilsonově komoře. Při průletu olověnou deskou ztrácí positron značnou část impulsu, proto jest jeho dráha více zakřivena magnetickým polem.

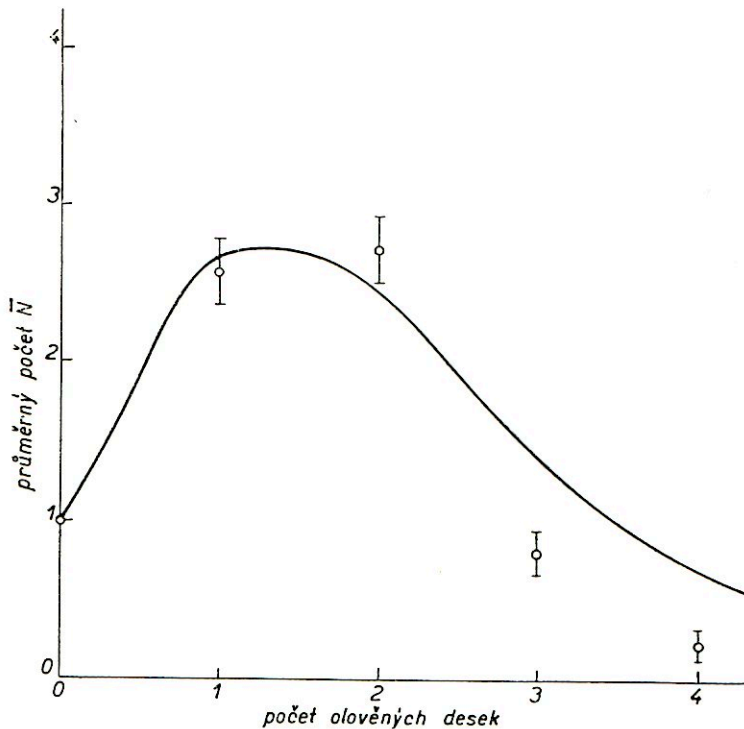
zjistit, že její impuls před vstupem do desky je 63 MeV/c, po průletu deskou už jen 23 MeV/c. Směr pohybu částice je jednoznačně určen úbytkem impulsu při průchodu olovem, odchylka od přímé dráhy přísluší kladnému náboji. Tato částice však není proton, protože v plynové náplni komory by byl dolet protonu s impulsem 63 MeV/c nejméně 10-krát menší než je délka dráhy na snímku; rovněž hustota ionisace podél dráhy částice před průletem olověnou destičkou a po něm je téměř stejná, jde tedy o částici v relativitistické oblasti za minimem ionisace (srv. obr. 4,13); rychlost částice je proto téměř rovna rychlosti světla, avšak její hmota je velmi malá,

blízká hmotě elektronu. Stopu na snímku tedy zanechal zřejmě positron.

Wilsonovou komorou bylo měřeno energetické spektrum ionisujících částic KZ při hladině moře a v několika horských výškách; tato měření však nebyla dosud provedena s dostatečnou přesností také v horních vrstvách atmosféry. Podle E. J. Williamse [5,20] jsou při mořské hladině v energetické oblasti pod 100 MeV, která zahrnuje asi čtvrtinu všech ionisujících částic, téměř jenom elektrony a zcela nepatrné množství těžších částic; v oblasti energií od 100 MeV do 300 MeV, jež obsahuje asi 8% celkové intensity částic, je asi polovina elektronů a polovina mesonů; mezi částicemi s energií nad 300 MeV, kterých je asi dvě třetiny celkového počtu částic KZ při hladině moře, je jenom 1% elektronů, převážnou většinu tvoří mesony. Důkladná měření energetického rozložení elektronů Wilsonovou komorou při hladině moře provedli rovněž K. Greisen [5,21], B. Lombardo a W. E. Hazen [5,22] a došli k podobným výsledkům.

Správnost kaskádní teorie vzniku elektron-fotonových spršek byla kvalitativně potvrzena četnými pokusy s Wilsonovou komorou, do níž bylo vloženo několik olověných desek pod sebe (viz obr. 5,2). Souhlas kaskádní teorie s experimentál-

ním pozorováním rozvoje elektronových spršek při těchto pokusech se zdál na první pohled tak přesvědčující a zřejmý, že otázka elektronových kaskádních spršek byla považována za rozřešenou a v posledních letech jí bylo věnováno jen málo pozornosti. W. E. Hazen [5,23] upozornil na to, že dosavadní data neposta-

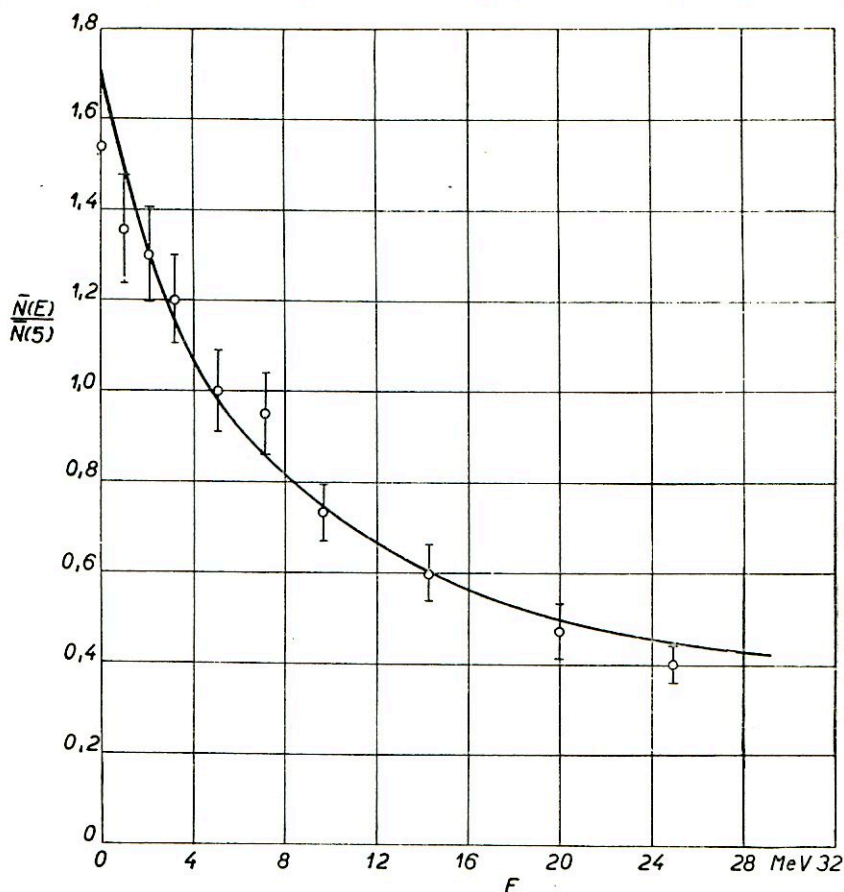


Obr. 5,6. Průměrný počet  $N$  elektronů ve spršce v závislosti na tloušťce absorbátoru (na počtu olověných desek s tloušťkou 7 mm). Křivka představuje hodnoty vypočítané za předpokladu, že primární energie  $E_0 = 230$  MeV.

čují ke kvantitativnímu ověření kaskádní teorie, a provedl spolu s S. Nassarem [5,24] podrobnější měření, z nichž vyplynula nutnost dalšího přesného studia vlastností měkké složky KZ. Nassar a Hazen použili ke svým pokusům Wilsonovy komory v magnetickém poli, do níž byly vloženy pod sebe 4 olověné desky s tloušťkou 7 mm. Z ionisace a z odchytky v magnetickém poli se jim podařilo změřit přímo energie sekundárních elektronů, kdežto vysoké energie primárních elektronů, které daly sprškám vznik, mohli jenom odhadnout pomocí kaskádní teorie. Na obr. 5,6 jsou uvedena jednak Hazenova experimentální data, získaná rozбором jedenácti spršek, z nichž každá obsahovala osm až deset částic, jednak teoretická křivka, udávající průměrný počet  $\bar{N}$  elektronů s energií větší než 3,5 MeV v závislosti na tloušťce olověného absorbátoru; tato křivka představuje teoreticky očekávané hodnoty za předpokladu, že primární elektron má energii  $E_0 = 230$  MeV, která byla odhadnuta z experimentálního rozložení četnosti elektronů, protože



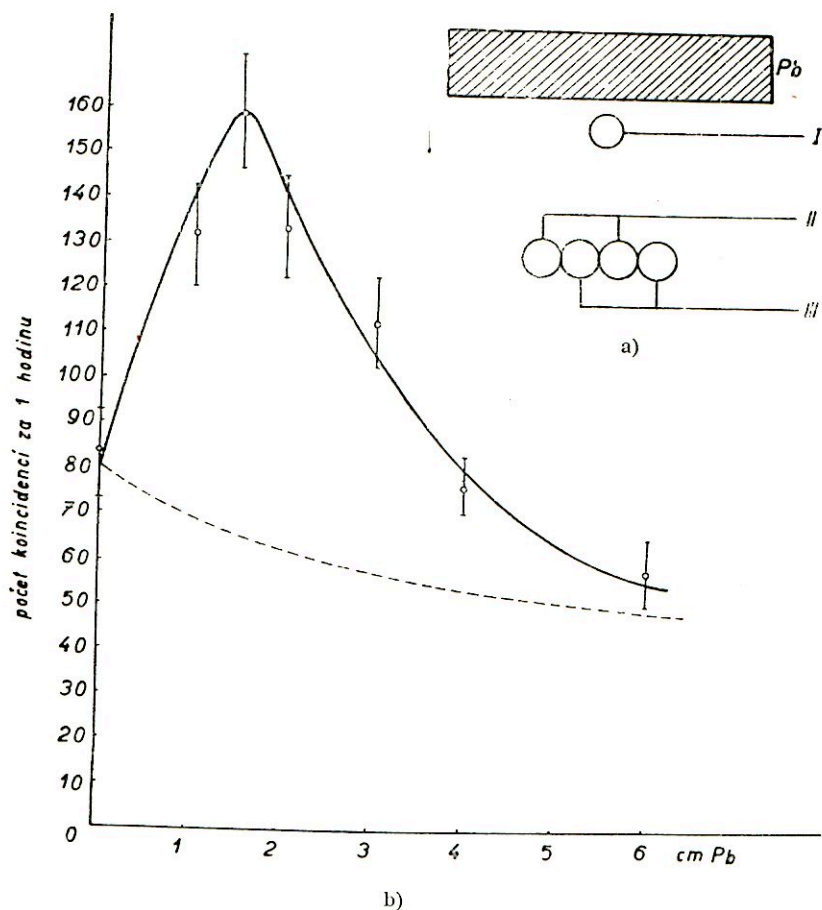
ji nebylo možno změřit přímo. Na dalším obrázku 5,7 reprodukuje z citované Hazenovy práce průměrné energetické rozložení elektronů v maximu spršky; experimentální body představují hodnoty, získané proměřením 17 spršek, které obsahovaly 6 až 20 elektronů v maximu. Počáteční energii  $E_0$  částic, jež daly těmto sprškám vznik, odhadneme podle rovnice (5,7); dostáváme pro  $E_0$  hodnoty 200 až



Obr. 5,7. Poměr průměrného počtu  $\bar{N}(E)$  elektronů s energií větší než  $E$  k počtu  $\bar{N}(5)$  elektronů s energií větší než 5 MeV jako funkce jejich energie. Křivka je vypočítána za předpokladu, že primární energie  $E_0 = 700$  MeV, experimentální body představují průměrný počet elektronů v maximech 17 spršek s primární energií od 200 do 1000 MeV.

1000 MeV. Teoretická křivka udává energetickou závislost podílu průměrného počtu  $\bar{N}(E)$  elektronů s energií větší než  $E$  a počtu  $\bar{N}(5)$  elektronů s energií větší než 5 MeV; byla počítána za předpokladu, že  $E_0 = 700$  MeV. Souhlas s experimentálními daty se zdá na první pohled velmi dobrý; bylo by však třeba provést ještě přímé měření počáteční energie  $E_0$ , jednak stanovit skutečné chyby v stanovení energie pozorovaných částic, nikoliv jen pravděpodobnou chybu  $\sqrt{\bar{n}/\bar{N}(5)}$ , kde  $n$  je počet pozorovaných částic, jak je uvedeno na Hazenově grafu.

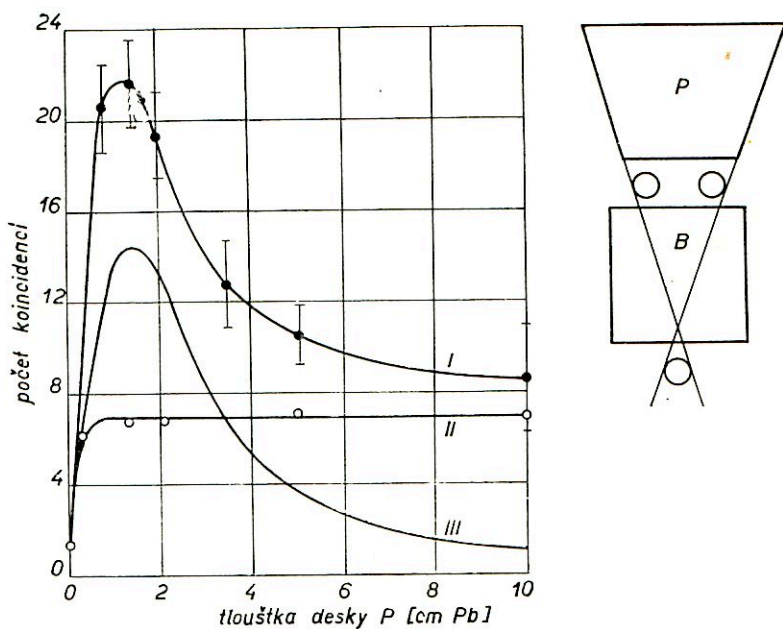
Ke studiu různých typů kaskádních spršek, vznikajících v různých vrstvách absorbátorů v určitém časovém intervalu, užívá se Geigerových-Müllerových počítačů v koincidenčním zapojení (odst. 2,2). Soustava počítačů je zapojena tak, že k vytvoření koincidenčního impulsu je třeba více než jedné částice (obr. 5,8a). Není-li nad soustavou vrstva absorbátoru, je počet koincidencí malý; vkládáme-li



Obr. 5,8. Průběh Rossiho křivky podle J. Dubinského a J. Skřivánka; a) zapojení počítačů pod olověným absorbátorem; b) výsledky měření na Lomnickém štítě.

nad počítače postupně desky z těžkého materiálu (olova), v nichž vznikají spršky, vzrůstá nejprve počet koincidencí až k určitému maximu, potom znovu klesá s postupným zvětšováním absorpční vrstvy. Z takto získaných dat sestrojíme přechodovou křivku závislosti počtu vícenásobných koincidencí na tloušťce absorbátoru, zvanou podle prvního pozorovatele této závislosti křivka Rossiho. Na obr. 5,8b je uvedena Rossiho křivka, naměřená J. Skřivánkem a J. Dubinským

na vrcholu Lomnického štítu (2640 m) v září 1952; schema použité aparatury, kterou sestrojil J. Skřivánek ve Fyzikálním ústavu Karlovy university v Praze, je znázorněno na obr. 2,20. Počet koincidence za jednotku doby vzrůstá rychle na dvojnásobek pod vrstvou 1,5 až 2 cm Pb, potom postupně klesá a zůstává téměř konstantní pod silnějšími vrstvami olova. Z tvaru křivky se dá usoudit na to, že naměřená závislost je vlastně superposicí průběhu obou zjevů, způsobených jednak nepronikavou elektrono-fotonovou složkou, t. j. kaskádními sprškami



Obr. 5,9. Schweglerova měření Rossiho křivky.

(plocha mezi plnou a čárkovanou křivkou na obr. 5,8b), jednak částicemi tvrdé složky, které pronikají silnými vrstvami olova (plocha pod čárkovanou křivkou na obrázku).

Rozlišení vlivu měkké a tvrdé složky při měření Rossiho křivky činí značné experimentální potíže. První pokus rozlišit tyto dva vlivy provedl A. Schwegler [5,25]. V uspořádání naznačeném na obr. 5,9 měřil trojně koincidence, t. j. spršky s aspoň dvěma částicemi, vycházejícími z olovené desky P. Křivka I je sestrojena z dat, naměřených bez přidavného absorbátoru B, který tvořila olovená deska 10 cm silná; je to tedy křivka, shodná v podstatě s křivkou Skřivánkovoú. Křivka II byla získána s použitím absorbátoru B, a představuje tedy vliv tvrdé složky, t. j. spršky obsahující aspoň jeden meson. Rozdíl mezi křivkou I a II je vyznačen křivkou III, která tedy představuje jenom spršky elektrono-fotonové. Tento jednoduchý výklad Schweglerových měření nepřihlíží k možným zdrojům chyb, které

značně skresluji výsledky. Je zřejmé, že v daném uspořádání nejsou zaznamenávány všechny spršky tvrdých částic; plocha pod absorbatorem  $B$  by musela být celá kryta počítači, zapojenými vedle sebe, protože sprška vyvolaná mesonem nemusí být vždycky v úzkém prostorovém úhlu, daném počítači v uvedeném uspořádání. Na obr. 5,10a je uveden příklad, kdy sprška, již dává vznik meson, je zahrnuta do dat křivky I, avšak nikoliv do křivky II.

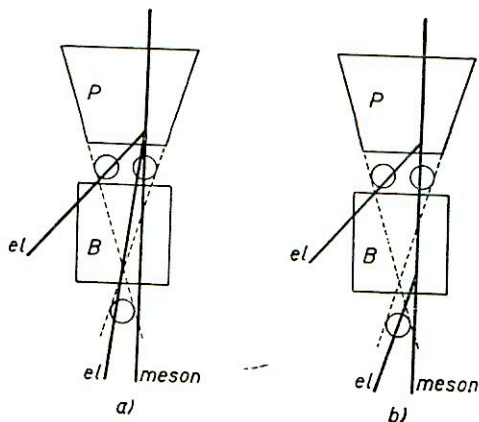
Tím je přeceňován vliv elektrono-fotonových spršek. Naopak zase, jak ukázal H. E. Stanton [5,26], mesony, prolétající vrstvou  $B$ , mohou vytvořit sekundární vyražené elektrony a způsobit tak trojnásobnou koincidence, která by nevznikla, kdyby nebylo vrstvy  $B$  (obr. 5,10b). Tímto způsobem je tedy zase přeceňován vliv složky mesonové.

K vyloučení této chyby by bylo třeba umístit absorbatör  $B$  pod počítačovou soustavou.

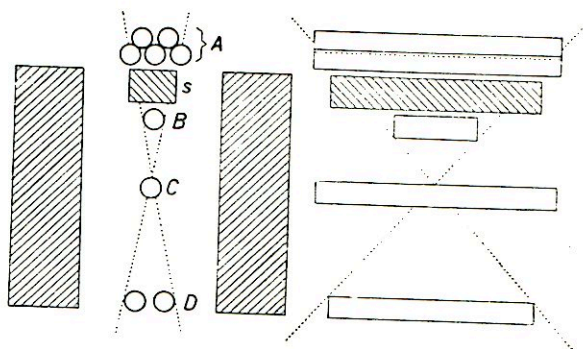
Chyby, způsobené takto sečítáním dvou nezávislých zjevů, lze odstranit současným měřením tvrdé i měkké složky užitím antikoincidenční metody zapojení počítačů (odst. 2,8).

Antikoincidenční metody užili po prvé B. Rossi a L. Jánossy [5,27], kteří v uspořádání, naznačeném na obr. 5,11, měřili spršky způsobené neionisující primární částicí

(fotonem) a obsahující aspoň jednu částici. Vedle sebe je zapojeno jednak pět počítačů  $A$ , jednak dva počítače  $D$ . Počet koincidencí  $BCD$  a koincidencí  $ABCD$  je měřen současně a jejich rozdíl tedy udává počet antikoincidencí  $ABCD$ , t. j. spršek, vyvolaných neionisující částicí, která nedává vznik impulsu v počítačích  $A$ . Touto neionisující částicí může být jenom foton, protože pravděpodobnost vyslání sekundární nabitě částice neutronem nebo neutrálním mesonem je malá. Naměřená data, uvedená na obr. 5,12, se tedy vztahují jen ke sprškám měkké

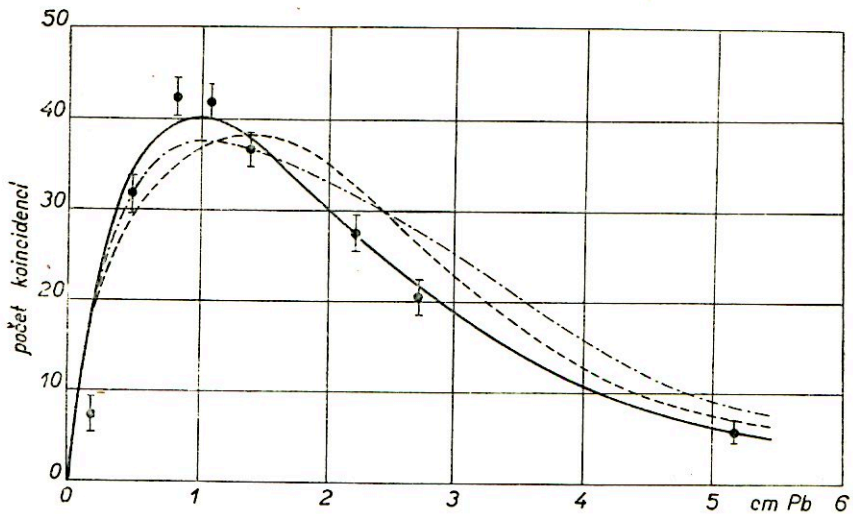


Obr. 5,10. Chyby Schweglerovy metody.

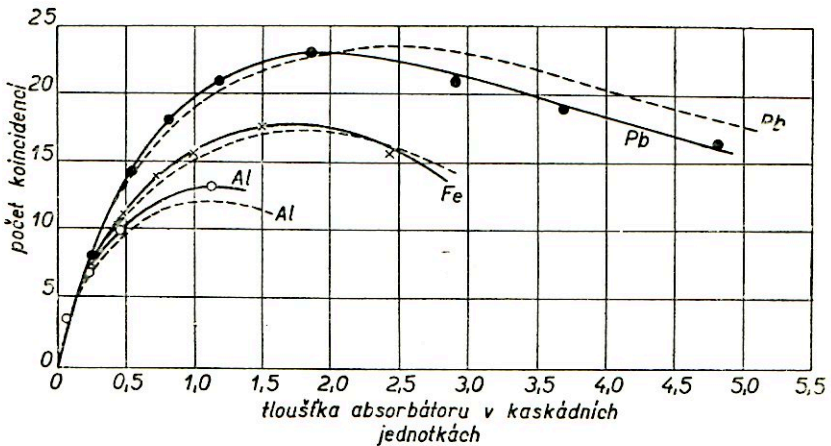


Obr. 5,11. Antikoincidenční uspořádání podle Rossiho a Jánossyho.

složky. Při srovnání experimentálních dat s teoretickými křivkami působí značně potíže jednak geometrické uspořádání počítačové soustavy, jednak omezená účinnost počítačů; přesto však vidíme z obr. 5,12, že souhlas je docela uspokojivý.



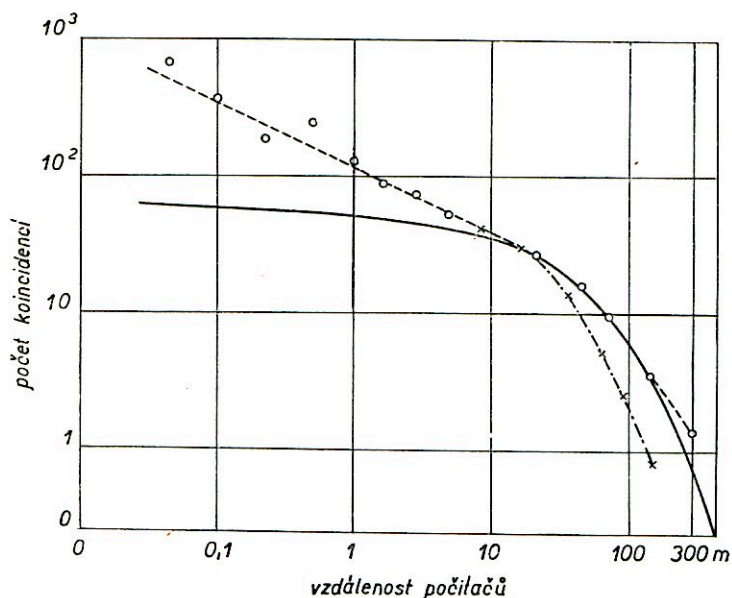
Obr. 5,12. Srovnání experimentálních dat Rossiho a Jánossyho s teoreticky předpokládanými křivkami. Plná křivka představuje rozdělení Pólyaovo, čárkovaná Poissonovo a čerchovaná křivka rozdělení Furryho.



Obr. 5,13. Počet spršek, způsobených neonisujícími zářeními (fotony) v olovu, v železe a v hliníku jako funkce tloušťky absorbátoru. Plné křivky představují experimentální data Trumpyho, čárkovanými křivkami je vyznačeno Poissonovo rozdělení.

Rozlišení elektrono-fotonové a mesonové složky spršek antikoincidenčním zapojením odstranilo rovněž rozpor mezi teorií a staršími experimentálními výsledky měření Rossiho křivky pod jinými materiály než je olovo [5,28], [5,29], [5,30]. Tato

měření vedla k výsledku, že Rossiho křivky různých materiálů vynesené v kaskádních jednotkách  $l$  jsou pro malé hodnoty  $l$  zcela totožné, kdežto podle teorie se dalo očekávat, že pro absorbatory s vyšším pořadovým číslem  $Z$  bude vrchol maxima koincidence položen výše než pro absorbatory s číslem  $Z$  nižším. Kritická energie  $E_k$  totiž klesá se vzrůstem  $Z$  a poměr  $\frac{E_0}{E_k}$  (kde  $E_0$  je primární energie, viz vzorec (5,7)) je tedy vyšší pro vyšší  $Z$ . Rossiho křivky těžkých absorbatůrů by tedy měly probíhat nad křivkami lehčích materiálů. Tento teoretický předpoklad



Obr. 5,14. Závislost počtu koincidence na vzdálenosti dvou počítačů. Čárkovaná křivka je vynesena podle počtu Eulerova a Wergelandova, plná křivka podle Molièra, čárkovaná podle experimentálních výsledků Augerových.

byl potvrzen pokusem, který provedl Trumpy [5,31] s počítači v antikoincidenčním uspořádání, podobném jako na schématu obr. 5,11, a jehož výsledky uvádíme na obr. 5,13. Trumpyho data souhlasí proto tak dobře s teoretickými křivkami, protože v jeho uspořádání je vyloučen vliv spršek, vyvolaných mesony (viz odst. 5,3,2, str. 161), které se značně uplatňují i v tenkých vrstvách absorbatůrů, a které starší měření zahrnovala do spršek elektronofotonové složky.

Koincidenčních počítačových soustav bylo s výhodou užito při studiu t. zv. Augerových spršek neboli rozsáhlých spršek ve vzduchu. Z kaskádní teorie plyne (konec odst. 5,2,1), že střední šířka spršky, již dala ve vzduchu vznik částice s energií řádu  $10^4$  MeV, je řádově několik set metrů. Tento předpoklad skutečně potvrdili Schmeiser a Bothe [5,32], Auger, Maze a Grivet-Mayer [5,33] a později Cocconi, Loverdo a Tongiorgi [5,34]. Auger měřil rozsáhlé spršky ve vzduchu jed-

noduše dvěma počítači v koincidenci, které byly položeny rovnoběžně a vodorovně, a jejichž vzdálenost byla postupně zvětšována až na 200 m. Výsledky jeho měření jsou uvedeny na obr. 5,14 ve srovnání s teoretickými křivkami, které odvodili z kaskádní teorie jednak Euler a Wergeland, jednak Molière. Sovětští fyzikové D. V. Skobelcyn a G. T. Zacepin ukázali, že Augerovy spršky nelze vyložit pouhým kaskádním rozmnožením elektronů, a že jsou jedním tvarem t. zv. elektrono-jaderných spršek (viz str. 160), které jsou způsobeny prvotními částicemi s energií řádově  $10^{10}$  MeV, a které obsahují vedle elektronů a fotonů také mesony a nukleony.

### 5.3. Mesony

Existenci mesonů, t. j. částic s hmotou menší než hmota protonu a větší než hmota elektronu, předpověděl z teoretických úvah o povaze nukleárních sil Yukawa r. 1935 [5,35]. Velká stabilita atomových jader nemůže být způsobena silami elektromagnetického původu; je nutno předpokládat, že mezi nukleony (protony a neutrony) v jádru se uplatňují zvláštní síly nového typu, t. zv. nukleární síly. Experimentálně bylo zjištěno, že vazbová energie jednotlivých nukleonů v jádru, t. j. energie, potřebná k uvolnění nukleonu z jádra, je přibližně stejná pro lehké i těžké prvky; z toho plyne, že nukleární síly mezi jednotlivými nukleony mají velmi krátký dosah a klesají se vzdáleností mnohem rychleji než třeba síly elektromagnetické nebo gravitační. Z těchto faktů a na základě formální analogie s elektromagnetickým polem dospěl Yukawa k závěru, že musí existovat „těžká kvanta“ nukleárního pole, analogická fotonům pole elektromagnetického. Jako v kvantové teorii záření lze za původ síly mezi dvěma elektrony považovat vzájemnou emisi a absorpci fotonů, tak v Yukawově teorii lze jádrové kohesní síly mezi nukleony přisoudit „virtuální“ výměně nabitých těžkých kvant mezi neutrony a protony v jádru. Tato hypotetická Yukawova kvanta se podstatně liší od fotonů: 1. Mají konečnou klidovou hmotu asi  $150 m_e$  (elektronových hmot), již je nutno postulovat pro výklad krátkého dosahu nukleárních sil. 2. Mají buď elektrický náboj kladný nebo záporný, neboť výměna kvant mezi protonem a neutronem musí být provázána výměnou náboje tak, že proton se mění v neutron a naopak; pro výklad sil mezi stejnými nukleony, t. j. mezi protonem a protonem, mezi neutronem a neutronem, byl později vysloven požadavek (Fröhlich) [5,36], že musí existovat rovněž těžká kvanta elektricky neutrální. 3. Pro výklad radioaktivity  $\beta$  bylo nutno požadovat, aby těžká kvanta byla nestabilní a rozpadala se za současného vyslání elektronu; jejich životní doba musí být kratší než  $10^{-7}$  s. Yukawova kvanta, nazvaná mesony, nemohou být emitována ze stabilních jader, protože takový pochod není energeticky možný, avšak dalo se očekávat, že při srážkách atomových jader s částicemi kosmického záření, jež mají velkou energii, může dojít k vyslání mesonů z jádra.

Brzo po Yukawově předpovědi byla existence mesonů skutečně potvrzena experimentálně Andersonem a Neddermeyerem [5,37], kteří systematicky studovali

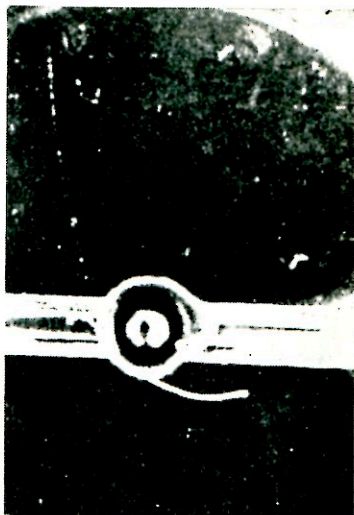
pomocí Wilsonovy komory vlastnosti částic pronikavé složky KZ (obr. 5,15). Ze zakřivení v magnetickém poli a ze ztráty energie v olovených deskách, vložených do komory, byla určována hmota pronikavých částic; bylo tak zjištěno, že v pronikavé složce KZ se vyskytují částice s hmotou asi  $200 m_e$ ; nesou buď kladný nebo záporný elektrický náboj. Když bylo prokázáno, že tyto částice jsou nestabilní a rozpadají se s životní dobou jen asi desetkrát delší, než požadoval Yukawa pro svá těžká kvanta, zdálo se skoro zřejmé, že nově objevené pronikavé částice KZ lze identifikovat s Yukawovými mesony.

Avšak při podrobnějším výzkumu vlastností mesonů v KZ se stále zvětšovaly rozpory mezi požadavky Yukawovy teorie a chováním experimentálně pozorovaných mesonů. Teprve použitím nové metody nukleárních fotografických emulsí (viz odst. 2,11) se r. 1947 podařilo Powellovi [5,38] objevit novou částici, nazvanou meson  $\pi$ , jejíž vlastnosti jsou ve shodě s vlastnostmi Yukawových částic. Andersonem objevené mesony byly potom nazvány mesony  $\mu$ . V posledních letech byla získána experimentální data o dalších těžších mesonech v KZ, označovaných mesony  $\kappa$ ,  $\tau$  a o nestabilních částicích, zvaných částice V.

### 5,3,1. Vlastnosti mesonů $\mu$ .

Hmota mesonů  $\mu$ . Při každém způsobu určování hmoty částice [odst. 2,10 a 2,11] je nutno stanovit dvě z těchto veličin: impuls, specifická ionisace, dolet. První určování hmoty byla prováděna na pomalých mesonech  $\mu$ , zabrzděných v plynu Wilsonovy komory. Měření prvních dvou veličin na pomalých částicích je však obtížné. Pomalá částice jeví totiž značný elastický rozptyl (odst. 4,3) na jádrech plynové náplně Wilsonovy komory a poloměr křivosti dráhy v magnetickém poli a tedy impuls částice lze proto stanovit velmi nepřesně. Rovněž průběh ionisace na dráze pomalé a proto silně ionisující částice lze ve Wilsonově komoře měřit jen se značnými obtížemi. Měření hmoty na pomalých mesonech vedlo proto jen k hrubému odhadu, že hmota mesonů  $\mu$  leží v intervalu 100 až  $400 m_e$ .

Přesné stanovení hmoty bylo provedeno ve Wilsonově komoře na mesonech rychlých, u nichž je rozptyl zanedbatelný a neruší určování poloměru křivosti dráhy. Protože specifická ionisace velmi rychlých částic je téměř konstantní a nezávislá na rychlosti [viz obr. 4,11], je nutno za druhou měřenou veličinu volit dolet. Rychlé mesony ovšem nemůže zastavit nevelké množství plynu v komoře;



Obr. 5,15. Andersonův snímek mesonu ve Wilsonově komoře s magnetickým polem. — Při průletu olovenou destičkou ztrácí meson převážnou část svého impulsu, je proto pod deskou silněji odchylován magnetickým polem a mnohem více ionisuje.



proto se do prostoru Wilsonovy komory vkládají desky husté látky, na př. olova nebo platiny. Nejdůkladnější měření tohoto druhu provedli Fretter [5,39], Retal-lack [5,40] a Brode [5,41]. Fretterova aparatura se skládá ze dvou Wilsonových komor, ovládaných soustavou počítačů, a umístěných nad sebou. Horní komora je vložena do magnetického pole asi 5000 oerstedů a slouží k určování impulsu mesonu z poloměru křivosti [odst. 2,10]. V dolní komoře je umístěno osm olověných desek s tloušťkou 1,2 cm; dolet mesonu je tedy měřen s přesností příslušnou tloušťce desky. Pro odfiltrování elektronů a pomalých mesonů je nad aparaturou umístěna vrstva 30 cm olova. Na přístroji v tomto uspořádání bylo provedeno velké množství měření, z nichž plyne pro hmotu mesonu  $\mu$  hodnota  $215 \pm 2m_e$ .

Hmotu mesonů  $\mu$  byla rovněž měřena metodou fotografických emulsi z průběhu zrnitosti a z elastického rozptylu dráhy (Goldschmidt-Clermont [4,16]), avšak výsledky nejsou tak spolehlivé jako při pokusech s Wilsonovou komorou.

Rozpad mesonů  $\mu$ . První snímek rozpadu mesonu  $\mu$  na elektron a neviditelná neutrina se podařilo získat r. 1940 (Williams a Roberts [5,42]). Ionisace zabrzděného mesonu byla velmi značná ve srovnání s nepatrnou hustotou kapek na dráze rozpadové částice (positronu). Impuls positronu byl podle zakřivení v magnetickém poli přibližně roven  $50 \text{ MeV}/c$ . Z průběhu ionisace bylo možno zjistit, že jde o částici s energií v relativistické oblasti, a že tedy její rychlost je skoro rovna rychlosti světla  $c$ ; proto lze kinetickou energii považovat za rovnou  $pc$ , t. j.  $50 \text{ MeV}$ . Protože celková energie, příslušná klidové hmotě mesonu  $\mu$ , je přibližně rovna  $100 \text{ MeV}$  ( $1 m_e$  přísluší asi  $0,5 \text{ MeV}$ ), připadá na positron asi polovina celkové energie; z toho podle zákonů zachování energie impulsu plynulo, že meson  $\mu$  se rozpadá na dvě částice, které mají stejný impuls opačného směru a přibližně stejnou energii. Druhá částice, jež nezanechává za sebou viditelnou stopu, musí mít rovněž nepatrnou nebo nulovou klidovou hmotu, je to tedy neutrinum nebo foton.

Dalšími výzkumy bylo sice potvrzeno, že meson  $\mu$  se rozpadá za současného vyslání elektronu (záporného nebo kladného), avšak předpoklad rozpadu na dvě částice podle schématu  $\mu \rightarrow e + \nu_0$  (neutrinum) nebo  $\mu \rightarrow e + h\nu$  (foton) se ukázal nesprávný. Anderson pozoroval r. 1947 dva případy, kdy energie rozpadového elektronu byla jenom asi  $25 \text{ MeV}$ , a nikoliv konstantní a rovna  $50 \text{ MeV}$ , jak se do té doby předpokládalo. Rozbor energetického rozložení elektronů, vznikajících při rozpadu mesonů  $\mu$ , provádělo potom mnoho pracovníků různými metodami. G. B. Ždanov a A. A. Chajdarov ukázali, že rozpadové elektrony jsou v tuze pohlcovány silněji než předpokládané elektrony s energií  $50 \text{ MeV}$ . K těmž výsledku dospěl Steinberger [5,43] z měření absorpce rozpadových částic v jiných pevných látkách. Přímé změření energetického spektra rozpadových elektronů provedli potom jednak Leighton [5,44] se svými spolupracovníky Wilsonovou komorou, jednak Brown [5,45] a Davies [5,46] metodou fotografických emulsi. Oběma metodami se dospělo k stejnému výsledku, že energie elektronu, vyslaného při rozpadu mesonu  $\mu$  není konstantní, ale může mít libovolnou hodnotu v rozmezí od

nuly až do 55 MeV. Hodnota 55 MeV se shoduje s maximální přípustnou energií rozpadového elektronu, vypočítanou podle zákonů zachování energie a impulsu za předpokladu, že meson s hmotou  $215 m_e$  se rozpadá na elektron a jednu nebo více neutrálních částic s nulovou klidovou hmotou. Maximum křivky Leightonova energetického rozdělení rozpadových elektronů leží v oblasti 35 až 40 MeV. Kdyby se meson rozpadal podle starého schématu  $\mu \rightarrow e + \nu_0$ , byla by uvedená hodnota maximální přípustné energie elektronu 55 MeV jedinou možnou hodnotou, a energie rozpadových elektronů by se tedy nemohla spojitě měnit. Pozorované rozdělení energie elektronů nejpohodlněji vyložíme za předpokladu, že meson  $\mu$  se rozpadá na elektron a dvě neutrální částice s nepatrnou nebo nulovou klidovou hmotou (neutrino),  $\mu \rightarrow e + \nu_0 + \nu_0$ . Součet impulsů všech tří částic musí být roven nule, protože pozorovaný meson se rozpadá v klidu; impuls i energie však mohou být mezi jednotlivými rozpadovými částicemi rozděleny libovolně, podobně jako je tomu při radioaktivním rozpadu  $\beta$ , a energetické spektrum je proto spojitě. Průměrně odnáší každá částice třetinu klidové energie mesonu  $\mu$ , t. j. asi 35 MeV. Z uvedeného rozpadového schématu plyne snadno hodnota spinu mesonu  $\mu$ . Protože spin elektronu je roven  $\frac{1}{2}$  a součet spinů obou neutrin může být buď 0 nebo 1, dostáváme pro spin mesonu  $\mu$  hodnotu  $\frac{1}{2}$  nebo  $\frac{3}{2}$ . Pro výklad rozpadu mesonu  $\pi$  podle schématu [odst. 5,3,2]  $\pi \rightarrow \mu + \nu_0$  je lépe předpokládat, že spin mesonu  $\mu$  je roven  $\frac{1}{2}$ . Není ovšem zcela jisto, zda neutrální částice, které jsme označovali  $\nu_0$ , jsou stejného druhu a zda jsou to skutečně neutrino.

Životní doba mesonů  $\mu$ . Při výzkumu absorpce KZ bylo již dávno pozorováno, že pronikavá složka je ve vzduchu mnohem více absorbována než ve vrstvě husté látky, která je svou absorpční schopností rovnocenná danému sloupci vzduchu. Tuto t. zv. anomální absorpci pronikavé složky lze snadno vysvětlit nestabilitou mesonů  $\mu$ , které tvoří hlavní součást tvrdé složky KZ. Ve vrstvě řídké hmoty vzduchu probíhá daný meson mnohem delší dráhu, t. j. pohybuje se v ní mnohem delší dobu než v ekvivalentní tenké vrstvě husté látky (na př. olova), a během této doby se může rozpadnout. Absorpce mesonů ve vzduchu je tedy způsobena jednak ionizačními ztrátami, právě tak jako v hustém prostředí na př. olověného absorbátoru, jednak ještě samovolným rozpadem mesonů. Hustou hmotou projde meson za velmi krátkou dobu, takže pravděpodobnost jeho rozpadu během této doby je nepatrná.

Abychom pro jednoduchost nemuseli brát ohled na brzdění mesonů při průchodu hmotou, odvodíme nejprve základní vztahy pro určení životní doby nestabilních částic za předpokladu, že se rozpadají ve vakuu. Je-li  $N_0$  počet mesonů v čase  $t = 0$ , pak průměrný počet  $N(t)$  mesonů, nerozpadlých v čase  $t$ , je  $N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$  kde  $\tau_0$  je střední životní doba.

Při určování střední životní doby mesonu, pohybujícího se vzhledem k pozorovateli rychlostí  $v$ , srovnatelnou s rychlostí světla  $c$ , musíme přesně rozlišovat mezi souřadnicovým systémem letícího mesonu a klidovou souřadnou soustavou

pozorovatele. Označíme-li  $\tau_0$  vlastní životní dobu mesonu v systému letícího mesonu, pak následkem relativistického prodloužení času bude zdánlivá životní doba  $\tau$  mesonu v klidové soustavě pozorovatele rovna

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} .$$

Střední dolet  $L$  mesonu před rozpadem je

$$L = \tau v = \frac{\tau_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} .$$

Ze vztahu pro impuls  $p$  mesonu

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

kde  $m_0$  je klidová hmotu mesonu, dostáváme potom

$$L = \frac{p}{m_0} \tau_0 , \quad \text{čili} \quad \tau_0 = \frac{L m_0}{p} . \quad (5,10)$$

Z této rovnice vidíme, že dolet  $L$  je přímo úměrný impulsu  $p$ , kdežto pravděpodobnost rozpadu  $w$  během 1 cm dráhy je nepřímo úměrná impulsu. Rozdíl absorpce mesonů v tenké vrstvě husté látky a v ekvivalentní vrstvě řídkého materiálu se proto bude projevovat nejvíce v oblasti malých impulsů. Známe-li impuls  $p$  a hmotu  $m_0$ , můžeme z doletu  $L$  stanovit střední životní dobu  $\tau_0$ .

Experimentální uspořádání pokusů, jimiž byla určována životní doba mesonů  $\mu$  z absorpční anomálie, lze schematicky popsat takto: Na dvou stanicích, mezi nimiž je výškový rozdíl  $h_1 - h_2$ , se provádí registrace mesonů, které mají stejný impuls; nad registračním přístrojem na horní stanici je umístěna vrstva absorbatóru, rovnocenná svou brzdící schopností vrstvě vzduchu mezi oběma stanicemi. Kdyby mesony byly stabilní, musel by být počet částic  $N_1$ , zaznamenaných na horní stanici, roven počtu částic  $N_2$ , pozorovaných na stanici dolní. Vlivem samovolného rozpadu na dráze  $h_1 - h_2$  se však na dolní stanici objeví mesonů méně, a poměr  $\frac{N_2}{N_1} = W$  udává pravděpodobnost  $W$ , že se meson radioaktivně nerozpadne na dráze mezi oběma stanicemi. Pro mesony daného impulsu ve vakuu by platilo

$$W = \frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{h_1 - h_2}{L}} , \quad L = \frac{-(h_1 - h_2)}{\lg W} . \quad (5,11)$$

Protože ve vzduchu jsou mesony brzděny ionizačními srážkami, nelze považovat impuls  $p$  za konstantní, a výraz pro  $L$  musíme podle toho upravit. Je však pohodlnější ponechat definici (5,11) středního doletu  $L$  beze změny, avšak do rovnice (5,10) zavést t. zv. účinný impuls  $p$ , definovaný s ohledem na brzdění poměrně složitým výrazem (Rossi [5,47]), který tu proto neuvádíme.

Měření životní doby  $\tau_0$  mesonů  $\mu$  z absorpční anomálie provedlo popsáním způsobem mnoho badatelů. Jejich výsledky se však vzájemně dosti značně liší vlivem rozdílných experimentálních podmínek a nestejného geometrického uspořádání pokusů. Nejpřesnější měření Rossiho [5,48] a Cocconioho [5,49], prováděná pomocí počítačových aparatur, umístěných ve výšce 3250 m a 1620 m vedla k hodnotě  $\tau_0 = (3,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$  s. Při pokusu, který byl proveden ve Vysokých Tatrách r. 1950 [5,50] a při němž byly exponovány nukleární fotografické emulze jednak na Lomnickém Štítě (2640 m) pod vrstvou 12 cm olova, jednak na Skalnatém Plese (1780 m) bez jakéhokoliv absorbátoru, byla stanovena hodnota  $\tau_0 = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$  s. Tato hodnota je v dosti dobrém souhlasu s hodnotou  $\tau_0 = 2,15 \cdot 10^{-6}$  s, jež byla získána při měření střední životní doby mesonů  $\mu$  v klidu metodou zpožděných koincencí. Téměř všechny pokusy s nepřímým určováním  $\tau_0$  z absorpční anomálie vedou k vyšším hodnotám než je přímo změřená hodnota  $\tau_0 = (2,15 \pm 0,07) \cdot 10^{-6}$  s. Tento rozdíl lze vyložit předpokladem, že mesony nevznikají jenom v nejhořejší vrstvě atmosféry, ale částečně rovněž ve vrstvách nižších a tedy i ve vrstvě  $h_1 - h_2$  mezi pozorovacími stanicemi. Tím vzrůstá hodnota  $W$  a tedy také dolet  $L$ , definovaný vztahem (5,12), což se projeví ve zdánlivém prodloužení životní doby  $\tau_0$ . Anomální absorpce mesonů  $\mu$  je hlavní příčinou změn intenzity KZ v závislosti na teplotě atmosféry a na barometrickém tlaku (odst. 3,7 a 3,8). Mesony nejsou prvotními částicemi, nýbrž vznikají v horních vrstvách atmosféry; změny teploty nebo tlaku mění nadmořskou výšku oblasti, v níž nastává vznik mesonů, a mění rozložení vzdušné hmoty nad místem pozorování; tím je způsobeno zkracování nebo prodlužování dráhy, již mesony probíhají od místa svého vzniku do místa pozorování.

Přímé a přesnější určení životní doby mesonů  $\mu$  provedl nejprve Rasetti [5,51] a po něm řada dalších autorů [5,52], [5,53] metodou zpožděných koincencí. Tato metoda v podstatě záleží v tom, že se vhodným uspořádáním počítačů stanoví časový interval mezi okamžikem vstupu mesonu do určité vrstvy absorbátoru a okamžikem, kdy rozpadový elektron z absorbátoru vylétne. Z velkého počtu takových měření získáme rozpadovou křivku mesonů  $\mu$ , z níž můžeme stanovit poločas rozpadu. Rozložení pozorovaných hodnot časového zpoždění je ve shodě s předpokládaným exponenciálním tvarem rozpadového zákona, podobně jako je tomu při rozpadu radioaktivních látek. Vyneseme-li totiž na osu pořadnic logaritmus počtu částic a na osu souřadnic délku intervalu zpoždění, dostáváme tak v semilogaritmických souřadnicích lineární úbytek počtu částic s časem, z čehož plyne, že rozpadový zákon je exponenciální. Sklon takto získané rozpadové křivky určuje střední životní dobu mesonů  $\mu$ . Tímto způsobem byla získána přesná hodnota  $\tau_0 = (2,15 \pm 0,02) \cdot 10^{-6}$  s, která je nyní všeobecně považována za nejspolehlivější.

Vzájemné působení mesonů  $\mu$  s atomovými jádry. Již r. 1940 naznačili Tomonaga a Araki [5,54], že kladné a záporné mesony  $\mu$  by se měly chovat různě po svém zabrzdění v hmotném prostředí. Záporný meson, zpomalený ne-

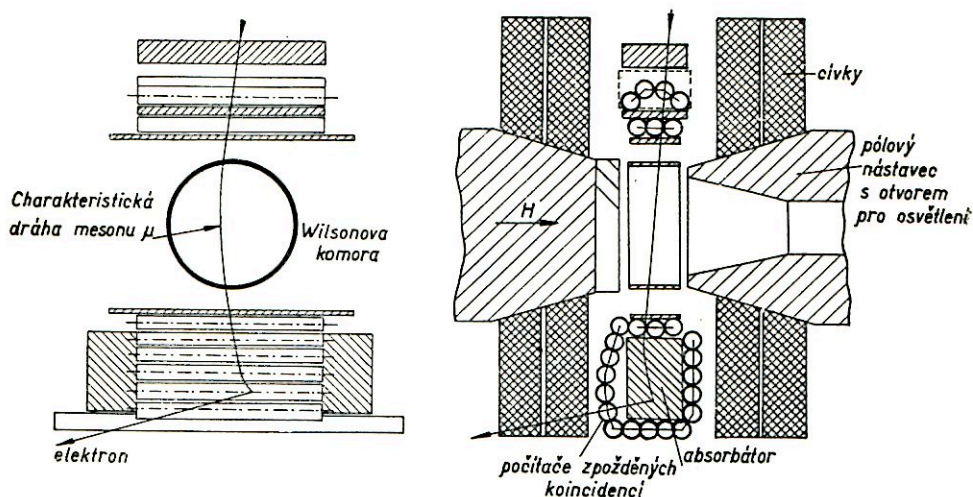
elastickými srážkami, by měl být zachycen na některé Bohrově oběžné dráze v blízkosti jádra a potom pohlcen jádrem. Protože meson  $\mu$  má hmotu asi 200 krát větší než elektron, bude ve stavu nejnižší energie asi 200 krát blíže k jádru než elektron ve své hladině  $K$ , a po velkou část doby svého „oběhu“ bude vlastně uvnitř jádra. Protože teorie předpovídá, že oba pochody, zachycení i nukleární absorpce mesonu, probíhají v době mnohem kratší než je životní doba  $\tau = 2,15 \cdot 10^{-6}$  s, musí být záporný meson  $\mu$  pohlcen v jádru dříve než by se mohl rozpadnout. Naopak kladný meson  $\mu$  se nikdy nemůže přiblížit k jádru dostatečně blízko, aby mohl být zachycen, protože je odpuzován elektrostatickými silami, a proto by měl zůstat volný až do okamžiku svého samovolného rozpadu.

O experimentální potvrzení správnosti těchto úvah se pokusili r. 1947 Conversi, Pancini a Piccioni [5,55]. Použili zlepšené metody Rossiho [5,52], při níž jsou mesony odchylovány ve zmagnetovaném železe tak, že do registračního zařízení dopadají podle směru magnetisace buď jenom kladné nebo jenom záporné mesony. Registračním zařízením byl výměnný absorbátor z různých látek (železo, tuha, hliník), obklopený soustavou G. M. počítačů zapojených tak, že bylo možno měřit délku intervalu mezi okamžikem vstupu mesonu do absorbátoru a okamžikem, kdy byl vyslán rozpadový elektron. Když byl absorbátor z látky s vysokým pořadovým číslem  $Z$ , na př. ze železa, byly skutečně téměř všechny záporné mesony  $\mu$  absorbovány; avšak v lehkých látkách (v tuze, v hliníku) bylo pozorováno, že značná část záporných mesonů  $\mu$  se rozpadá za současného vyslání elektronu a není tedy pohlcována v jádrech.

Doba, po kterou meson postupně klesá až na hladinu nejnižší energie kolem jádra, závisí samozřejmě na náboji jádra, avšak jak ukázal Fermi [5,56], musí být kratší než  $10^{-12}$  s. Proto se předpokládalo, že meson, zastavený v absorbátoru, se musí k jádru přiblížit v době mnohem kratší než je jeho životní doba. Je-li meson  $\mu$  skutečně totožný s Yukawovou částicí, t. j. s těžkým kvantem nukleárního pole, musí být interakce záporného mesonu  $\mu$  s jádrem silná a pravděpodobnost samovolného rozpadu nepatrná; nedalo se zatím říci, jakým způsobem se při nukleární absorpci mesonu uvolní energie, příslušející jeho klidové hmotě. Avšak výsledky pokusů Conversiho byly v rozporu s domněnkou, že mesony  $\mu$  lze považovat za Yukawovy částice. Na př. při interakci s jádry uhlíku zůstával záporný meson  $\mu$  na své oběžné dráze  $K$  po dobu řádově  $10^{-6}$  s aniž by nastala interakce s jádrem. Z toho plynulo, že meson  $\mu$  má interakci s jádrem o mnoho řádů slabší než postulovaný meson Yukawův.

Chování záporných mesonů  $\mu$ , zabrzděných v látkách s různým pořadovým číslem, byla věnována velká pozornost, protože mělo zásadní význam pro mesonovou teorii. V látkách s nízkým pořadovým číslem  $Z$  nastával spontánní rozpad záporných mesonů  $\mu$  a ze zpožděných koincidencí plynula hodnota životní doby přibližně  $2 \cdot 10^{-6}$  s; avšak v látkách s vyšším pořadovým číslem nebyly žádné zpožděné koincidence pozorovány, a z Conversiho výsledků se nedalo rozhodnout, zda je to způsobeno pohlcením záporných mesonů  $\mu$  v jádrech nebo zkrácením

životní doby mesonů vlivem silného elektrického pole v blízkosti jádra na dobu kratší, než byla rozlišovací schopnost počítačů, použitých při pokusech. Tuto druhou možnost výkladu, t. j. urychlení rozpadu mesonů v poli jádra, vyloučili svými pokusy jednak Ticho a Schein [5,57], jednak Valley a Rossi [5,58]. Použili k tomu aparatury, jejíž schema je naznačeno na obr. 5,16. Znaménko náboje dopadající částice lze určit ze smyslu zakřivení dráhy ve Wilsonově komoře, vložené do silného magnetického pole; počítače jsou uspořádány tak, že zpožděné koincidence



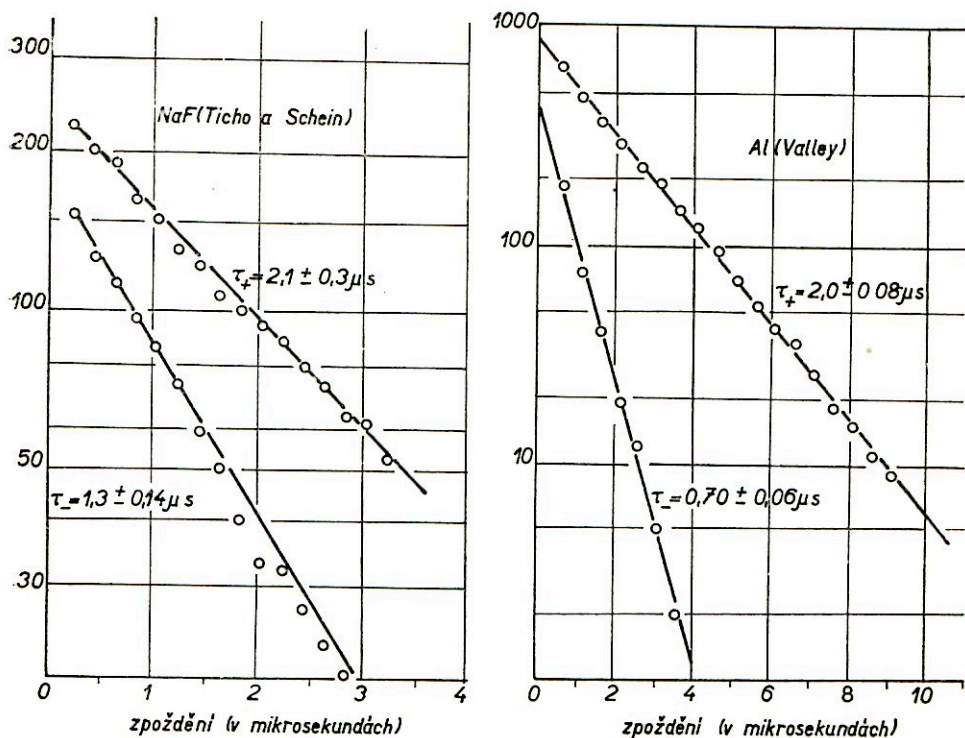
Obr. 5,16. Schema aparatury k přímému měření životní doby mesonů  $\mu$ .

lze měřit s přesností  $0,2 \cdot 10^{-6}$  s. Jako absorbátoru, v němž jsou mesony zabrzděny, bylo postupně užito látek s pořadovým číslem  $Z = 8$  až  $Z = 16$  (O, NaF, Mg, Al, S). Jestliže totiž záporné mesony  $\mu$  zmizely po svém zabrzdění v těžkých absorbátorech ( $Z > 26$ ) následkem pohlcení v jádrech, kdežto v lehkých látkách ( $Z < 6$ ) je pochod nukleární absorpce zanedbatelný a nastává v nich převážně jen samovolný rozpad, musí se u látek s pořadovým číslem  $Z$  uprostřed mezi  $Z_c = 6$  a  $Z_{Fe} = 26$  oba pochody (t. j. nukleární absorpce a samovolný rozpad) vzájemně prolínat; pozorovaná zdánlivá životní doba  $\tau_-$  záporných mesonů  $\mu$  je potom dána výrazem

$$\frac{1}{\tau_-} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_a},$$

kde  $\tau$  je životní doba vzhledem k spontánnímu rozpadu,  $\tau_a$  je životní doba vzhledem k nukleární absorpci. Pozorovaná zdánlivá životní doba  $\tau_-$  bude při vzrůstu  $Z$  postupně klesat, a poměrný počet pozorovaných rozpadových elektronů bude rovněž klesat se zvětšováním  $Z$  následkem vzrůstu absorpce mesonů v jádrech. Jestliže však je pozorované zkrácení životní doby záporných mesonů  $\mu$  v těžších ab-

sorbátorech způsobeno urychlením rozpadu v poli jádra, musí být poměrný počet rozpadových elektronů stejný jako v absorbátorech s malým  $Z$ . Výsledky pokusů zcela průkazně potvrdily správnost předpokladu o nukleární absorpci. Na obr. 5,17 je znázorněna závislost počtu rozpadových elektronů na době zpoždění pro mesony, zabrzděné jednak ve fluoridu sodném (NaF), jednak v hliníku (Al). Ze směrnice



Obr. 5,17. Rozpadové křivky kladných a záporných mesonů  $\mu$  a) ve fluoridu sodném (NaF), b) v hliníku (Al).

přímek  $\tau_-$  je zřejmé, že životní doba  $\tau_-$  v těchto látkách se přibližně rovná polovině životní doby kladných mesonů  $\mu$ , a že počet rozpadových elektronů vyslaných za jednotku doby, je rovněž zmenšen i pro nulové zpoždění.

Wheeler [5,59] teoreticky odvodil, že aspoň pro lehčí prvky je životní doba  $\tau_+$  záporných mesonů  $\mu$  vzhledem k nukleární absorpci přibližně nepřímo úměrná čtvrté mocnině pořadového čísla  $Z^4$  brzdícího materiálu. Experimentální data jsou v dobré shodě s touto předpovědí.

Cosyns a jeho spolupracovníci [5,60] zjistili, že asi 10% drah mesonů  $\mu_-$ , zastavených ve fotografické emulsi, je na konci doletu doprovázeno krátkou stopou pomalého elektronu s energií menší než 0,05 MeV. Z energetického rozložení těchto elektronů bylo lze soudit, že jde o Augerovy elektrony, vyslané z elektronového

obalu atomu při postupném klesání zachyceného mesonu do nižších energetických hladin atomového jádra stříbra nebo bromu.

Absorpce záporných mesonů  $\mu$  není téměř nikdy doprovázena emisí nabitě částice z jádra a proto lze soudit, že energie, příslušející klidové hmotě mesonu  $\mu$ , je odnášena nějakým neutrálním zářením. Piccioni [5,61] zjistil, že nukleární absorpce záporných mesonů  $\mu$  není nikdy provázena vysláním fotonů; bylo však průkazně potvrzeno (Sard [5,62]), že při nukleární absorpci mesonů  $\mu_-$  je z jádra vyslán neutron. Není obtížné odvodit, že nejjednodušším výkladem tohoto výsledku je předpoklad, že interakce mesonu s jádrem probíhá podle schématu  $P + \mu_- \rightarrow N + \nu_0$  (kde  $P$  je proton,  $N$  značí neutron,  $\nu_0$  je neutrino); z teoretických úvah plyne, že většinu energie odnáší v tomto případě neutrino, takže neutronu nezbyvá dost energie k případné další excitaci jádra při srážkách s nukleony v jádru.

Všechna uvedená fakta o slabé interakci mesonů  $\mu$  s atomovými jádry uvedla v pochybnost domněnku o totožnosti těchto mesonů s těžkými kvanty nukleárního pole. Teprve objevem mesonu  $\pi$  byla odstraněna řada rozporů mezi výsledky experimentálního výzkumu vlastností mesonů a požadavky teorie.

### 5,3,2. Vlastnosti mesonů $\pi$

Ještě dříve, než bylo experimentálním výzkumem vlastností mesonů  $\mu$  dokázáno, že je nelze ztotožňovat s těžkými kvanty nukleárního pole, předpovídali teoretičtí fyzikové, že musí existovat ještě jiné typy mesonů, související vzájemně geneticky, t. j. že určitý druh mesonů vzniká rozpadem jiného druhu mesonů (Möller [5,63]). Rozpor mezi velkým účinným průřezem pro vznik mesonů při srážkách nukleonů s nukleony a nepatrnou nukleární interakcí částic pronikavé složky KZ, vedl k domněnce (Marshak a Bethe [5,64]), že částice, vznikající při srážkách nukleonů, jsou těžší mesony, které se samovolně rozpadají s životní dobou asi  $10^{-8}$  s a vytvářejí tak pronikavé mesony  $\mu$ . Tato domněnka byla vyslovena jen o několik měsíců dříve, než členové skupiny prof. Powella v Bristolu ohlásili [5,38], že se jim podařilo pozorovat v nukleárních fotografických emulsiích rozpad těžšího mesonu na jiný lehčí meson. Ukázalo se, že asi jedna desetina mesonů, zabrzděných v emulsi, se takto rozpadá na lehčí meson, který je přitom vyslán v libovolném směru s konstantním doletem asi 600  $\mu$  (mikronů) v emulsi, čemuž přísluší kinetická energie asi 4,2 MeV. Konstantní dolet sekundárního mesonu je důkazem, že prvotní meson se rozpadá na dvě částice, které mají stejně velký impuls, avšak opačného směru; pozorovaný lehčí meson má stejný náboj jako meson prvotní, druhá rozpadová částice je neutrální a má nepatrnou nebo nulovou klidovou hmotu. Rozborem stop sekundárních částic bylo zjištěno, že jejich hmota je stejná jako hmota známých mesonů  $\mu$  pronikavé složky. Prvotní meson s větší hmotou byl nazván mesonem  $\pi$ .

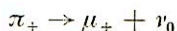
Bylo zjištěno, že rovněž asi desetina mesonů, zastavených v emulsi, dává vznik nukleárním desintegracím, při nichž jsou z jádra vysílány pomalé protony, částice  $\alpha$



a jiné částice; až do objevu mesonů  $\pi$  se předpokládalo, že tyto desintegrace jsou způsobeny zápornými mesony  $\mu$ , pohlcenými v jádrech stříbra nebo bromu v emulsi, a že je to týž pochod, který vede v těžkých absorbátorech k zmizení mesonů  $\mu$  – dříve, než dojde k jejich rozpadu na elektron a neutrino. Měřením průběhu ionisace těchto mesonů, které dávají vznik desintegracím jader v emulsi (t. zv. hvězdice  $\sigma$ , viz odst. 6,2,3), však bylo potvrzeno, že hmota těchto mesonů je stejná jako hmota mesonů  $\pi$ , rozpadajících se na mesony  $\mu$ . Tyto mesony  $\pi$ , dávající vznik desintegraci jádra, mají záporný náboj, kdežto kladně nabitě mesony  $\pi$  jsou po svém zabrzdění neschopny nukleární interakce a rozpadají se na mesony  $\mu$ . Mimo to byly pozorovány nukleární desintegrace, při nichž byly emitovány pomalé mesony  $\pi$ , které na konci své dráhy dávaly vznik dalším nukleárním desintegracím.

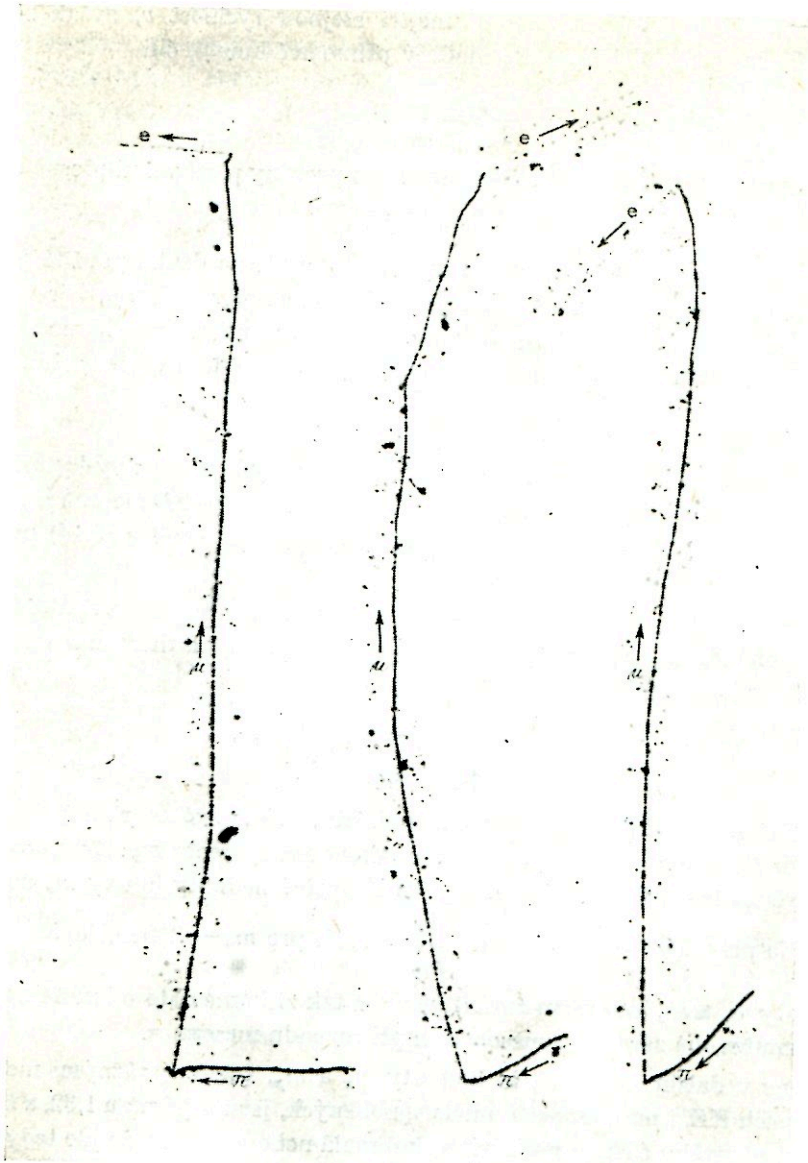
Z toho plynulo, že mesony  $\pi$  jsou patrně prvotními produkty nukleárních interakcí částic KZ s velkou energií, a že vzhledem ke své krátké životní době se rozpadají v letu a tak dávají vznik kladným i záporným mesonům  $\mu$  pronikavé složky.

Rozpad kladných mesonů  $\pi$ . Je-li kladný meson  $\pi$  zabrzděn ionizačními srážkami v prostředí, v němž se pohybuje, nemůže vzhledem k svému kladnému náboji vzájemně působit s atomovými jádry, které jsou v jeho blízkosti, a zůstává volný až do okamžiku svého samostatného rozpadu v klidu. Fotografické desky typu Ilford C 2 (viz odst. 2,1,1), na nichž byl rozpad mesonu  $\pi_+$  po prvé pozorován, nejsou citlivé na minimálně ionisující rychlé elektrony, a proto na nich nebylo ještě možno pozorovat kladný elektron, emitovaný při rozpadu sekundárního mesonu  $\mu_+$ . Od r. 1948 však jsou již vyráběny emulze, citlivé na všechny částice v libovolné oblasti energií, a na nich lze ověřit správnost rozpadového schématu



a dále  $\mu_+ \rightarrow e_+ + \nu_0 + \nu_0$ . Z tohoto schématu zároveň plyne hodnota spinu mesonu  $\pi$ , t. j. 0 nebo 1. Na obr. 5,18 jsou uvedeny tři mikrofotografie rozpadu mesonu  $\pi_+$  v citlivé emulsi typu Ilford G 5. V dolní části fotografií je vidět silnou stopu prvotního mesonu  $\pi$ , na jejímž konci v bodě *a* začíná slabší dráha mesonu  $\mu$ , jevící postupný vzrůst ionisace a rozptylu směrem ke konci doletu v horní části fotografie. Dolet všech mesonů  $\mu$  je přibližně stejný. Na konci stopy mesonu  $\mu$  je ve všech třech případech vidět dráhu slabě ionisující částice; proměřením těchto drah bylo zjištěno, že náležejí elektronům s energií menší než 55 MeV.

Ve fotografické emulsi je průměrná hodnota doletu mesonů  $\mu_+$  vyslaných při rozpadu mesonů  $\pi_+$  v klidu, přibližně 610  $\mu$ . Pozorované fluktuace kolem této hodnoty jsou způsobeny vedlejšími vlivy a nejsou v rozporu s předpokladem, že mesony  $\mu_+$  jsou emitovány s vždýcky stejnou rychlostí, a že meson  $\pi_+$  se rozpadá v klidu a nepředává rozpadovým produktům žádný impuls. Protože je počáteční rychlost a tedy rovněž velikost impulsu mesonu  $\mu_+$  konstantní, vyžaduje zákon zachování impulsu, aby byla zároveň vyslána jediná neutrální částice se stejně velkým impulsem opačného směru. Touto částicí může být foton, neutrino nebo těžší neutrální částice, zvaná neutretto.



Obr. 5,18. Příklady rozpadu mesonů  $\pi$  ve fotografické emulsi.

Známe-li dolet a hmotu částice, můžeme snadno určit její impuls a energii. Poměrná ionisační ztráta energie na jednotku délky dráhy závisí na náboji  $Ze$  částice a na její rychlosti  $v$ , nikoliv však na její hmotě (viz odst. 2,1,1). Pro částice s jednotkovým nábojem tedy platí, že  $\frac{dE}{dD} = f(v)$ . Protože  $E$  je funkcí hmoty

a rychlosti, plyne z tohoto vztahu, mající stejnou rychlost  $v$ , avšak rozdílné hmoty  $M$  a  $m$ , mají dolet  $D_M$  a  $D_m$  úměrný přímo své hmotě, čili

$$\frac{D_M}{D_m} = \frac{M}{m} . \quad (5,12)$$

Vztah mezi energií a doletem není lineární. Pro protony platí velmi přesně rovnice

$$E = kD^n , \quad (5,13)$$

kde konstanty  $k$  a  $n$  závisí na hmotě prostředí, na př. na druhu použité fotografické emulsi. Vyjádříme-li hmotu  $M$  nějaké částice, na př. mesonu  $\mu$ , v jednotkách hmoty protonu, dostaneme pro ni z rovnice (5,13) snadno vztah mezi energií a doletem ze známého vztahu pro protony; použijeme-li rovnice (5,12), máme

$$E = kM^{1-n} \cdot D^n . \quad (5,14)$$

Pro protony v emulsích typu Ilford C 2 jsou hodnoty konstant, vyskytujících se v rovnici (5,13), tyto:  $k = 0,251$ ,  $n = 0,581$ . Je-li střední dolet  $D$  mesonů  $\mu$  v emulsi  $D = 612$  mikronů a hmota  $M_\mu = 215 m_e$ , dostáváme z rovnice (5,14) pro jeho počáteční energii hodnotu  $E = 4,2$  MeV.

Označíme  $m_\pi$ ,  $m_\mu$ ,  $m_\nu$  postupně hmotu mesonu  $\pi$ , mesonu  $\mu$  a neutrální částice, a dále obdobě  $E_\pi$ ,  $E_\mu$ ,  $E_\nu$  energii těchto částic a  $p_\mu$  a  $p_\nu$  impuls mesonu  $\mu$  a neutrální částice. Ze zákonů zachování energie a impulsů plyne

$$m_\pi c^2 = m_\mu c^2 + m_\nu c^2 + E_\mu + E_\nu , \quad (5,15)$$

$$p_\mu = p_\nu . \quad (5,15')$$

Hodnotu  $E_\mu = 4,2$  MeV jsme určili z doletu, takže známe  $p_\mu$  a tedy rovněž  $p_\nu$ ; energii  $E_\nu$  proto můžeme stanovit pro jakoukoliv hodnotu  $m_\nu$ . Z rovnice (5,15) potom určíme hodnotu poměru  $m_\pi/m_\mu$  pro libovolné hodnoty hmoty  $m_\nu$  neutrální částice. Na př. pro  $m_\nu = 0$  dostáváme  $\frac{m_\pi}{m_\mu} = 1,32$ , pro  $m_\nu = 200 m_e$  je  $\frac{m_\pi}{m_\mu} = 2,1$ .

Hodnoty  $m_\pi$  a  $m_\mu$  lze ovšem změřit přímo a tak získáme data o hmotě neutrální částice, emitované zároveň s mesonem  $\mu$  při rozpadu mesonu  $\pi$ .

Uvidíme v dalším odstavci, že hodnoty  $m_\pi$  a  $m_\mu$ , změřené různými metodami na mesonech KZ, i na mesonech uměle vyrobených, jsou v poměru 1,32, a že proto hmota  $m_\nu$  neutrální částice musí být velmi malá nebo nulová, a že jde tedy o neutrino nebo foton. Nedávno dokázal jeden ze spolupracovníků Powellových [5,65], že druhou z těchto možností lze vyloučit. Za předpokladu, že při rozpadu mesonu  $\pi$  je vyslán foton, je směr jeho dráhy dán opačným smyslem ve směru stopy mesonu  $\mu$ , a jeho energie je rovněž dána rozdílem klidové energie mesonu  $\pi$  a součtu klidové a kinetické energie mesonu  $\mu$ , a je přibližně rovna 30 MeV. Fotony s touto energií dávají ve fotografické emulsi vznik elektronovým pářům s úhlem divergence asi  $3^\circ$ , který je půlen přibližně směrem původního fotonu. Z Coulombova rozptylu lze dosti přesně určit energie jednotlivých elektronů a tím i energii pů-

vodního fotonu. Z těchto údajů lze zjistit, zda určitý elektronový pár v okolí rozpadu mesonu  $\pi$  souvisí s rozpadem, nebo zda byl vytvořen fotonem zcela nezávislým. Proto byla v okolí rozpadů mesonu  $\pi$  systematicky prohlížena fotografická emulze desek, ozářených KZ, avšak žádný elektronový pár požadovaných vlastností nebyl nalezen na předpokládaných drahách fotonů v celkové délce 38 cm [5,65]. Protože střední volná dráha pro tvoření párů fotonů s energií 30 MeV je v emulsi rovna 6,5 cm, mělo být za daných podmínek pozorováno 6 elektronových párů. Vzhledem k zápornému výsledku těchto pozorování lze soudit, že neutrální částice, vyslaná při rozpadu mesonu  $\pi$ , je neutrino. Rozpad mesonu  $\pi$  je tedy novým nepřímým důkazem existence neutrina, t. j. neutrální částice s nepatrnou hmotou  $m_\nu < 0,1 m_e$ .

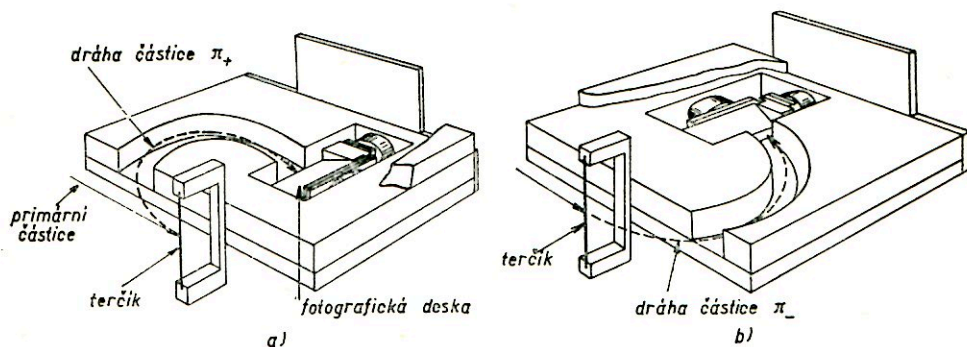
Hmoty mesonů  $\pi$ . Protože v odstavci 2,10 a 2,11 jsme se již podrobněji zabývali metodami určování hmoty částic, shrneme zde jen výsledky měření hmoty mesonů  $\pi$  různými způsoby. První použitou metodou bylo stanovení hmoty z doletu a z průběhu ionisace na drahách mesonů, končících ve fotografické emulsi. Tímto způsobem nelze určit absolutní hodnotu hmoty, nýbrž jenom poměr k hmotě známé částice na př. protonu. Vzhledem k tomu, že nelze stanovit okamžik, kdy která částice prolétla emulsi, nelze určit, jak dlouho působil vliv ztracení latentního obrazu a jak je následkem toho změněn pozorovaný průběh ionisace podél stopy. Proto první měření poměru  $m_\pi/m_\mu$  vedla k chybné hodnotě  $1,65 \pm 0,15$  [5,66]. Při pokusech s umělými mesony, kdy bylo možno zkrátit dobu expozice tak, že vliv ztracení latentního obrazu byl zanedbatelný, a kdy bylo lze získat velmi dlouhé dráhy mesonů téměř rovnoběžných s povrchem emulze, byla z doletu a ze změny hustoty zrn podél dráhy určena hodnota  $\frac{m_\pi}{m_\mu} = 1,35 + 0,05$ , jež dobře souhlasí s výsledky jiných metod [5,67].

K identifikaci mesonů s velkou energií se používá metody Coulombova rozptylu (viz odst. 4,3). Střední hodnota úhlu rozptylu  $\bar{\alpha}$  udává hodnotu kinetické energie v daném místě dráhy; změříme-li ještě dolet mesonu  $D$ , můžeme použít rovnice (5,14) k určení vztahu mezi doletem a kinetickou energií. Změřením úhlu  $\bar{\alpha}$  v několika místech dráhy lze potom hmotu částice odvodit ze závislosti  $\bar{\alpha}$  na zbytkovém doletu.

Nejpřesnější metody k určování hmoty mesonů záleží v současném určení jednak zbytkového doletu, jednak impulsu částic podle zakřivení v magnetickém poli. Tohoto způsobu bylo použito k stanovení hmot mesonů  $\pi$ , vyrobených uměle v synchrocyclotronu [5,68]. Zařízení, naznačené schematicky na obr. 5,19, bylo umístěno do vakuového tanku cyklotronu; protony nebo částice  $\alpha$  s energií až 360 MeV dopadaly na terčik v podobě tenkého pásku, z něhož pak byly emitovány mesony  $\pi_+$  i  $\pi_-$  všemi směry. Vhodnou úpravou výřezů v kovových krytech na fotografické desky bylo lze dosáhnout toho, že k měření byly vybrány jen mesony, emitované z terčiku ve směrech, svírajících se směrem primárních částic úhly menší než  $14^\circ$ . Určení bodu vzniku mesonu a poloměr křivosti dráhy v magnetic-

kém poli se dá určit s přesností tím větší, čím tenčí je terčik. Touto metodou byla pro hmotu záporných mesonů  $\pi_-$  získána hodnota  $m_{\pi_-} = (280,5 \pm 6) m_e$ , pro kladné mesony  $\pi_+$  poněkud menší hodnota  $m_{\pi_+} = (278 \pm 8) m_e$ , Hmotu mesonů  $\mu_+$  je podle těchto měření  $m_\mu = (212 \pm 6) m_e$ .

Podobného způsobu použil pro stanovení hmoty mesonů KZ Franzinetti [5,69]. Jeho uspořádání je uvedeno na obr. 2,38 a popsáno v odst. 2,11 na str. 59. Dospěl k hodnotě  $m_\pi = (281 \pm 7) m_e$ ,  $m_\mu = (217 \pm 4) m_e$ .



Obr. 5,19. Experimentální uspořádání k měření hmoty mesonů  $\pi$ , vyrobených uměle v synchrocyklotronu; hmota se stanoví z impulsu a doletu mesonů.

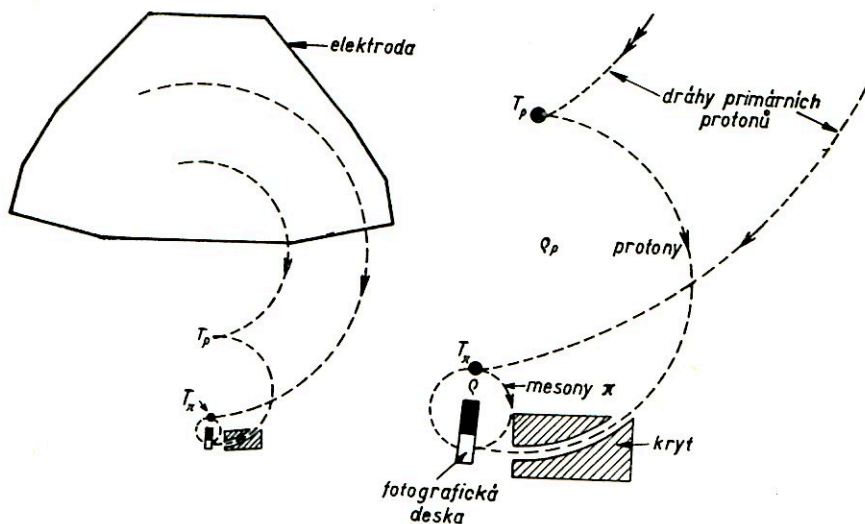
Wilsonova komora v magnetickém poli se nehodí k přesnému určování hmoty mesonů  $\pi$ , protože dolet částic lze stanovit se značnou nepřesností, která je dána konečnou tloušťkou olověných desek, v nichž se částice zastaví, a dále proto, že sekundární zjevy na konci doletu obvykle nelze pozorovat. V uspořádání, popsaném na str. 138 se ovšem tato metoda velmi dobře osvědčila při stanovení hmoty mesonů  $\mu$ .

Hlavním zdrojem chyb při prvních pokusech s umělými mesony v uspořádání, naznačeném na obr. 5,19 bylo nepřesné určení vztahu mezi doletem a energií protonů, z něhož byla odvozována závislost doletu na energii mesonů. Bishop a jeho spolupracovníci [5,70] proto navrhli metodu, která není závislá na absolutní velikosti magnetického pole a na přesné znalosti vztahu mezi energií a doletem. Pro dolet dvou částic se stejnou rychlostí a s hmotami  $M$  a  $m$  platí vztah (5,12); protože rychlost obou částic je stejná, jsou jejich impulsy  $H_0$  přímo úměrné klidovým hmotám, čili

$$\frac{M}{m} = \frac{D_M}{D_m} = \frac{(H_0)_M}{(H_0)_m}$$

Tento výraz je nezávislý na vztahu mezi doletem a energií. Stačí tedy, určíme-li hodnotu poměru impulsů  $H_0$  pro protony a pro mesony  $\pi$ , pro níž jsou hodnoty doletů těchto částic v témž poměru. Uspořádání pokusu je naznačeno na obr. 5,20. Celé zařízení je vloženo do vakuového prostoru synchrotronu. Terčičky  $T_p$  a  $T_\pi$

jsou zdroji protonů a mesonů  $\pi$ ; jsou umístěny vzhledem k fotografickým deskám tak, aby poměr poloměrů křivosti  $\frac{Q_p}{Q_\pi}$  zaznamenaných protonů a mesonů byl přibližně roven poměru jejich hmot. Při průletu deskou se mění rychlost a tedy i dolet mesonů mnohem rychleji než u protonů. Pro stanovení poměru hmot se proto určuje poměr doletů  $D_p/D_\pi$  a zároveň  $Q_p/Q_\pi$  postupně na úzkých prouzcích desky a průsečík přímkou experimentálních bodů a přímkou  $D_p/D_\pi = Q_p/Q_\pi$  udává



Obr. 5.20. Uspořádání, použité při stanovení hmoty uměle vyrobených mesonů srovnáváním impulsu a doletu protonů a mesonů  $\pi$ .

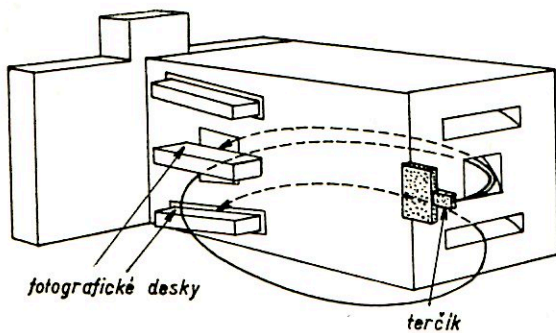
hodnotu poměru hmot  $m_p/m_\pi$ . Tak byla získána hodnota  $m_\pi = (276 \pm 6) m_e$ , považovaná dnes za nej přesnější hodnotu hmoty mesonu  $\pi$ .

Shoda v hodnotách hmoty, stanovených různými metodami, je zároveň důkazem, že hodnota náboje mesonů  $\pi$  je velmi blízká náboji elektronu. Bradner [5,71] ukázal, že se nemůže lišit od hodnoty náboje elektronu víc než o 3%, a že tedy náboj mesonu  $\pi$  je jednotkový. Není důvodu k domněnce, že by při rozpadu mesonu  $\pi$  byla vyslána nějaká částice s nábojem mnohem menším než je náboj elektronu, a že by tedy unikla pozorování.

Životní doba mesonů  $\pi$ . Odhad životní doby mesonů  $\pi$  KZ provedli nejprve členové Powellovy skupiny, kteří tuto částici objevili. Na horách ve výšce 3000 m nad mořem, kde byly jejich desky exponovány, dopadá proud rychlých nukleonů KZ, které v povrchových vrstvách země dávají vznik mesonům  $\pi$  s velkou energií; některé z těchto mesonů  $\pi$  jsou vysílány směrem vzhůru a při jejich rozpadu v letu jsou emitovány mesony  $\mu$  rovněž směrem vzhůru; dráha, kterou urazí tyto mesony  $\pi$

od povrchu země vzhůru, dříve než nastane jejich rozpad, závisí zřejmě na jejich životní době. Fotografické desky byly proto exponovány v několika různých výškách (v intervalech několika metrů) nad zemí, a ze směru stop v emulsi a z poměru počtu mesonů  $\pi$  a mesonů  $\mu$  na deskách z různých výšek byla odhadnuta dolní mez životní doby mesonů  $\pi$ . Tato měření [5,72] vedla k hodnotě  $\tau_\pi > 0,6 \cdot 10^{-8}$  s.

Nízká hodnota životní doby mesonů  $\pi$  je příčinou, proč meson  $\pi$  nemohl být pozorován ve Wilsonově komoře nebo metodou Geigerových-Müllerových počítačů.



Obr. 5,21. Přístroj k určování životní doby mesonů  $\pi$  z absorpční anomálie.

Většina mesonů  $\pi$  vznikajících při nukleárních desintegracích, má energii několika set MeV; ionizační ztráty tak rychlých částic jsou nepatrné, a většina mesonů  $\pi$  se proto vzhledem ke své krátké životní době rozpadne dříve než se zabrzdí ionizačními srážkami. Rozpad mesonu  $\pi$  v letu nelze pozorovat, protože ionizační i směrem se rozpadový meson  $\mu$  v tomto případě téměř neliší od prvotního mesonu  $\pi$ ; rozpad mesonu  $\pi$  zabrzděného

v plynové náplni Wilsonovy komory je zjevem velmi vzácným, a proto unikl pozorování.

Nejpřesnější určení životní doby mesonů  $\pi$  bylo provedeno na uměle vyrobených mesonech. Při dopadu rychlých částic  $\alpha$  vznikají v terčiku kladné i záporné mesony  $\pi$ . Záporné mesony  $\pi$ , emitované ve vhodném směru z terčiku (viz obr. 5,21), a s impulsem v úzkém intervalu hodnot, se v magnetickém poli pohybují po spirále v tunelu, vyříznutém v kovovém bloku, a dopadají na jednu z fotografických desek, umístěných nad sebou ve vzdálenosti, rovné stoupání spirály. Kdyby mesony byly stabilní a nerozpadaly se samovolně, ztrácely by se vlivem fokusačních efektů na své spirální dráze v magnetickém poli tak, že by jejich počet po proběhnutí určité dráhy byl nepřímo úměrný délce dráhy; jejich počet na horní a dolní fotografické desce by byl v poměru 3 : 1 (t. j. 3 půlobrátky spirály a jedna půlobrátkka). Mesony  $\pi$  se však rozpadají samovolně v letu, a ubude jich tedy ze svazku rozpadem tím více, čím delší je prolétnutá dráha (nastává obdoba „absorpční anomálie“ mesonů  $\mu$  ve vzduchu). Tím se změní poměr počtu pozorovaných mesonů na deskách, očekávaný pro stabilní částice. Velikost této změny je ovšem dána uspořádáním pokusu; aby pokus vedl k přesným výsledkům, musí být perioda pohybu mesonu  $\pi$  v magnetickém poli přibližně shodná s délkou jeho životní doby. Měření životní doby  $\tau_\pi$  záporných mesonů  $\pi$  touto metodou vede k hodnotám v rozmezí 0,9 až  $1,6 \cdot 10^{-8}$  s [5,73], [5,74].

Druhá metoda měření životní doby mesonů  $\pi$  je podobná způsobu stanovení

životní doby mesonů  $\mu$  ze zpožděných koincidencí (viz obr. 5,16). Vzhledem k tomu, že životní doba  $\tau_\pi$  je řádově  $10^{-8}$  s, nelze použít k registraci Geigerových-Müllero- vých počítaců, u nichž je doba mezi průchodem nabitě částice a vytvořením impulsu napětí dokonce větší než  $\tau_\pi$ ; proto ke změření rozpadové křivky mesonů  $\pi_+$  bylo použito scintilačních počítaců (viz odst. 2,5), jimiž lze rozlišit intervaly řádově  $10^{-9}$  s, a také fotonásobičů. Hodnota životní doby  $\tau_\pi$  kladných mesonů  $\pi$ , změřená tímto způsobem, je  $\tau_\pi = (1,65 \pm 0,33) \cdot 10^{-8}$  s [5,75], [5,76].

Na uměle vyrobených mesonech  $\pi$  bylo provedeno pozorování velkého počtu rozpadů mesonů  $\pi$ , aby se zjistilo, zda skutečně může nastávat rozpad jen podle schematu  $\pi \rightarrow \mu + \nu_0$ . Bylo zjištěno, že nejméně 95% kladných mesonů  $\pi$ , zabrzděných v emulsi, se rozpadá za současné emise mesonů  $\mu$ , že však u necelých 5% může nastat přímo rozpad  $\beta$ . Za předpokladu, že meson  $\pi$  se rozpadá těmito způsoby v uvedeném poměru, můžeme ze známé životní doby  $\tau_\pi \sim 10^{-8}$  s pro rozpad  $\pi \rightarrow \mu + \nu_0$  odvodit horní mez životní doby pro přímý rozpad  $\pi \rightarrow \beta + \nu_0$ . Dostáváme tak hodnotu  $\tau_\pi(\beta) > 20 \cdot 10^{-8}$  s =  $2 \cdot 10^{-7}$  s, která se téměř shoduje s životní dobou, požadovanou pro Yukawovy částice. Podle novějších měření je však pravděpodobnost rozpadu  $\pi \rightarrow \beta + \nu_0$  mnohem menší, takže mesony  $\pi$  nelze ztotožňovat s Yukawovými částicemi [5,94].

Nukleární absorpce záporných mesonů  $\pi$ . Nukleární desintegrace [viz odst. 6,2,3], způsobené mesony zabrzděnými ve fotografické emulsi, byly pozorovány již před objevem mesonu  $\pi$  a byly tehdy považovány za výsledek vzájemného působení mesonů  $\mu$  s jádry. Jejich studiem se zabývali P. I. Lukirskij a N. A. Perfilov, a dále hlavně skupina Powllova. Bylo zjištěno, že téměř všechny tyto t. zv. hvězdice  $\sigma$  jsou způsobeny zápornými mesony  $\pi$ , a že nejvyšší několik procent těchto hvězdic může vzniknout nukleární absorpcí mesonů  $\mu_-$ . Pokusy s uměle vyrobenými mesony dokazují, že víc než jedna čtvrtina záporných mesonů  $\pi$  končí v emulsi, aniž by dala vznik viditelné desintegraci jádra; v tomto případě jsou z jádra, které pohltilo meson  $\pi_-$ , vysílány rychlé neutrony, které nelze pozorovat, a snad také velmi pomalé nabitě částice, jejichž dolet je tak krátký, že unikají pozorování. V řídkém prostředí atmosféry se záporné mesony  $\pi$  rozpadají v letu a dávají tak vznik mesonům  $\mu_-$ . Po svém zabrzdění v emulsi se však téměř nikdy nerozpadají za současného vyslání mesonů  $\mu_-$ , ačkoliv mají velmi krátkou životní dobu vzhledem k rozpadu. Z toho plyne, že jejich interakce s nukleony je mnohem silnější než u mesonů  $\mu$ .

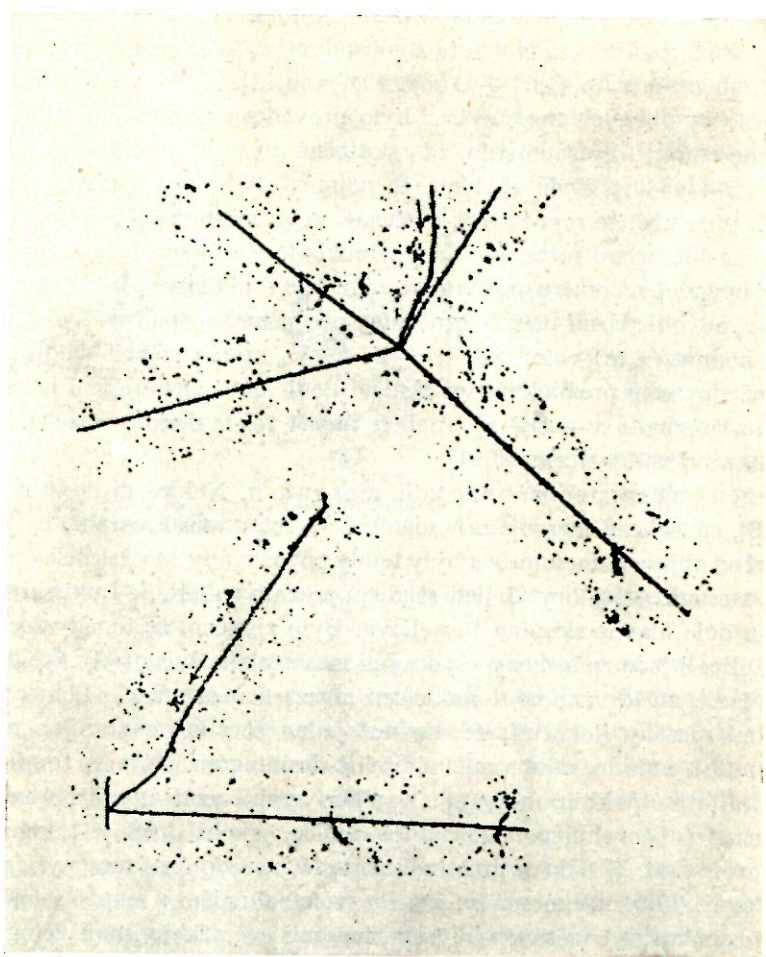
Mechanismus pohlcení mesonu  $\pi_-$  v jádru si můžeme představit tak, že v hustém prostředí emulse se meson  $\pi$  zabrzdí ionizačními srážkami během doby řádově  $10^{-12}$  s a může být potom zachycen v atomu na oběžné dráze, která je analogická Bohrově oběžné dráze  $K$  elektronu a jejíž poloměr je dán vzorcem

$$a_\pi = \frac{h^2}{4\pi^2 m_\pi Z e^2} .$$

Ve jmenovateli je místo hmoty elektronu téměř 300 krát větší hmota mesonu  $\pi_-$ , jinak je vzorec stejný, jako pro poloměr  $a_1$  první oběžné dráhy elektronu; proto



je poloměr  $a_\pi$  skoro 300 krát menší než  $a_1$ . Na této oběžné dráze se meson může buď rozpadnout, nebo je pohlcen v jádru. Protože nebyl pozorován rozpad mesonů  $\pi_-$  v hustých látkách, je zřejmě pravděpodobnost nukleární absorpce mnohem



Obr. 5,22. Desintegrace atomových jader lehkých prvků želatiny (C, N, O) způsobené pohlcením mesonu  $\pi$  v jádru.

větší než pravděpodobnost rozpadu, a tedy interakce mesonů  $\pi_-$  a jader musí být velmi silná.

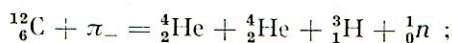
Pochod zachycení mesonů  $\pi_-$  v atomovém jádru byl podrobně studován na uměle vyrobených mesonech. Na desku byly střídavě nality vrstvy fotografické emulze a čisté želatiny. Tak bylo možno zhruba rozlišit pochody, které nastávají při nukleární absorpci mesonů  $\pi_-$  v jádrech lehkých prvků želatiny (C, N, O)

a v těžkých jádrech Ag nebo Br v emulsi. Na obr. 5,22 jsou uvedeny dva příklady desintegrace jader lehkých, na obr. 5,23 je vidět dvě typické desintegrace těžkých jader Ag nebo Br. U jader lehkých prvků dojde někdy k úplnému rozpadu jádra,



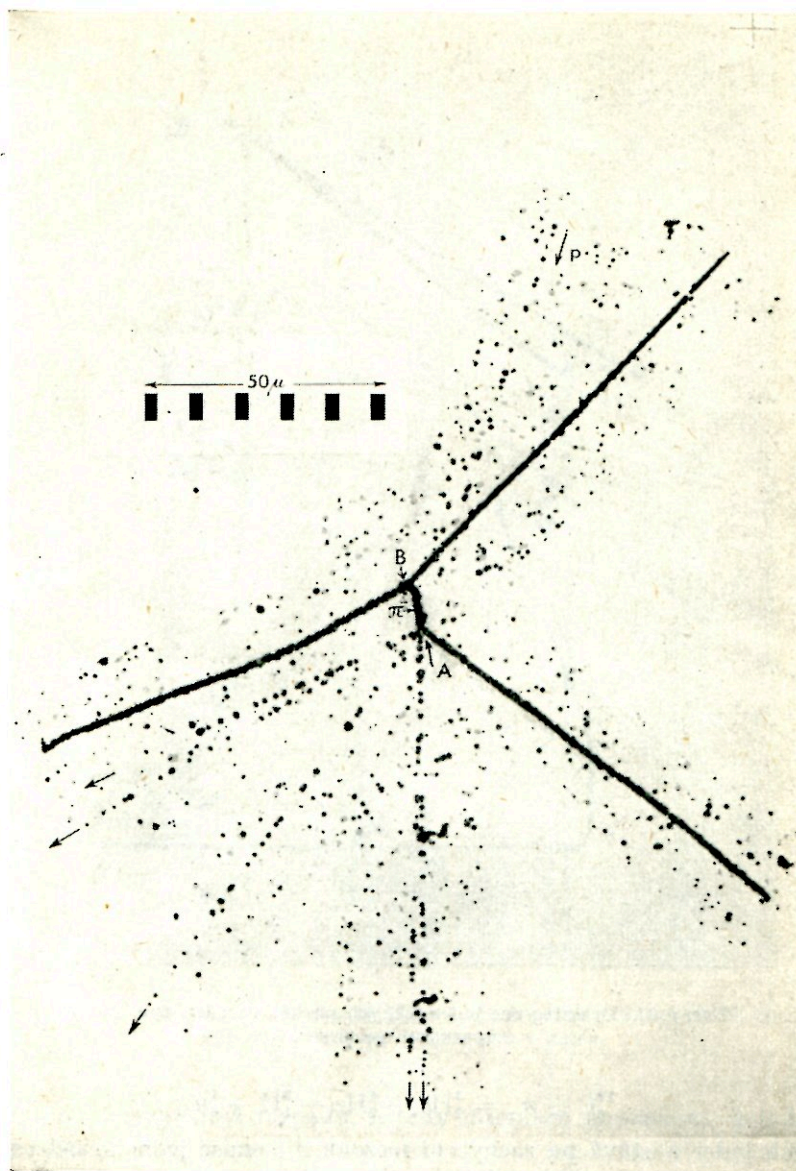
Obr. 5,23. Desintegrace jader těžkých prvků Ag a Br, způsobené zápornými mesony  $\pi$ .

na př.



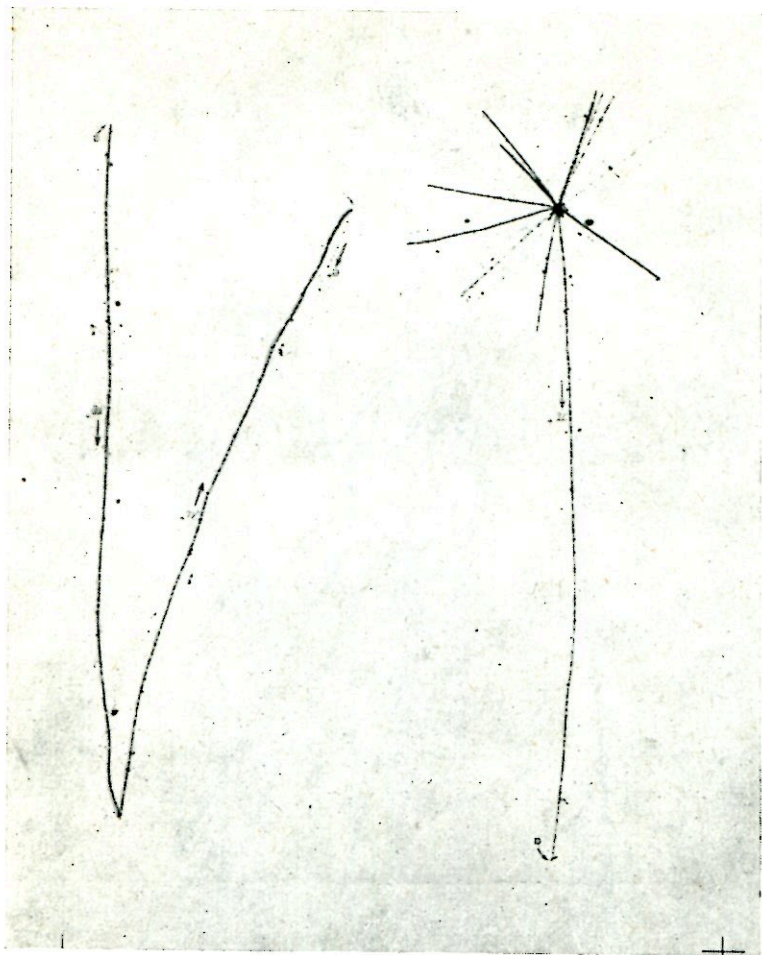
u těžkých jader nastává po zachycení mesonu  $\pi_-$  emise jednoho nebo několika rychlých nukleonů a vytvoření excitovaného jádra, které se potom postupně „vypaří“ (viz odst. 6,2,1). Dosud není nashromážděno dost experimentálního materiálu, aby mohl být kvantitativně vyložen postup desintegrace jádra při zachycení mesonu  $\pi_-$ .

Vznik mesonů v kosmickém záření. Vzhledem k silné interakci mesonů  $\pi$  s jádry se zdá na první pohled, že pravděpodobnost vytvoření mesonů  $\pi$  při srážce nukleonů musí být velká. Brzy po objevu mesonů byly ve fotografických emulsích



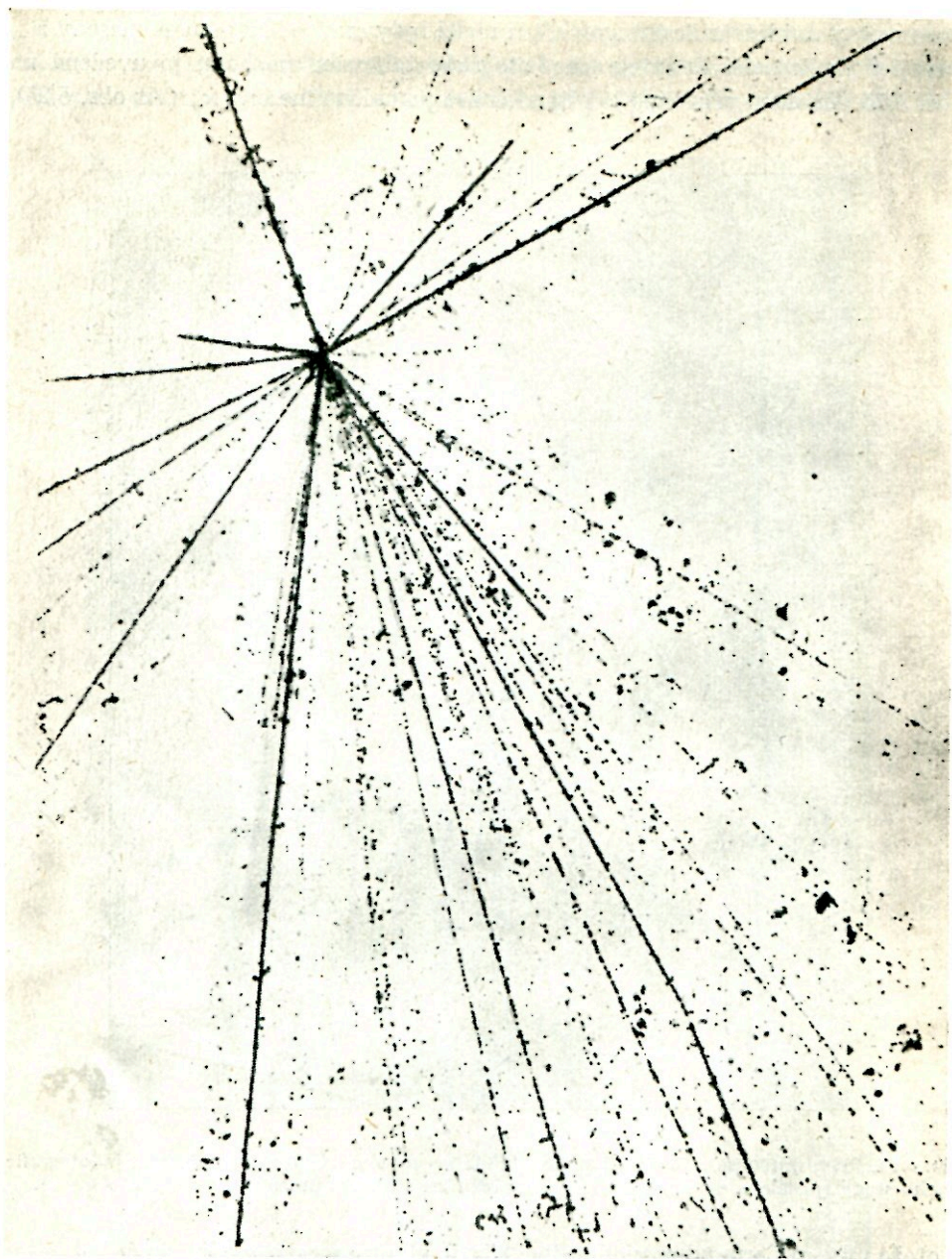
Obr. 5,24. Desintegraci jádra v bodě A způsobil velmi rychlý proton  $p$ ; z jádra bylo emitováno pět „sprškových“ částic (rychlých mesonů) ve směru šipek, pomalý proton (silně ionisovaná stopa směrem vpravo dolů) a pomalý záporný meson  $\pi$ , který v bodě B způsobil další nukleární desintegraci.

pozorovány nukleární desintegrace, při nichž byly emitovány pomalé mesony  $\pi_-$ , dávající vznik další desintegraci. Fotografie takového pochodu je uvedena na obr. 5,24. Mnohem vzácnější je případ emise pomalého mesonu  $\pi_+$  (viz obr. 5,25),



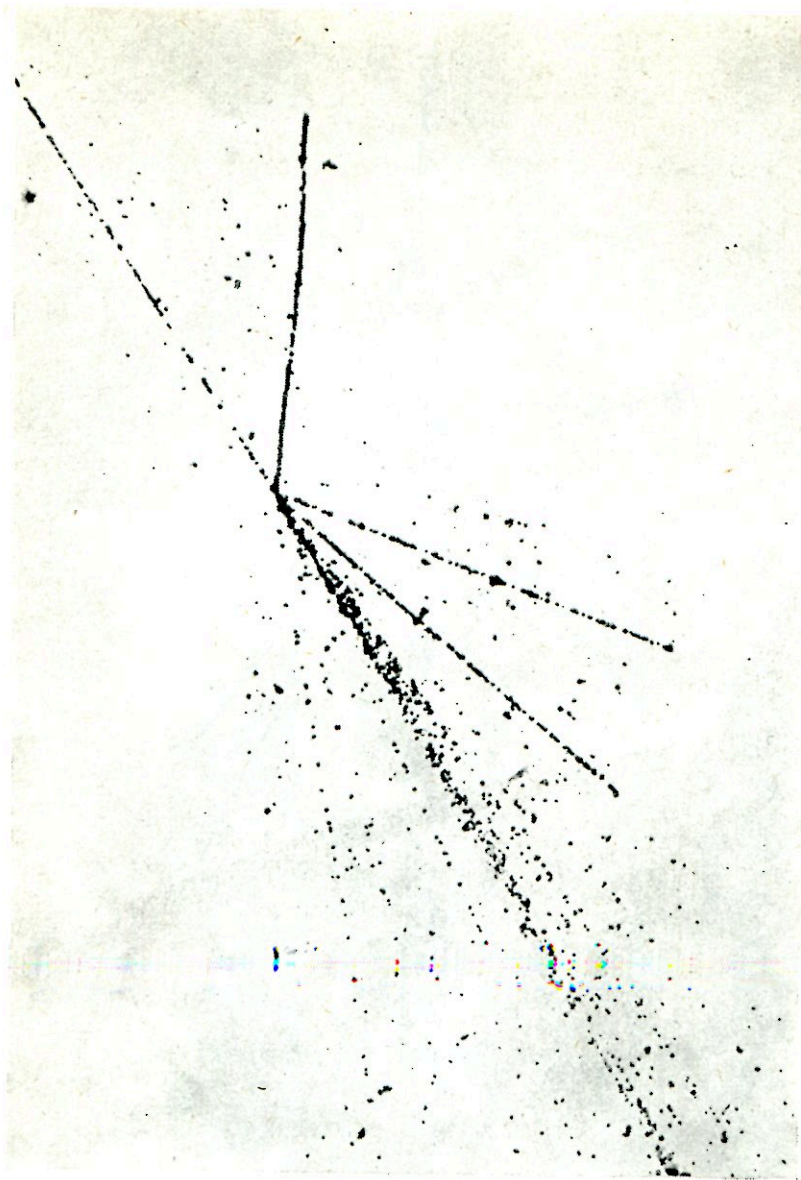
Obr. 5,25. Při rozpadu jádra byl vyslán pomalý kladný meson; z technických důvodů je fotografie jeho stopy rozdělena do dvou částí. Na obrázku lze sledovat postupný rozpad  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ .

protože vlivem Coulombovy odpuzivé síly je kladný meson  $\pi$  odpuzován od jádra a získává tím energii aspoň několika MeV; unikne proto z emulze, aniž by byl zabrzděn a mohl být identifikován podle svého rozpadu. Naopak záporné mesony jsou Coulombovým polem jádra brzděny a mohou proto z něho uniknout s velmi malou rychlostí, takže se snadno zabrzdí, jsou zachyceny dalším jádrem a způsobí jeho desintegraci.



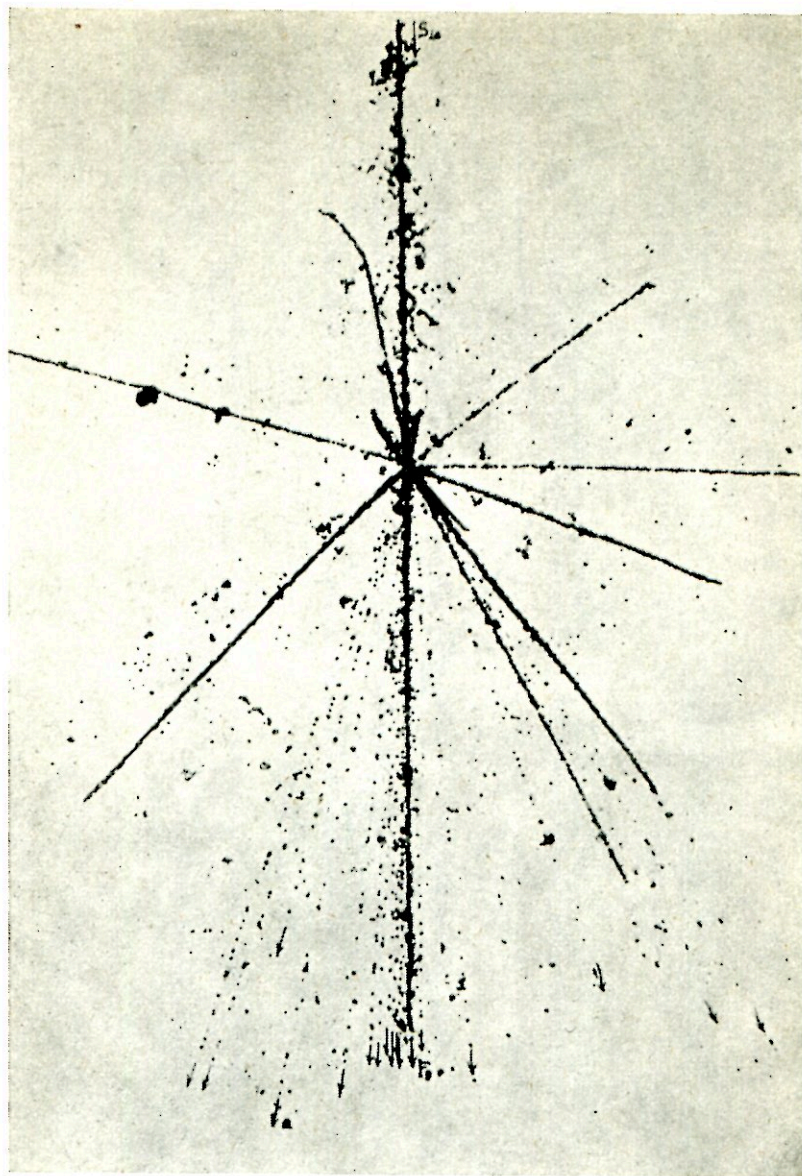
Obr. 5,26. Úplný rozpad jádra, způsobený částicí s energií  $E > 10\,000$  MeV; z jádra je vyslán velký počet „sprškových“ částic (převážně mesonů).

Mesony  $\pi$  unikají z jádra jako produkty interakce mezi nukleony. Nelze ovšem zcela vyloučit možnost, že jsou rozpadovými částicemi nějakých těžších nesta-



*Obr. 5,27.* Částice  $\alpha$ , jejíž stopa vede z pravého horního rohu obrázku, dává při své srážce s jádrem vznik desintegraci za současného vytvoření 35 „sprškových“ částic.

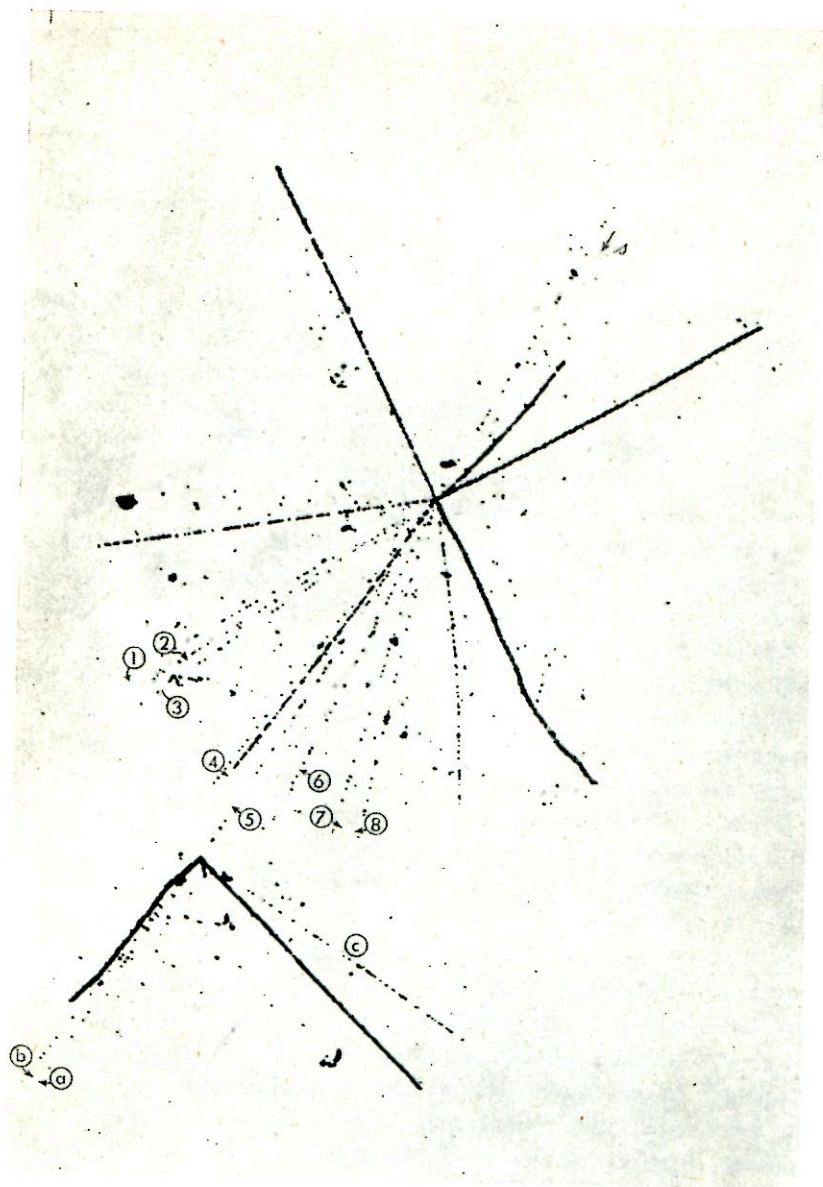
bilních částic, které jsou prvotně v jádru vytvořeny a rozpadají se s životní dobou tak krátkou, že jejich dráha není pozorovatelná ani ve fotografické emulsi. Pokusy s uměle vyráběnými mesony však potvrzují, že mesony  $\pi$  mohou vzniknout přímo a jednotlivě při srážce nukleonů; dolní hranice kinetické energie protonů, vytvá-



*Obr. 5,28.* Jádru síry  $S$  s nábojem  $Z = 13$  se při nukleární interakci s jádrem v emulsi samo rozpadlo; ve směru jeho původní dráhy bylo vysláno 6 částic  $\alpha$ .

řejících při dopadu na terčik mesony  $\pi$ , je méně než 200 MeV, a je tedy o málo vyšší než je klidová energie mesonu  $\pi$  (t. j. asi 140 MeV).

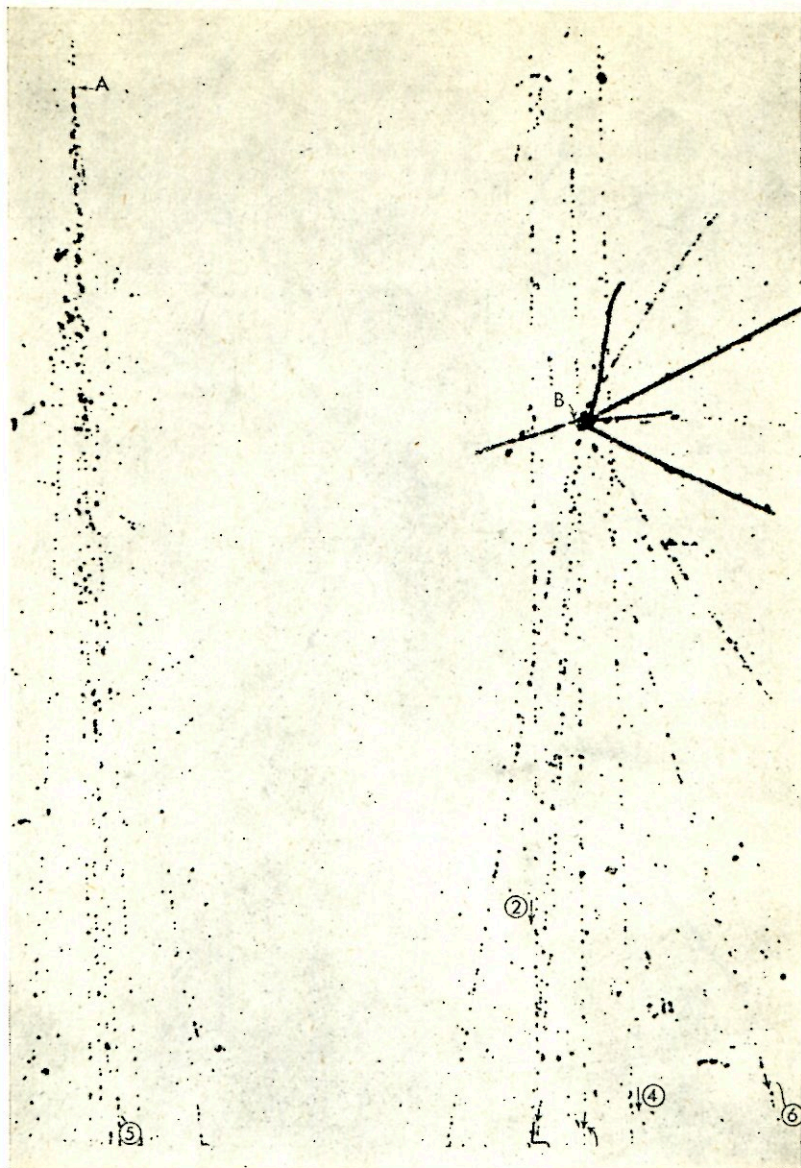
Dlouho studovaný zjev pronikavých spršek, které jsou někdy zvány též elektrojaderné spršky, byl uspokojivě vysvětlen teprve tehdy, když byly ve fotografických



Obr. 5,29. Dolní desintegrace této „dvojhvězdy“ byla způsobena nukleární interakcí jedné ze sprškových částic, vyslaných při horní desintegraci jádra.

emulsích pozorovány nukleární desintegrace, při nichž bylo z jádra vysláno až 50 „sprškových“ částic, identifikovaných většinou jako mesony  $\pi$  s energií několika set MeV. Na obr. 5,26, 5,27 a 5,28 jsou reprodukovány příklady takových spršek, způsobených částicemi KZ s velkou energií v emulsích desek, exponovaných při





Obr. 5,30. Rychlá částice  $p$  dává v bodě  $A$  vznik „spršce“ sedmi částic, z nichž jedna způsobuje v bodě  $B$  další rozpad jádra.

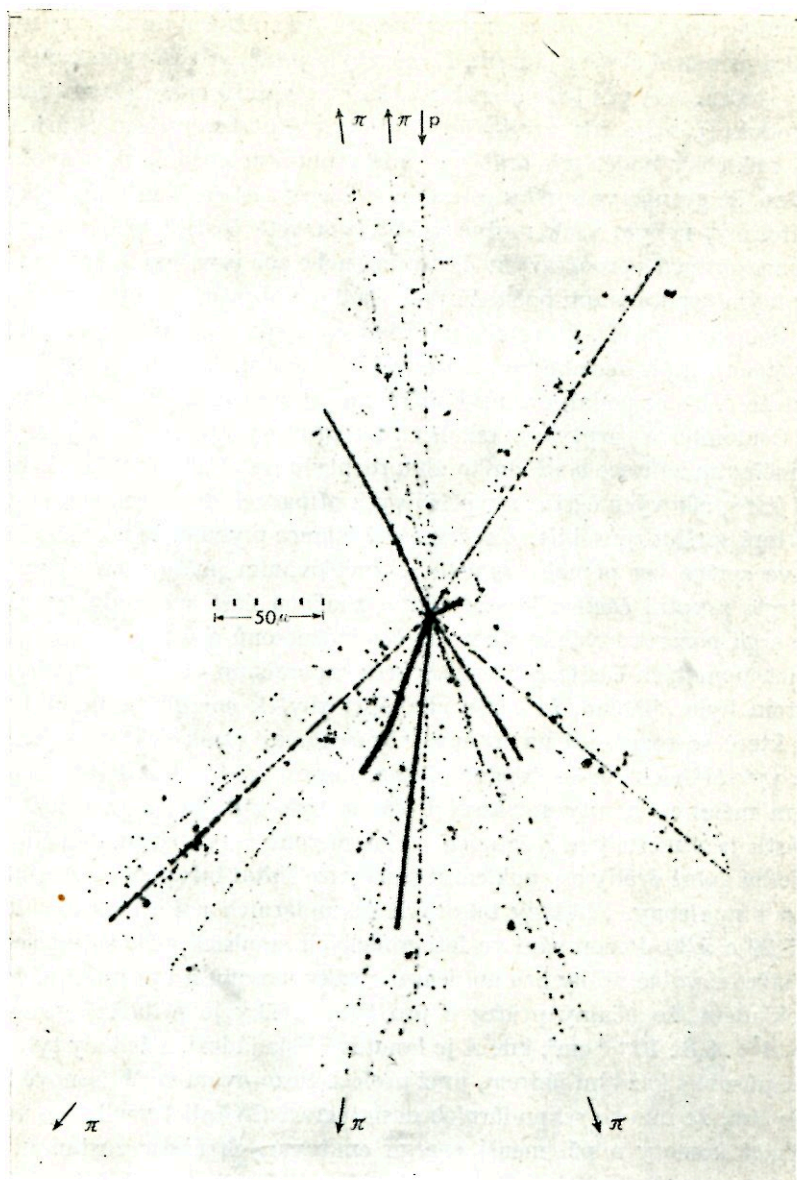
výstupu balonů do výšky 25 až 30 km nad mořem. Až do objevu pronikavých spršek na fotografických deskách bylo obtížné vyložit několik nejasností. Především nebylo známo, z jakých částic se pronikavé spršky skládají; zdálo se pravděpodobné, že jde především o protony emitované s velkou energií při srážce s pri-

márním nukleonem, a dále o mesony, vytvořené při srážkách nukleonů s nukleony při průniku primární částice jádrem. Dále nebylo jasné, jakým způsobem vznikají mesony v jádru, zda při jediné srážce nukleonu s nukleonem (t. zv. mnohonásobná produkce), nebo zda vznikají jednotlivě při postupných srážkách prvotní částice s nukleony podél její dráhy v jádru (plurální produkce). Konečně bylo pozorováno, že pronikavé spršky jsou doprovázeny částicemi měkké složky, elektrony a fotony, nebylo však možno zjistit, zda tyto částice vznikají přímo při desintegraci zároveň s pronikavými částicemi, nebo zda jsou sekundárního původu.

Důmyslným uspořádáním počítačů pod vhodně volenými absorbatory bylo sice nepřímě dokázáno [5,77], že pronikavé částice ve spršce vznikají rozpadem mesonů  $\pi$ , vyslaných při desintegraci jádra, nebylo však možno zjistit jejich energetické rozložení. To se podařilo teprve měřením impulsu částic metodou mnohonásobného Coulombova rozptylu v emulsích fotografických desek [4,16], [4,17]. Současným měřením ionisace a středního úhlu rozptylu lze určit energetické spektrum jednotlivých sprškových částic, a v příznivých případech dokonce i energii prvotní částice, která spršku způsobila. Z energetické bilance plynulo, že průměrná energie mesonů ve spršce jen pomalu vzrůstá se zvětšováním počtu mesonů ve spršce, a že energie prvotní částice je vždycky o značnou část své hodnoty větší než součet energií pozorovaných sprškových částic (mesonů a v menší míře protonů) a ostatních pomalých částic, vyslaných při evaporačním pochodu z jádra [5,78]. Brzo potom bylo zjištěno, že tento chybějící zbytek energie odnášejí neutrální mesony, které se rozpadají na fotony, jež zase dávají vznik elektronovým pářům, a tak se vytváří elektrono-fotonová složka, doprovázející pronikavé spršky.

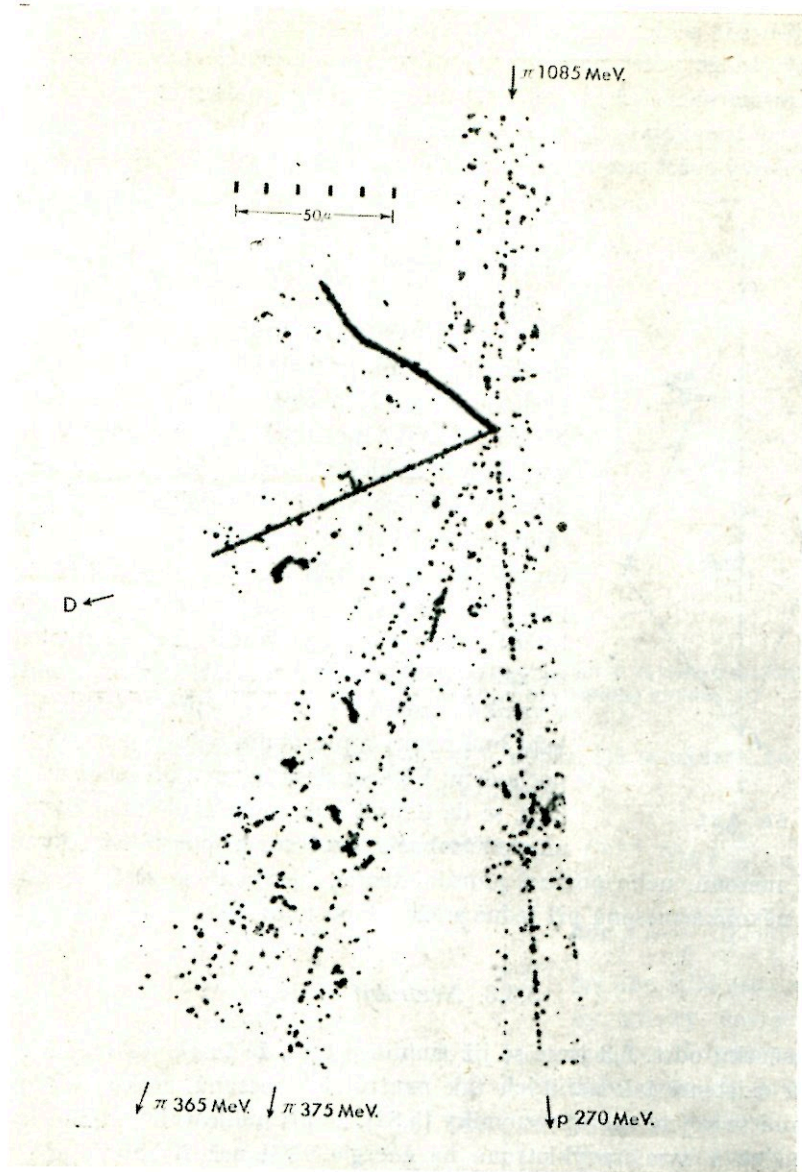
Primým měřením hmoty sprškových částic bylo zjištěno, že asi čtyři pětiny těchto částic jsou mesony  $\pi$ . Z četnosti srážek mesonů  $\pi$  s jádry emulze, čili z délky jejich střední volné dráhy pro nukleární srážky lze získat informace o síle interakce mesonů  $\pi$  s nukleony. Příklady takových sekundárních nukleárních srážek jsou na obr. 5,29 a 5,30. Pozorování ve fotografických emulsích vedou k výsledku, že hodnota střední volné dráhy pro nukleární srážky mesonů  $\pi$  i protonů je ve shodě s předpokladem, že účinný průřez  $\sigma$  pro tyto srážky je přibližně geometrický [t. j.  $\sigma = A^{2/3} \cdot 6,8 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ , kde  $A$  je hmotové číslo jádra], a že tedy tyto částice vzájemně působí s každým jádrem, jímž proletí. Pozorování ve Wilsonově komoře je ztíženo tím, že mnoho sekundárních desintegrací (hvězdic) vzniká ve vrstvách olova uvnitř komory a při menší energii emitovaných částic zůstanou takové hvězdice nepozorovány; proto je také takto odvozená hodnota střední volné dráhy pro nukleární srážky větší než při pozorování v emulsích. Dosud nebylo dosaženo shody mezi hodnotami účinného průřezu  $\sigma$  pro srážky mesonů  $\pi$  s jádry, jak byly odvozeny z pozorování různými metodami a různými autory, zdá se však, že skutečná hodnota  $\sigma$  se příliš neliší od geometrického účinného průřezu a že tedy nastává interakce mesonů  $\pi$  s každým jádrem, jímž meson  $\pi$  proletí.

Další nevyjasněnou otázkou byl způsob vzniku mesonů, zda totiž mesony  $\pi$  ve sprškách vznikají podle Heisenberga [5,79] a Lewise [5,80] hlavně „mnoho-



Obr. 5,31. Při tomto rozpadu jádra jsou vysílány jednak tři mesony  $\pi$  přibližně ve směru dopadajícího protonu  $p$ , který desintegraci způsobil, jednak dva mesony  $\pi$  s energií asi 80 MeV směrem zpětným.

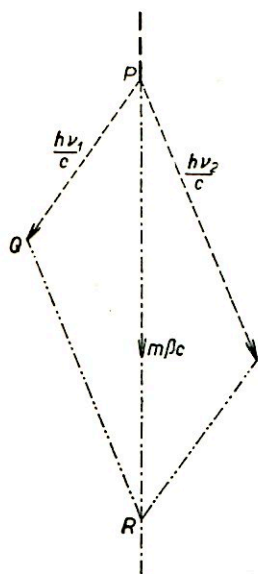
násobným“ (multiple) pochodem při jediné srážce dvou nukleonů, nebo „plurálním“ procesem, t. j. jakýmsi kaskádním pochodem srážek nukleonů v jádru, kteroužto teorii hájí Jánossy a Heitler [5,81]. Otázka by se dala rozhodnout, kdyby bylo možno zjistit, jak vznikají mesony při srážce velmi energetického (t. j. s energií



Obr. 5,32. Při této desintegraci, způsobené mesonem  $\pi$  s kinetickou energií 1085 MeV byly vyslány dva mesony  $\pi$  s energií 365 a 375 MeV, proton s energií 270 MeV, a mimo to pomalý deuteron a částice  $\alpha$ .

$E > 1000$  MeV) protonu nebo neutronu s jádrem vodíku. Předpokládejme, že rychlý proton se srazí s jiným protonem v klidu, a že při srážce nevznikají mesony; klidový proton dostane část impulsu prvotního protonu, a v emulsi nebo ve Wilsonově komoře bychom pozorovali rozvětvenou dráhu, čili trojramennou hvězdičici.

Vznikají-li při srážce mesony, požaduje zákon zachování náboje, aby vznikaly v párech, takže počet pozorovaných částic bude lichý. Právě tak tomu bude, jestliže primární částicí je neutron, protože počet sekundárních částic, t. j. mesonů, je sudý, neutron nezanechává stopu, a zbývá tedy už jen stopa odraženého protonu, takže celkový počet pozorovaných drah bude zase lichý. Příklady takových hvězdic



Obr. 5,33.

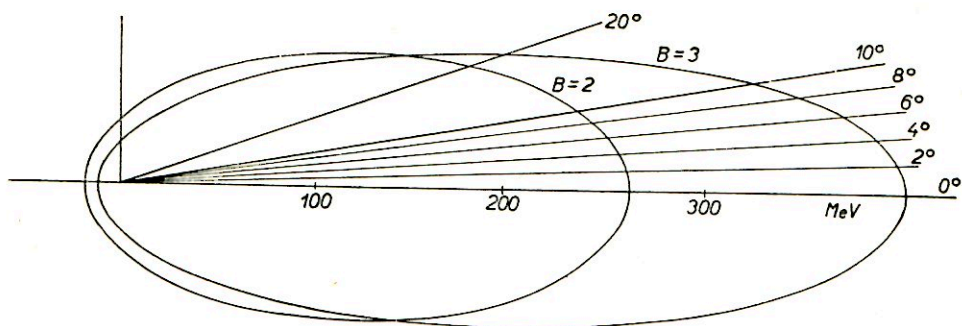
byly skutečně pozorovány, a svědčí ve prospěch Heisenbergovy teorie. Jinými důkazy ve prospěch mnohonásobného vzniku mesonů jsou desintegrace, při nichž je z jádra emitováno více než 50 nabitých částic; na obr. 5,27 je uvedena mikrofotografie takové desintegrace, již dala vznik primární částice  $\alpha$  a při níž je z jádra vysláno 35 rychlých částic a jenom tři pomalé částice. Nezdá se pravděpodobné, že by nějakých 40 mesonů vzniklo při nukleární srážce pouhým plurálním pochodem. Avšak lze uvést řadu dokladů o správnosti plurální teorie Heitlerovy; na př. desintegrace, jejichž fotografie je na obr. 5,31 a 5,32, lze vyložit snáze za předpokladu plurálního vzniku mesonů. Způsob rozboru hvězdic tohoto typu je dost složitý a nebudeme se jím tu zabývat; dá se však ukázat, že experimentální data o vzniku mesonů lze jen ve výjimečných případech vyložit buď pouhým plurálním nebo jen mnohonásobným pochodem. Většina desintegrací, při nichž mesony vznikají, se dá popsat buď na základě modifikované teorie mnohonásobného procesu, připouštějící sekundární vytváření mesonů, nebo pomocí plurální teorie, upravené se zřetelem na možnost vzniku několika mesonů při jedné srážce dvou nukleonů.

### 5,3,3. Neutrální mesony

Na začátku odst. 5,3 jsme se již zmínili o tom, že teorie nukleárních sil předpokládá existenci jak nabitých tak neutrálních mesonů. Roku 1950 pozoroval Björkland se svými spolupracovníky [5,82], že při nukleárních srážkách protonů, urychlených v synchrociklotronu na energie větší než 200 MeV, je emitováno záření, jehož vznik se dá uspokojivě vyložit jen za předpokladu, že je způsobeno rozpadem neutrálních částic s hmotou asi  $300 m_e$  a životní doba kratší než  $10^{-11}$  s. Brzo potom byly získány experimentální údaje, svědčící o existenci takových částic i v KZ. Při studiu těchto neutrálních částic bylo nutno použít poněkud neobvyklé metodiky vzhledem k jejich krátké životní době a předpokládaném způsobu rozpadu. Proto si nejdříve provedeme úvahu o tom, jaké znaky by mělo mít záření, vznikající rozpadem těchto částic.

Jestliže se neutrální meson s hmotou  $m$ , pohybující se rychlostí  $v$ , rozpadá na

dva fotony, potom energie vyslaných fotonů závisí na směru jejich emise vzhledem ke směru pohybu původní částice, podobně jako při emisi záření ze zdroje, který se pohybuje (známý Dopplerův zjev). Jsou-li  $h\nu_1$  a  $h\nu_2$  energie fotonů, pak vektorový součet jejich impulsů  $\frac{h\nu_1}{c}$  a  $\frac{h\nu_2}{c}$  musí být roven impulsu  $m\beta c$  původní částice, čili podle schematu na obr. 5,33 je  $\vec{PQ} + \vec{QR} = \vec{PR}$ . Zákon zachování energie vyžaduje, aby  $h\nu_1 + h\nu_2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = Bm_0c^2 = \text{konst}$ ; součet vektorů  $\vec{PQ} + \vec{QR}$  je



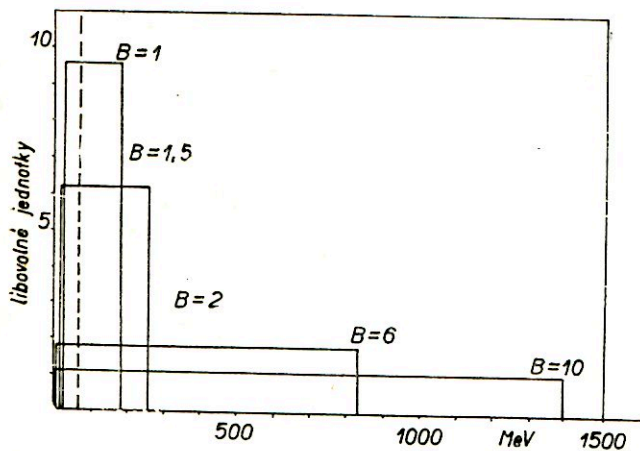
Obr. 5,34. Energie fotonů, vzniklých rozpadem neutrálního mesonu v závislosti na úhlu emise při různých hodnotách celkové energie  $Bm_0c^2$  neutrálního mesonu.

tedy konstantní a geometrickým místem bodu  $Q$  je elipsa. Dá se ukázat, že energie kvanta  $h\nu$ , emitovaného pod úhlem  $\vartheta$  je dána vztahem

$$h\nu = \frac{m_0c^2}{2B(1 - \cos\vartheta)},$$

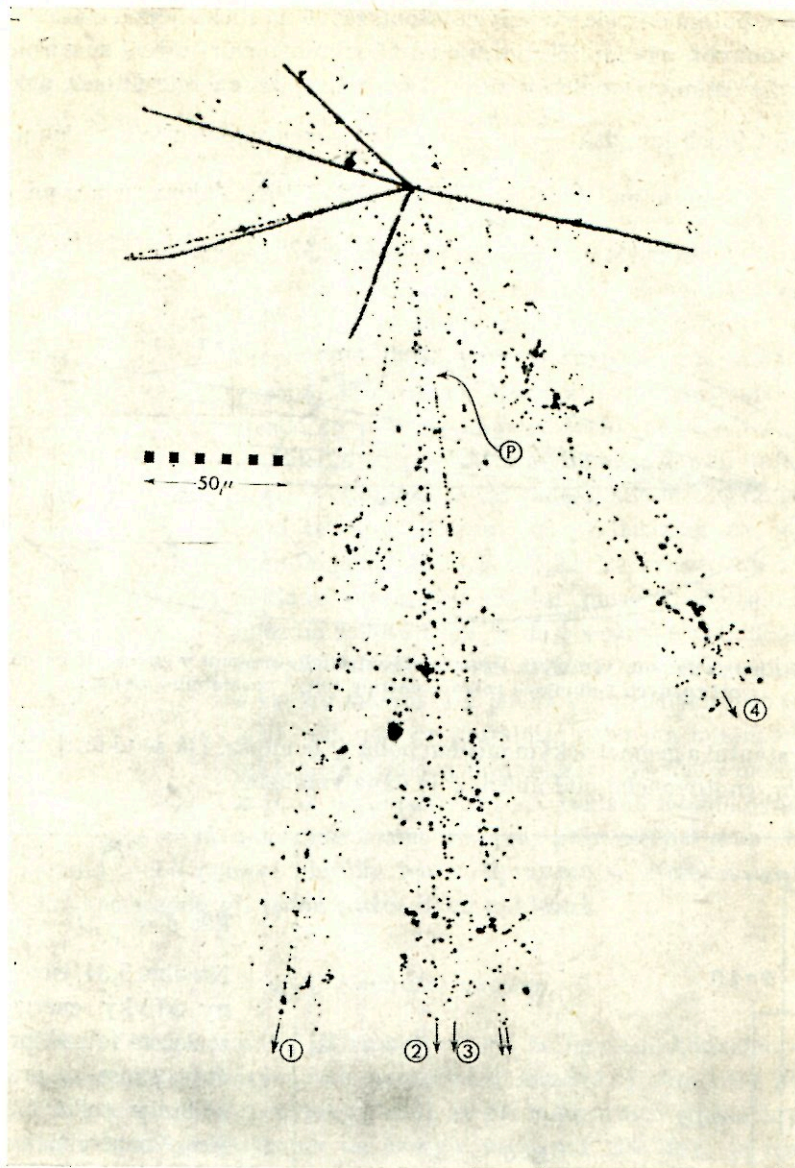
$$\text{kde } \beta = \frac{v}{c}, B = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Na obr. 5,34 jsou vyneseny křivky energetického rozložení fotonů pro různé úhly emise a pro různé hodnoty celkové energie  $Bm_0c^2$  neutrálních mesonů za předpokladu, že klidová hmota  $m_0c^2 = 140 \text{ MeV}$ . Maximální hodnoty energie fotonů příslušejí směru přímo vpřed, fotony s minimální energií jsou vyslány směrem dozadu. Vypočítané hodnoty energetického rozložení fotonů jsou vyneseny graficky na obr. 5,35 pro různé hodnoty  $B$ . Intenzita  $N(\vartheta)$  záření vysla-



Obr. 5,35. Předpokládané energetické spektrum fotonů, vzniklých rozpadem neutrálního mesonu.

ny směrem dozadu. Vypočítané hodnoty energetického rozložení fotonů jsou vyneseny graficky na obr. 5,35 pro různé hodnoty  $B$ . Intenzita  $N(\vartheta)$  záření vysla-



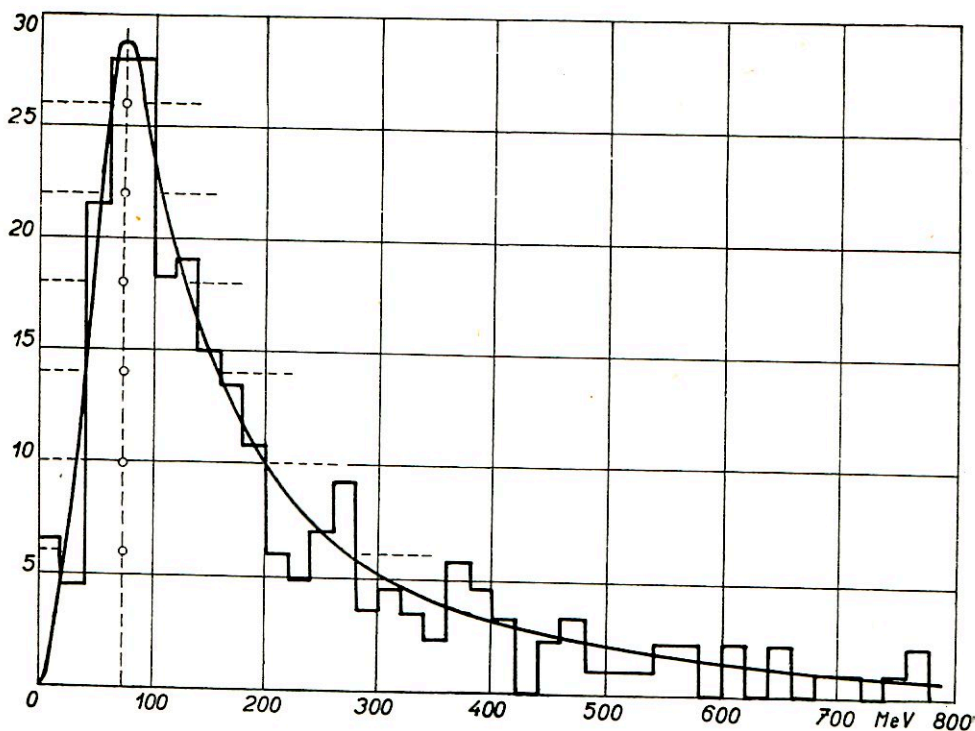
Obr. 5,36. Elektronový pár v okolí „spršky“, vytvořený fotonem, který vznikl při rozpadu neutrálního mesonu.

ného pod úhlem  $\vartheta$ , měřená počtem kvant, emitovaných do jednotkového prostorového úhlu, je dána vztahem

$$N(\vartheta) = \frac{\text{konst}}{B^2(1 - \beta \cos \vartheta)^2}$$

Pro  $B > 2$  se rozložení intenzity  $N(\theta)$  stává silně nerovnoměrné, takže převážná většina fotonů je vyslána ve směru, jenž svírá jen malý úhel se směrem původní částice.

Při studiu desintegrací, které dávají vznik pronikavým sprškám KZ bylo zjištěno, že energie pozorovaných nabitých mesonů a jiných částic, vyslaných z jádra, je



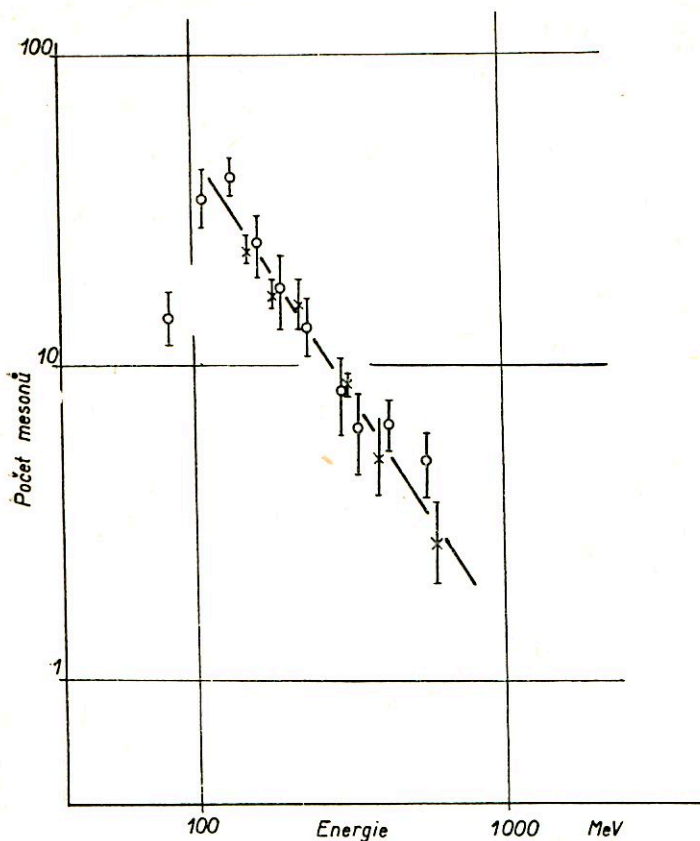
Obr. 5,37. Energetické rozložení fotonů v atmosféře ve výšce 25 km.

menší než změřená energie prvotní částice [5,78; 5,83]. Avšak vysvětlení tohoto rozdílu energií předpokladem, že z jádra je emitováno záření  $\gamma$ , působilo značné teoretické nesnáze. Bradt a jeho spolupracovníci [5,83] pozorovali v malé vzdálenosti od středu těchto desintegrací stopy elektronových párů, jejichž směr celkem souhlasil se směrem, v němž byla vyslána většina rychlých mesonů z jádra (viz obr. 5,36); rozбором stop těchto párů bylo zjištěno, že nemohou být způsobeny fotony, emitovanými přímo z jádra, nýbrž fotony, které vzniknou rozpadem neutrálního mesonu, jehož životní dobu  $\tau$  ze svých měření odhadli na  $\tau < 3 \cdot 10^{-13}$  s.

Hmota a energie neutrálního mesonu. Jestliže záření  $\gamma$ , které dává vznik párům v okolí sprškových desintegrací, vzniká rozpadem neutrálních mesonů, emitovaných z jádra, a jestliže lze v tomto záření  $\gamma$  zanedbat přídavek fotonů brzděného záření, pak z energetického a úhlového rozložení párů je možno odvodit



hmotu předpokládaných neutrálních mesonů a kinetickou energii, s níž jsou při desintegraci jádra vyslány. Součet změřených energií elektronů v páru je roven energii fotonu, který pár vytvořil. Energetické rozložení naznačené graficky na



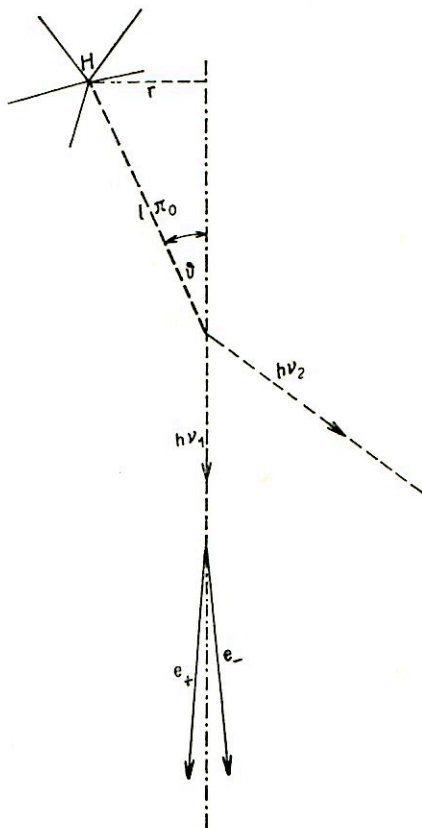
Obr. 5,38. Energetické rozložení mesonů  $\pi$  ve výšce 25 km nad zemí; hodnoty pro nabité mesony jsou označeny O, pro neutrální mesony  $\times$ .

obr. 5,35, bylo vypočítáno pro fotony, vzniklé rozpadem monoenergetických skupin neutrálních mesonů při různých hodnotách jejich celkové energie  $Bm_0c^2$ . Máme-li mesony s různými hodnotami energie, rozloženými v určitém spektru, pak maximum energetického rozložení jejich rozpadových fotonů musí být při energii, rovné polovině klidové energie mesonů  $m_0c^2$ . Označme  $E_1$  a  $E_2$  dvě hodnoty energie, pro něž je intenzita záření rovna určité libovolné hodnotě; máme-li energetické spektrum, v němž na ose  $x$  je vynesena energie a na ose  $y$  intenzita, pak úsečky průsečíků křivky spektra s přímkou  $x = k$ , kde  $k$  je libovolná konstanta, udávají energie

$E_1$  a  $E_2$ . Dá se ukázat, že  $\sqrt{E_1 \cdot E_2} = \frac{m_0c^2}{2}$  pro libovolnou hodnotu intenzity (t. j. konstanty  $k$ ). Jsou-li tedy fotony vytvářeny při rozpadu neutrálních mesonů, musí být tvar jejich energetického spektra ve shodě s uvedenými vztahy. Carlson [5,84] proměřoval energie párů v okolí sprškových desintegrací v emulsích, exponovaných ve výšce 25 km, a získal tak energetické rozdělení fotonů, jež uvádíme na obr. 5,37. Vedeme-li v tomto spektru rovnoběžky s osou  $x$  v různých vzdálenostech od osy, protínají se s křivkou rozdělení v bodech, jimž přísluší hodnoty energie  $E_1$  a  $E_2$ . Příslušné hodnoty výrazu  $\sqrt{E_1 \cdot E_2}$  jsou na obr. 5,37 vyznačeny kroužky; je vidět, že leží téměř v přímce, odpovídající hodnotě  $\sqrt{E_1 \cdot E_2} = 72 \text{ MeV}$ ;

podle toho je klidová hmota neutrálního mesonu  $m_0 = (290 \pm 20) m_e$ , t. j. přibližně stejná jako hmota nabitých mesonů  $\pi$ . S použitím této hodnoty klidové hmoty neutrálního mesonu bylo z pozorovaného energetického rozdělení fotonů odvozeno spektrum energií neutrálních mesonů, uvedené na obr. 5,38. Pro srovnání jsou ve spektru také příslušné hodnoty energie mesonů nabitých emitovaných při těchto desintegracích jako mesony neutrální. Vidíme, že není žádného zvláštního rozdílu mezi oběma spektry, a že tedy jak nabitě, tak neutrální mesony vznikají podobným způsobem.

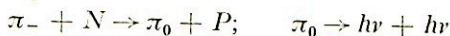
Životní doba neutrálních mesonů. Viděli jsme, že rozpadá-li se neutrální meson, jehož celková energie je  $Bm_0c^2$ , pak při  $B > 2$  jsou rozpadové fotony vysílány ve směru, který je jen málo odchýlen od směru původní dráhy mesonů. Fotony s energií v oblasti kolem 100 MeV, které nás zajímají, vytvářejí velmi úzké elektronové páry s úhlem divergence řádově  $0,1^\circ$ ; z jejich stop lze zjistit dosti přesně směr pohybu fotonů. Jestliže tedy rekonstruujeme dráhu fotonu, neprobíhá středem desintegrace, nýbrž v kolmé vzdálenosti  $r$  od něho, jak je vidět ze schematu na obr. 5,39. Z pozorovaného rozdělení hodnot  $r$ , uvedeného na obr. 5,40, lze stanovit střední dolet  $l$  neutrálního mesonu a jeho střední dobu života. Hodnota  $r$  by se měla se vzrůstem kinetické energie zmenšovat vlivem výraznější kolimace fotonů do směru původní dráhy mesonu, avšak relativistickým prodloužením času pohybující se částice je toto zkracování  $r$  vyrovnáno. Z těchto měření, jež nejlépe provedli žáci



Obr. 5,39. Metoda stanovení životní doby neutrálních mesonů.

Powellovi, bylo odvozeno, že životní doba neutrálního mesonu je asi  $3 \cdot 10^{-14}$  s.

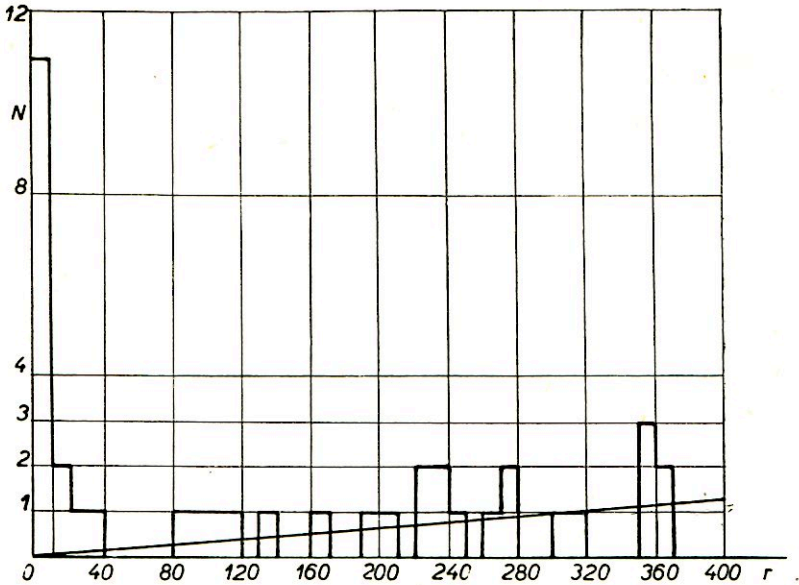
Při absorpci záporných mesonů  $\pi_-$  ve vodíku bylo pozorováno záření  $\gamma$ , jež vzniká rozpadem neutrálních mesonů  $\pi_0$  podle schematu:



Tento způsob rozpadu neutrálního mesonu, vznikajícího přímo během pochodu pohlcení, opravňuje k předpokladu, že spin neutrálního mesonu je roven 0, a že nabitý i neutrální meson  $\pi$  jsou téže parity [5,85].

### 5,3,4. Mesony $\tau$ , $\kappa$ a částice V.

Pokusy, které prováděl A. I. Alichanjan a jeho spolupracovníci [5,86], [5,87] v letech 1946—1948, naznačovaly, že v intervalu hmot mezi mesonem  $\pi$  a protonem existují nestabilní částice, nazývané někdy varitrony. Od r. 1944, kdy Leprince-



Obr. 5,40. Pozorované rozložení hodnot kolmé vzdálenosti  $r$  původní dráhy fotonu od středu desintegrace. Hodnoty  $r > 40 \mu$  přísluší fotonům, vzniklým přímo při rozpadu jádra.

Ringuet a Lheritier [5,88] pozorovali ve Wilsonově komoře částici KZ, jejíž hmotu odhadovali na  $1000 m_e$ , se postupně s velkými obtížemi shromažďovala experimentální data o těžších mesonech. Rochester a Butler [5,89], a později Brown [5,45] zjistili několik případů, kdy těžší částice, již nazvali meson  $\tau$ , se rozpadá podle tehdy navržených schemat:

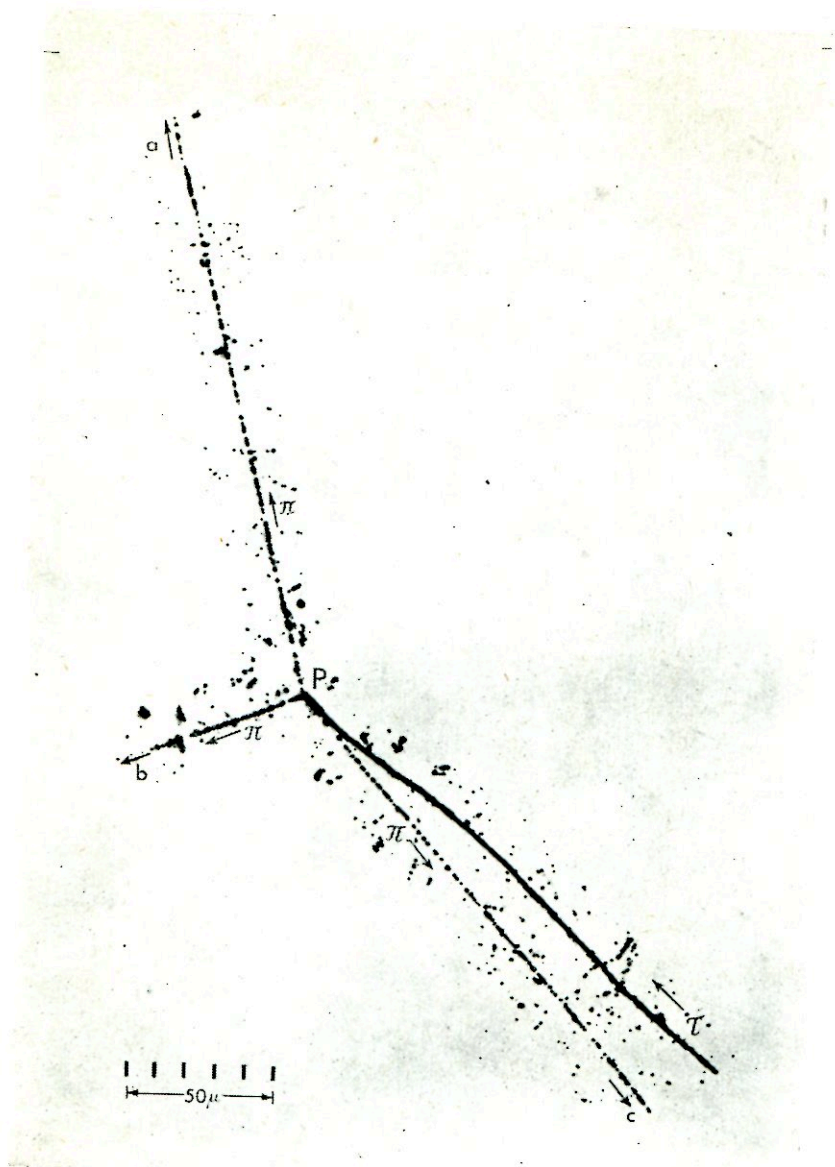
$$\tau_{\pm} \rightarrow \pi_{\pm} + \pi_{\pm} + \pi_{\pm} , \quad (1)$$

$$\tau_{\pm} \rightarrow \pi_{\pm} + \pi_0 (+ \pi_0) , \quad (2)$$

$$\tau_0 \rightarrow \pi_+ + \pi_- (+ \pi_0) . \quad (3)$$

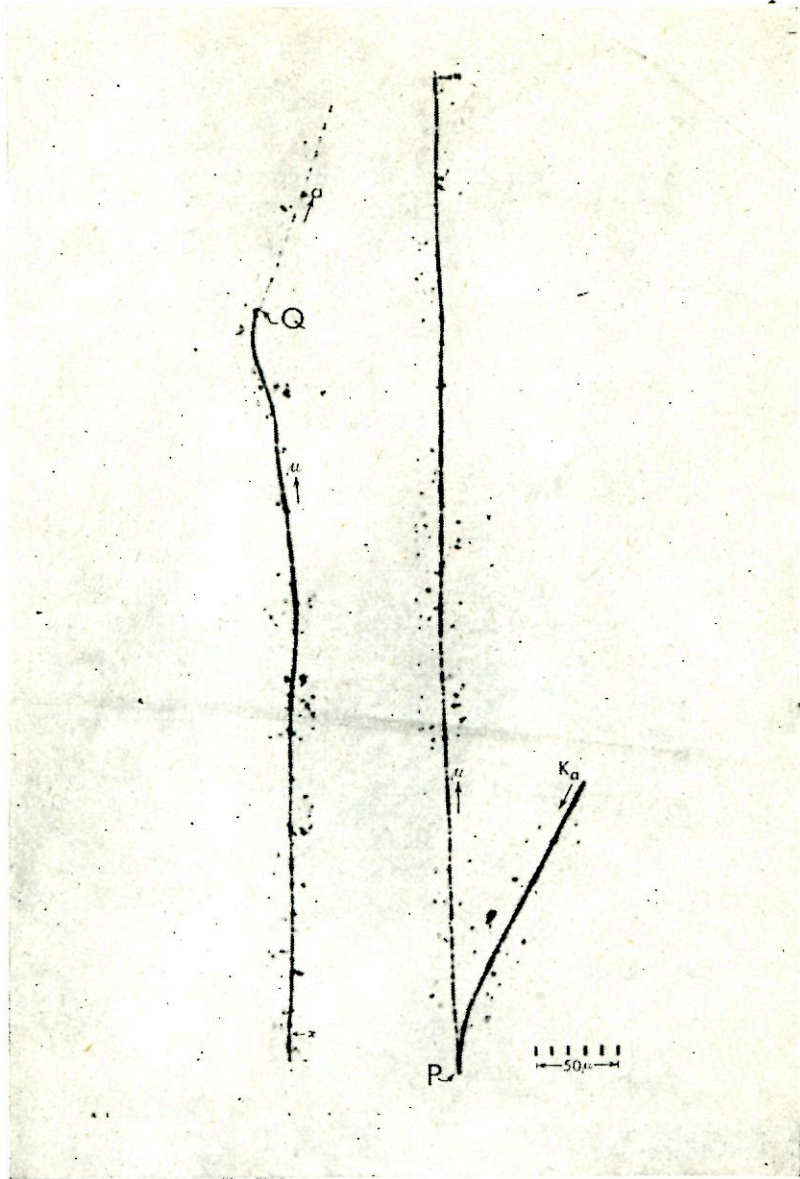
Dalším pozorováním jednak ve fotografických emulsích [5,90], jednak ve Wilsonově komoře [5,91] bylo zjištěno, že částice, rozpadající se podle schematu (1) je meson  $\tau$  s hmotou asi  $970 m_e$  a s životní dobou přibližně  $10^{-9}$  s. Rozpad mesonu  $\tau$  na tři nabitě částice  $\pi$  je dobře vidět na fotografii obr. 5,41.

Částice, jejíž rozpad nastává podle schematu (2), byla později [5,92] označena jako meson  $\kappa$  s hmotou přibližně  $1200 m_e$ . Bylo zjištěno, že produktem jejího rozpadu není (vedle neutrálních částic) meson  $\pi$ , nýbrž meson  $\mu$ . Dokladem tohoto



Obr. 5,41. Rozpad mesonu  $\tau$  na tři nabité mesony  $\pi$ .

způsobu rozpadu mesonu  $\kappa$  je mnoho příkladů, kdy sekundární částice (meson  $\mu$ ) se dále rozpadá na elektron (viz obr. 5,42). Životní doba mesonů  $\kappa$  je řádově  $10^{-9}$  s. Bylo zjištěno, že mesony  $\kappa$  vznikají při desintegracích jádra s excitační energií  $U > 10\,000$  MeV přibližně ve stejném počtu jako nabité mesony  $\pi$ , a že

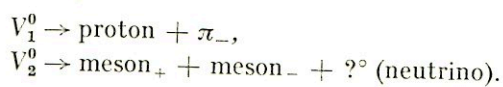


Obr. 5,42. Při rozpadu mesonu  $\kappa$  je vyslán meson  $\mu$  a další dvě neutrální částice.

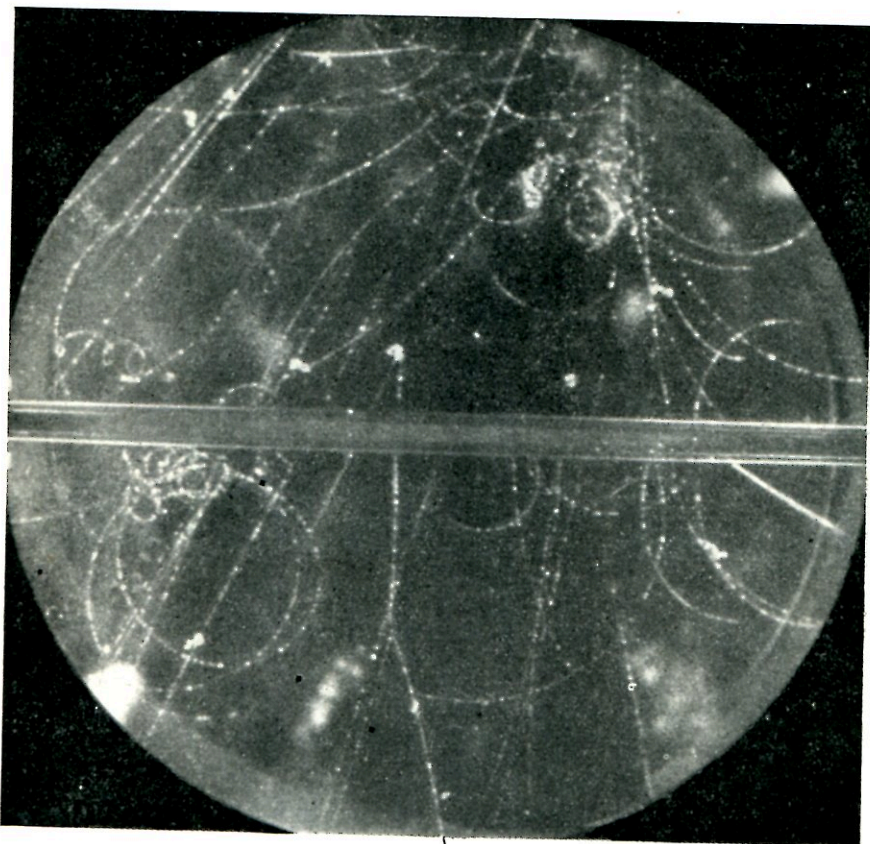
jejich interakce s jádry je velmi silná. Z dosavadních pozorování plyne, že mesonů  $\kappa$  je mezi částicemi KZ přibližně desetkrát víc než mesonů  $\tau$ .

Nabitě částice, emitované při rozpadu neutrální částice podle schématu (3), zanechávají stopy ve tvaru písmene V; odtud pro neutrální částice tohoto typu

dnešní název částice  $V^0$ . Dnes je známo, že existují aspoň dva druhy těchto částic  $V^0$ , označované  $V_1^0$  a  $V_2^0$ , a rozpadající se s životní dobou asi  $3 \cdot 10^{-10}$  s podle schémat



Hmota částic  $V_1^0$  je přibližně  $2200 m_e$ , hmota  $V_2^0$  je asi  $800 m_e$ . Těžší částice  $V_1^0$  byly pozorovány častěji než částice typu  $V_2^0$  (viz obr. 5,43). Při sprškových des-

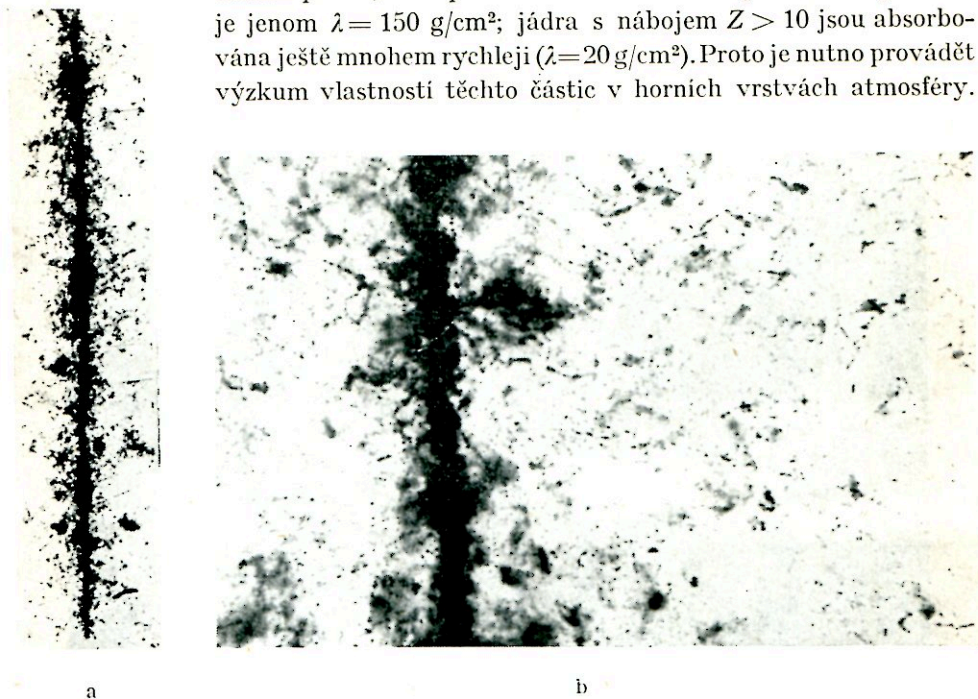


Obr. 5,43. Neutrální částice  $V$  ve Wilsonově komoře. Rozpad nastává asi 1 cm nad olověnou deskou, která pólí prostor komory, přibližně uprostřed obrázku. Obě rozpadové částice pronikají olovem; levou slabě ionisující částici nelze identifikovat, vpravo letící částice je meson  $\pi$ , který se dále rozpadá na meson  $\mu$  v místě, kde je na obrázku viditelná odchylna asi  $23^\circ$  od jeho původní dráhy.

integracích jádra bylo pozorováno, že asi 1% minimálně ionisujících částic jsou nabitě částice  $V^\pm$  s životní dobou asi  $10^{-9}$  s. Studiu vlastností těchto částic je věnována velká pozornost, protože mají velký význam pro výzkum struktury nukleonů.

#### 5,4. Těžké částice v KZ

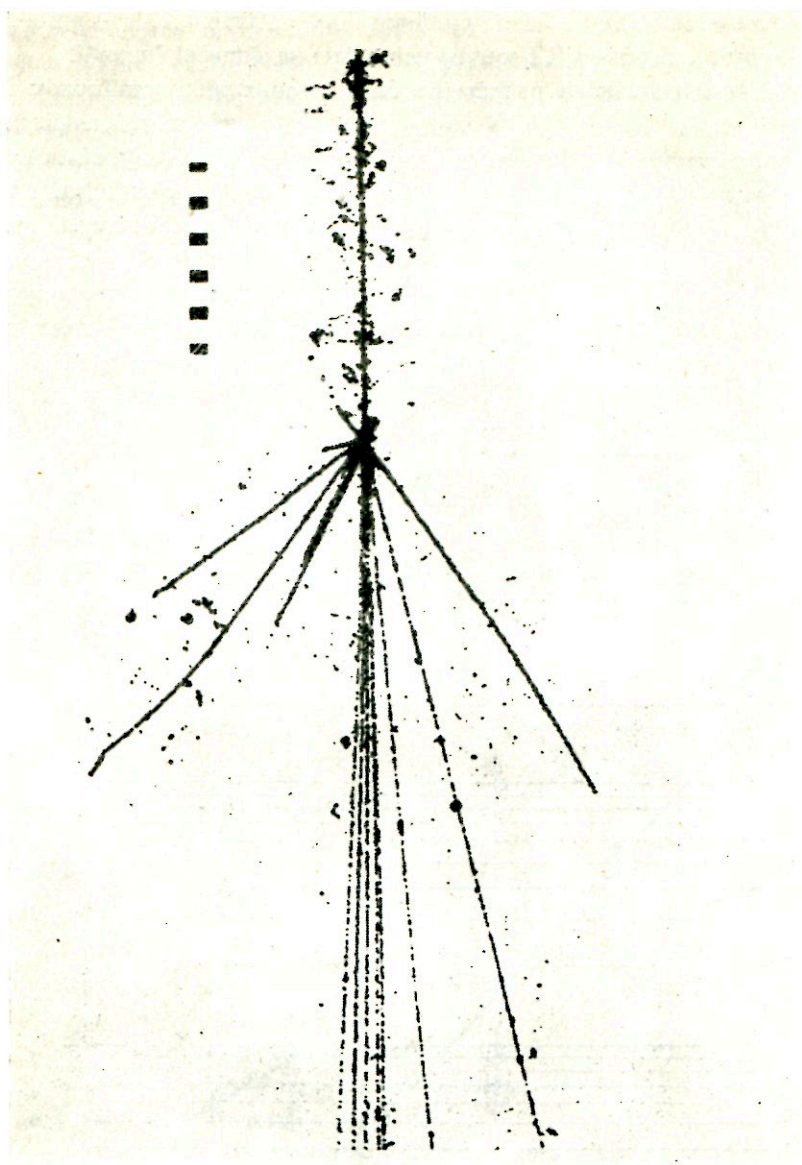
Při srážkách primárních částic KZ atmosférou nastávají nukleární desintegrace, které vedou k rychlé absorpci primárních částic a ke vzniku částic sekundárních. Primární složka KZ se skládá převážně z protonů a částic  $\alpha$  a mimo to z jader těžších prvků; absorpční střední volná dráha primárních protonů je jenom  $\lambda = 150 \text{ g/cm}^2$ ; jádra s nábojem  $Z > 10$  jsou absorbována ještě mnohem rychleji ( $\lambda = 20 \text{ g/cm}^2$ ). Proto je nutno provádět výzkum vlastností těchto částic v horních vrstvách atmosféry.



Obr. 5,44. Stopa jádra s nábojem  $Z = 27 \pm 1$  (Fe, Co nebo Ni) v emulsi, exponované ve výšce 25 km.

Při výzkumu ve stratosféře se používá balonů z umělých hmot (polyethylen, neopren, polyisobutilen), které neztrácejí své elastické vlastnosti při nízkých teplotách ( $-55^\circ \text{C}$ ) ve výšce 15—30 km.

Při těchto pokusech ve stratosféře se nejlépe osvědčily nukleární fotografické emulze; jsou registračním přístrojem, který nepotřebuje obsluhy a je velmi lehký. V emulsiích exponovaných ve výšce 25 až 30 km po dobu několika hodin byly pozorovány stopy jader lehkých a středně těžkých prvků. Na obr. 5,44 je mikrofotografie takové stopy jádra Ni nebo Fe (náboj  $Z_e = 26$ ), pořízená ve Fysikálním ústavu KU. Náboj částice byl určen z počtu stop vyražených elektronů (t. zv. paprsků  $\delta$ ), který je přímo úměrný čtverci pořadového čísla  $Z^2$ . Z postupného ubývání paprsků  $\delta$  ke konci dráhy, způsobeného neutralisací náboje zpomalující se částice, lze určit směr pohybu jádra v emulsi. Těžká jádra mají velký účinný průřez pro nukleární srážky, a dávají vznik desintegracím, jejichž příklady jsou



Obr. 5,45. Jádro hliníku ( $Z = 13 \pm 1$ ) z primární složky KZ, které při nukleární srážce v emulsi dává vznik desintegraci a zároveň se samo rozpadá na částice  $\alpha$ ; šest těchto částic  $\alpha$  bylo vysláno v úzkém prostorovém úhlu a s přibližně stejnou rychlostí směrem původního jádra.

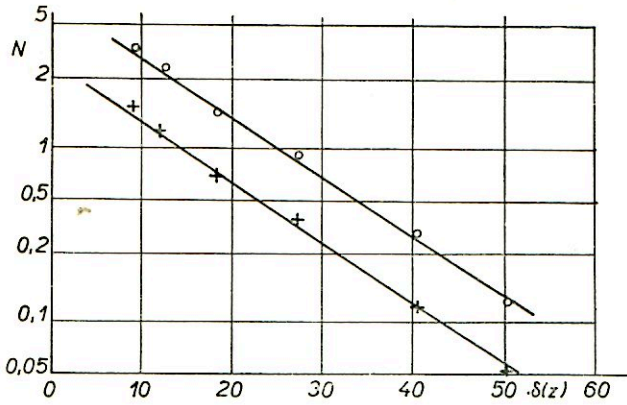
uvedeny na obr. 5,28 a 5,45. Bylo zjištěno [5,93], že počet těchto těžkých částic, zaznamenaných v určitém objemu emulsi, je ve dne několikrát větší než v noci. Na obr. 5,46 jsou do grafu shrnuty výsledky prvních měření tohoto zjevu. Bude-li



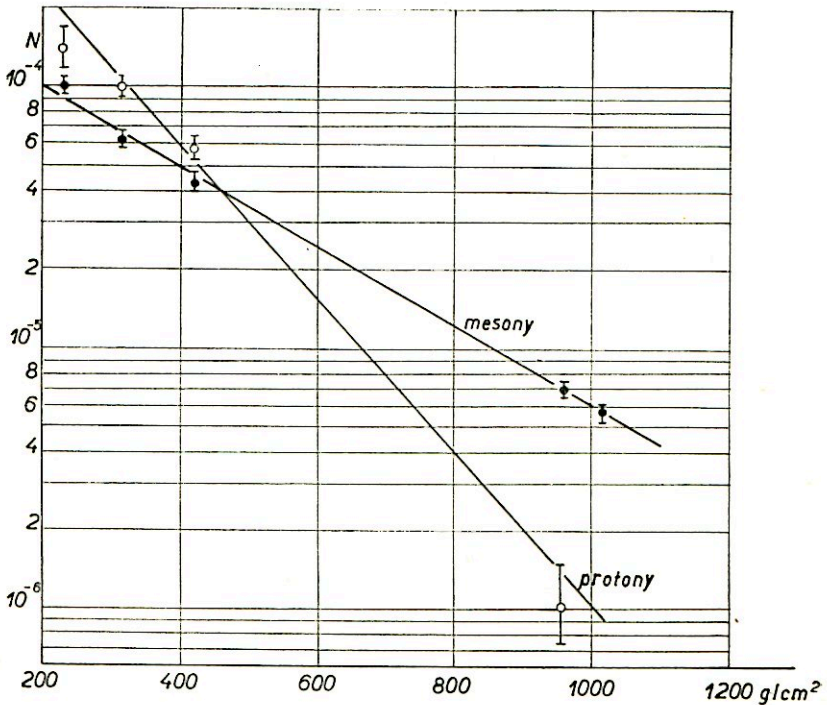
tato závislost počtu těžkých částic na denní době potvrzena dalším pozorováním, znamenalo by to, že původ KZ souvisí velmi úzce se sluneční činností.

Při nukleárních srážkách primárních částic jsou z jádra emitovány mesony

všech typů, a dále protony, deuterony, částice  $\alpha$  a těžší odštěpky jádra. Nukleony jsou z jádra vysílány jednak v přímé srážce primární částice s nukleony v jádře a pak mají značnou kinetickou energii  $E > 50 \text{ MeV}$ , jednak s menší energií ( $E < 50 \text{ MeV}$ ) při procesu vypaření jádra (viz odst. 6,2). Rychlé nukleony dávají vznik dalším nukleárním rozpadům v atmosféře; pomalé protony ztrácejí



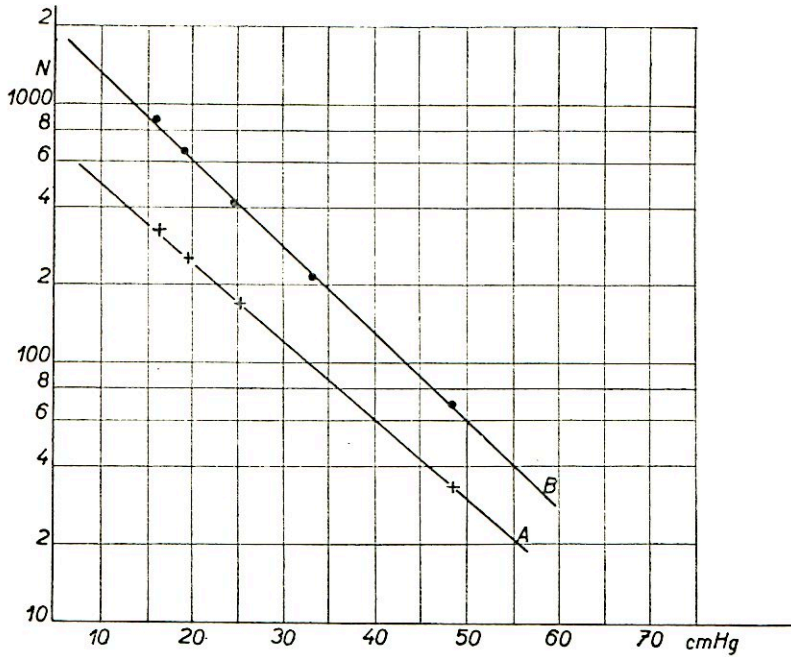
Obr. 5,46. Počet těžkých částic s nábojem  $Z > 10$  ve dne (horní přímka) a v noci (dolní přímka). Intervalu  $10 < N(\delta) < 55$  přísluší hodnoty náboje  $10 < Z < 26$ .



Obr. 5,47. Rozložení intenzity rychlých mesonů a protonů v atmosféře.

rychle energii ionisačními srážkami s atomy vzduchu, kdežto neutrony s kinetickou energií  $E < 50$  MeV ztrácejí svou rychlost při srážkách s jádry dusíku a kyslíku, a tato odražená jádra jsou pak rychle brzděna ionisačními ztrátami energie.

Průměrná energie protonů v sekundární složce KZ je menší než energie mesonů a protony jsou proto při průchodu atmosférou absorbovány rychleji než mesony, jak je patrné z grafického znázornění průběhu jejich intenzity na obr. 5,47. Křivky grafu 5,47 byly získány z údajů počtu částic, pozorovaných pod vrstvou 15 cm



Obr. 5,48. Rozložení intenzity rychlých neutronů v atmosféře pro dvě geomagnetické šířky.

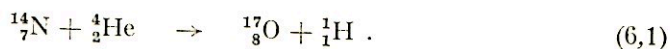
olova, a proto nezahrnují pomalé protony, které mají svůj původ v přímých srážkách neutronů s jádry vodíku ve vzduchu. Rozložení intenzity rychlých neutronů v atmosféře je patrné z obr. 5,48.

Dráhy protonů, odražených při srážkách s neutrony KZ byly po prvé pozorovány r. 1935 ve fotografických emulsích, které byly obaleny parafinem (jenž obsahuje značné procento vodíku) a exponovány při výstupu stratosférického balonu do výšky 22 km. Tento zjev byl považován za důkaz existence rychlých neutronů v KZ. Brzy potom byly neutronovou ionisační komůrkou zjištěny v různých nadmořských výškách i pomalé (t. zv. thermické) neutrony, jejichž rychlost je srovnatelná s rychlostí molekul plynu při normálních teplotách. Pomalé neutrony KZ dávají ve vzduchu vznik důležité reakci s dusíkem. Dusík má velký účinný průřez pro pohlcení pomalých neutronů; zachycením thermického neutronu vzniká nestá-

bilní jádro  $^{15}\text{N}$ , které se rozpadá na jádro  $^{14}\text{C}$  za současného vyslání protonu. Jádro  $^{14}\text{C}$  je radioaktivní  $\beta$  a rozpadá se s životní dobou 5700 let na  $^{14}\text{N}$  a elektron. Volný radioaktivní uhlík se slučuje s kyslíkem na kysličník uhličitý  $\text{CO}_2$ , který vzhledem k tomu, že je těžší než molekuly  $\text{N}$  a  $\text{O}$ , klesá do dolních vrstev atmosféry, kde je asimilován rostlinami, nebo je smyt deštěm a jako kyselina uhličitá se tak dostává do moře, odkud zase vypařováním přechází do vzduchu. Množství radioaktivního uhlíku v organických látkách se dá zjistit velmi přesně; z poměrného množství nerozpadlého radioaktivního uhlíku lze měřit stáří na př. archeologických nálezů organického původu (kostí, dřeva). Je to jeden z prvních příkladů praktického využití účinku KZ.

## 6. DESINTEGRACE ATOMOVÉHO JÁDRA, ZPŮSOBENÉ ČÁSTICEMI KZ

V atomovém jádře se soustřeďuje téměř všechna hmota atomu. Stavební součásti jádra jsou vázány dohromady dosti značnou energií. Těto t. zv. vazbové energii  $Q$  odpovídá úbytek hmoty jádra  $\Delta m = Q/c^2$  proti hmotě všech nukleonů ve volném stavu. Tato okolnost, spolu s intenzivním elektrickým polem samého jádra, způsobuje, že jádro vzdoruje všem obvyklým chemickým i fyzikálním zásahům. Teprve r. 1919 se podařilo E. Rutherfordovi provést první umělou transmutaci jádra prvku tím, že přeměnil dusík na kyslík podle schématu



Další transmutace a desintegrace různých prvků různými částicemi nabitými i neutrálními i fotony, provedené uměle i složkami KZ, potvrdily, že i jádro podléhá účinku vnějších sil.

### 6,1. Modely atomového jádra

Při studiu desintegrací atomových jader přichází v úvahu otázka, co je to jádro, jaká je struktura jádra, otázka, jakého modelu může být užito k popisu atomového jádra.

Hned z počátku nutno říci, že — jelikož nebyl ještě nalezen žádný úplně vyhovující model — naše znalosti o stavbě jádra nejsou úplně a je zcela možné, že jsou i z velké části nesprávné. Projevy jádra se totiž tíže vyvolávají a studují než projevy elektronů v elektronovém obalu jádra. Další obtíž spočívá v tom, že každá nukleární teorie trpí nedostatkem experimentálních faktů, které by její správnost potvrzovaly, nebo ji popřely. Budeme proto pouze referovat o tom, jaké představy o stavbě atomového jádra je možné vytvořit na základě dosavadních experimentálních poznatků; pomocí různých aproximací se můžeme aspoň přiblížit skutečné struktuře jádra. Bude probrán kapkový model, plynový model, model obsahující částice  $\alpha$  a slupkový model.

#### 6,1,1. Kapkový model Bohřův

Právě tak, jako z vodních molekul se tvoří kapky vody rozličných velikostí, mohou být utvořeny ze stavebních součástí, z protonů a neutronů, různě velké kapky jádrové hmoty, jinak řečeno, různá atomová jádra. Zkušenost ukazuje, že objem jádra je zhruba úměrný počtu nukleonů, z nichž se jádro skládá. Porovnáme-li vlastnosti tohoto tekutinového modelu a atomového jádra, zjistíme, že jádrová hmota je analogická nestlačitelné kapalině.

V kapce nejsou všechny molekuly k sobě stejně pevně vázány. Molekuly povrchové vrstvy jsou s ostatními vázány jen s jedné strany, tudíž slaběji než molekuly uvnitř kapky. Objevuje se povrchové napětí, jehož vlivem kapka dostává tvar koule. Toto napětí je úměrné povrchu kapky a snaží se vtěsnat kapku do nejmenšího možného objemu. Podobně je tomu u jádra. Povrchové napětí dává jádru tvar koule.

Existuje však podstatný rozdíl mezi jádrovou hmotou a tekutinou. Kapka se skládá z elektricky neutrálních molekul, jádro však obsahuje kromě neutronů též elektricky nabitě protony.

Můžeme říci, že tento t. zv. „Bohrův kapkový model“ se dobře osvědčil pro vysvětlení vlastností těžkých atomových jader. Bohr zobrazuje jádro jako kapku nestlačitelné kapaliny velké hustoty  $\sim 10^{14} \text{ gm}^{-3}$  [6,1], složené z protonů a neutronů, která pro původní jádro má kulový tvar s objemem přímo úměrným atomové hmotě  $A$  a poloměrem  $R = 1,5 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ . Tato kapka protonů a neutronů má určitou energii, která se skládá v podstatě ze tří druhů energie: z vlastní (= objemové) energie „kapaliny“, která je určována hlavně energií párů protonů a neutronů, z „povrchové“ energie kapkového jádra a z Coulombovy (elektrostatické) energie dané elektrickým nábojem jádra. Objemová energie je v celku záporná, povrchová a Coulombova kladná.

Tento model vysvětluje emisi částic nebo fotonů z excitovaného jádra jako evaporační proces následkem zvýšení jeho „teploty“. Pro vztah mezi excitační energií jádra a přiřazenou jí teplotou platí [6,3]

$$U = \frac{1}{2} \gamma_A T^2, \quad (6,2)$$

kde  $\gamma_A^{-1}$  má hodnotu

$$\gamma_A^{-1} \approx 0,1 \text{ MeV}, \quad (6,3)$$

a rovněž teplota  $T$  je udávána v MeV [6,2].

Po vypaření částice zmenší se excitační energie jádra, klesne jeho teplota a jádro se dostane do nižšího energetického stavu; případnými následujícími vypařovacími pochody přejde až do základního stavu.

Při dostatečně veliké excitaci těžších jader může se jaderní kapka rozkmitat. Hustota jádra se při tom nemění, mění se však energie povrchová a Coulombova; povrchová energie roste se zvětšeným povrchem protažené kapky, Coulombova energie protonů se však zmenšuje, protože se zvětšuje jejich vzdálenost. Tímto způsobem tedy vysvětluje kapkový model i štěpení těžkých jader.

Na základě tohoto modelu lze rovněž dosti přesně vypočítat vazbovou energii jádra [6,1], [6,4].

### 6,1,2. Model Fermiho plynu

Pro těžká jádra vedle Bohrova kapkového modelu se nejlépe osvědčil Fermiho statistický plynový model.

Zatím co kapkový model zobrazuje jádro jako kapku kapaliny, složenou z protonů a neutronů, plynový model zobrazuje jádro jako plyn  $Z$  protonů a  $A-Z$  neutronů uzavřený v objemu  $\frac{4}{3} \cdot \pi(1,5 \cdot 10^{-13})^3 A$ , kde  $A$  je hmotové číslo. Na základě tohoto předpokladu můžeme studovat mechanické i termické vlastnosti jádrové hmoty.

Základnímu stavu jádra podle tohoto modelu odpovídá teplota  $T = 0$ . Kinetická energie  $K$  je úměrná počtu nukleonů a souvisí s maximální energií jednotlivých nukleonů  $E_m$  vztahem [6,3].

$$K = \frac{3}{5} A E_m . \quad (6,4)$$

Stav jádra při excitaci může být vyjádřen přisouzením teploty  $T$  plynu nukleární hmoty, skládajícímu se z danému počtu  $A$  nukleonů, obsažených v objemu jádrových rozměrů, kde se uplatňují jádrové síly. Pro teploty odpovídající několika MeV, což jsou obvyklé excitační energie, bylo nalezeno, že jakékoli kmity excitované v plynu budou aperiodicky tlumeny, takže excitační energie může být udržována jen ve formě tepla. Vedení tohoto tepla je velmi rychlé. Při nárazu částice na jádro se teplo z místa nárazu rozprostře ihned po celém jádře. Excitační energie Fermiho plynu závisí na teplotě vztahem [6,1]

$$U = \frac{1}{2} \gamma_A T^2 , \quad (6,5)$$

kde koeficient  $\gamma_A^{-1}$  má podobný význam jako pro Bohrovův kapkový model; hodnota jeho je  $2 \times$  menší, pro  $A \sim 100$  je asi 0,05 MeV.

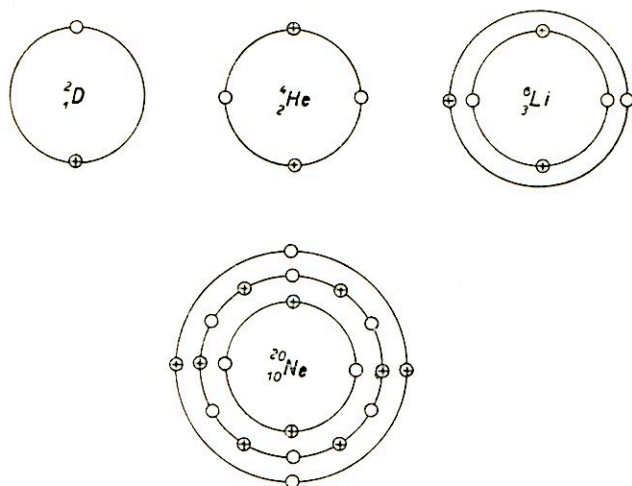
Fermiho plynový model skýtá užitečný výchozí bod pro kvalitativní diskuse o základním stavu těžkého jádra a pro výklad evaporačního procesu [viz 6,21]. Méně uspokojivý je při kvantitativních úvahách a výpočtech hmotových defektů. Avšak ani tento model, stejně jako dříve popsáný Bohrovův model, nepodává vysvětlení diskretních vzbuzených stavů jader. Proto byly vypracovány jiné typy modelů.

### 6,1,3. Jiné modely atomového jádra

Z dalších modelů probereme aspoň částečně model skládající se z částic  $\alpha$  a slupkový model. Podrobné údaje je možno nalézt v [6,1], [6,3] a [6,5].

Bohrovův model zobrazuje jádro jako kapku homogenní tekutiny protonů a neutronů. Jako kapka vody se skládá z vodních molekul, představme si nyní kapku jaderné tekutiny rozloženu v molekuly. Jako molekuly jádrové hmoty mají význam především nejstabilnější spojení nejmenšího možného množství protonů a neutronů, t. j. částice  $\alpha$ , které tudíž tvoří stavební součásti jádra. Stabilita těchto částic  $\alpha$  je velká. Vypočteme-li si vazbovou energii částice  $\alpha$ , kterou si představujeme jako spojení dvou protonů a dvou neutronů, dostaneme hodnotu  $Q = 28,7$  MeV, bereme-li při výpočtu pro hmotu částice  $\alpha$  hodnotu  $m_\alpha = 6,647 \cdot 10^{-24}$  g. Je to hodnota zhruba 13krát větší než hodnota vazbové energie deuteronu. Má tedy částice  $\alpha$  jak ve srovnání s deuteronem tak i s ostatními jádry, mimořádně velkou stabilitu.

Předpoklad, že částice  $\alpha$  jsou obsaženy v jádře, vyplývá na př. z přirozené radioaktivity, kde vedle záporných elektronů jsou vystřelovány paprsky  $\alpha$ . Již při objevu radioaktivity se předpokládalo, že s největší pravděpodobností tato velmi stabilní heliová jádra jsou vytvořena již předem v jádře samotném, a nevznikají tudíž teprve při radioaktivním rozpadu jádra, ačkoliv ani tento předpoklad nebylo možné vyloučit.



Obr. 6,1. Schematické znázornění slupkového modelu jádra  ${}^2_1\text{D}$ ,  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^6_3\text{Li}$ ,  ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ .

nezávisle na okamžité poloze jiné částice přiřadit určitou, pevně stanovenou dráhu okolo těžiště jádra, kterou je možné charakterisovat jistými kvantovými čísly. Je to částečná obdoba s elektronovým obalem atomu. Na základě Fermiho statistiky mohou být jednotlivé slupky obsazeny jen daným počtem protonů a neutronů, což způsobuje určitou periodicitu ve stavbě jádra.

Obsazení těchto slupek uvedené v tab. 6,1 můžeme u jednotlivých prvků schematicky znázornit v obr. 6,1.

Tabulka 6,1.

Prvek	Počet slupek	1. slupka	2. slupka	3. slupka
${}^1_1\text{H}$	nemluvíme o slupce			
${}^2_1\text{D}$		$1p + 1n$		
${}^4_2\text{He}$		$2p + 2n$		
${}^6_3\text{Li}$		$2p + 2n$	$1p + 1n$	
${}^{20}_{10}\text{Ne}$	3	$2p + 2n$	$6p + 6n$	$2p + 2n$

Deuteron a částice  $\alpha$  představují jádro s jedinou slupkou, kdežto lithium již vykazuje slupky dvě a neon slupky tři.

Aby slupka byla uzavřena, musí jádro obsahovat tento počet protonů i neutronů: 2, 8, 20, 40, 70, 112, 168. U těžkých jader pro Coulombovu energii je počet protonů menší než neutronů a jádro pak nemá uzavřené slupky zároveň pro protony a neutrony.

Z tohoto důvodu tento model vyhovuje lépe při popisu lehkých jader než těžkých. Vcelku však zdá se být slupkový model lepší než model složený z částic  $\alpha$  [6,6].

## 6.2. Nukleární hvězdice

Kosmické záření způsobuje při průchodu hmotou rozpady atomových jader, které se jeví ve Wilsonově komoře a v nukleárních fotografických emulsiích jako hvězdy, t. j. skupiny drah vycházejících z jednoho všem drahám společného bodu. Viditelná ramena těchto hvězd tvoří stopy protonů, částic  $\alpha$  a případně i jiných ionisujících částic vyslaných při rozpadu, se kterými vylétá přibližně stejný počet neutrálních částic. Neutrální částice však prakticky neionisují, a proto nezanechávají v emulsi stopy.

Tento zjev jako prvé pozorovaly na nukleárních fotografických deskách r. 1937 Blauová a Wambacherová. Od té doby byla učiněna v tomto směru mnohá zkoumání, zvláště skupinou prof. Powella v Bristolu a skupinou prof. Skobelcyna.

Z nashromážděných experimentálních dat plyne, že převážná většina hvězdice je způsobena nukleony, hlavně neutrony s energií řádově několik set až tisíc MeV, a elektrono-fotonovou složkou KZ; příspěvek mesonové složky KZ ke vzniku hvězd nebylo možno dosud stanovit.

V dalších odstavcích bude probrán mechanismus těchto desintegrací a bude pojednáno o hvězdicích tvořených nukleony a mesony při různých energiích.

### 6,2,1. Evaporace atomového jádra

Jádrové síly, t. j. síly mezi jednotlivými částicemi, působí jen na velmi krátké vzdálenosti, ale mají při těchto vzdálenostech veliké hodnoty. Proto částice, která se přiblíží k jádru na vzdálenost rovnou dosahu jádrových sil, vstoupí do silného vzájemného působení s nejbližšími stavebními součástmi jádra a předá jim značnou část své energie. Je-li dopadající částice zachycena v jádře, ztrácí takto při svém dalším pohybu uvnitř jádra postupně svou energii, která se velmi rychle rozdělí mezi ostatní nukleony v jádře. V tomto případě tedy první etapa jádrové reakce spočívá v tom, že jádro částici zachytí a vytvoří se tak silně vzbuze­né „složené“ jádro.

V druhém stadiu této reakce dojde k vymrštění částice ze vzbuze­ného jádra. To může nastat jen vlivem fluktuací v rozdělení energie mezi nukleony. Soustředí-li se dostatečně množství energie na některé částici, opustí částice složené jádro.



Vymrštěná částice může být téhož druhu jako dopadající, může však být i jiného druhu; složené jádro může přejít z excitovaného stavu do základního též vysláním fotonu.

Tyto dvě etapy, vytvoření složeného jádra a vyslání částice nebo fotonu, jsou dva na sobě nezávislé děje.

Již v kapitole 6,1 jsme se zmiňovali, že excitační energii jádra, které se skládá z dostatečně velkého počtu částic, vyměňujících si neustále svou energii, lze považovat za tepelnou energii. S tohoto hlediska lze popsat zvýšení střední energie částic jádra při zachycení dopadnuvší částice jako zvýšení teploty a vymrštění částice nebo vyslání fotonu jako vypaření provázené snížením teploty. Je jasné, na př., že když je energie dopadnuvší částice malá, bude vymrštění částice nepravděpodobné, a naopak, při velké kinetické energii dopadnuvší částice, jak tomu bývá u částic KZ, bude „zahřátí“ tak silné, že je možné vypaření dokonce několika částic. Doba průchodu nukleonu jádrem je řádově  $10^{-22}$  s, vyrovnání jaderné teploty a evaporace nastává v době nejvýš  $10^6$  krát větší, t. j. za  $10^{-16}$  s, což odpovídá doběhu jádra v emulsi  $10^{-3}$   $\mu$ , takže se všechny emitované částice jeví tak, jakoby vycházely z jednoho bodu emulse.

Vzájemné působení velmi rychlých částic s jádry se podstatně liší od vzájemných působení pomalých částic. Impuls a energie dopadající velmi rychlé částice mohou být předány jedinému nukleonu nebo nejvýš několika nukleonům jádra, při čemž nukleony získají energii přesahující jejich vazbovou energii a budou proto vyraženy z jádra. Může dojít jen k letmé kolisi dopadnuvší částice s nukleony v jádře, při které jim částice předá jen část své kinetické energie a impulsu a proletí jádrem. Uvázne-li v jádře, předá mu všechnu svou energii. Jádro se „zahřeje“ na tak vysokou teplotu, že se uvede do „varu“, při čemž vymršťuje velký počet svých úlomků. Konečně částice s energií řádově 1000 MeV může zcela „rozbit“ jádro, t. j. způsobit rozpad jádra na všechny jeho nukleony.

Můžeme tedy říci, že v obyčejných jadrových reakcích je po vytvoření složeného jádra buď vyslán foton, nebo jedna nebo při vyšších energiích dvě částice. Výsledné nové jádro je buď isotopem bombardovaného jádra (při zachycení neutronu), nebo od něho vzdáleno o jedno neb dvě místa v periodické soustavě prvků. Při štěpení se jádro rozlomí na dva až tři úlomky srovnatelné hmoty. Avšak působením částic s energiemi řádově 100 MeV a vyšších dojde k roztržení bombardovaného jádra na množství úlomků nejrůznější hmoty, čili k vytvoření víceraemenné hvězdice [6,7], [6,8].

Schematicky můžeme nukleární desintegraci s excitační energií  $U \sim 500$  MeV, kterou pozorujeme na nukleárních deskách, ozářených KZ, zobrazit podle obr. 6,2 takto: Hvězdu způsobují částice (většinou rychlý neutron s energií  $E \sim 1000$  MeV) převážně v letmé srážce s jádrem bez zachycení v jádře. Rozpad můžeme rozdělit do několika fází:

a) částice vyrazí několik rychlých nukleonů ( $E > 50$  MeV) přibližně v incidentním směru;

b) v místě srážky dojde nejprve k lokálnímu „přehřátí jádra“, z jádra se ulomí nestabilní odštěpky, rozpadající se okamžitě na částice  $\alpha$ ;

c) po vyrovnání jaderné teploty (během doby kratší než  $10^{-16}$  s) nastává „vy-  
paření“ protonů a neutronů (s průměrnou energií 10 MeV a 15 MeV) za současného  
chladnutí jádra a potom konečný ustálený stav. U rozpadů s menší excitační  
energií ( $U < 200$  MeV, t. j. dvou – až čtyřramenné hvězdy) se neuplatňuje fáze a),  
nýbrž pouze b) a c) a dopadající  
částice (neutron, foton, meson)  
bývá pak převážně zachycena  
v jádře.

Odhad excitační energie při  
desintegračních procesech pro-  
vádíme podle empirického vzor-  
ce [6,9]

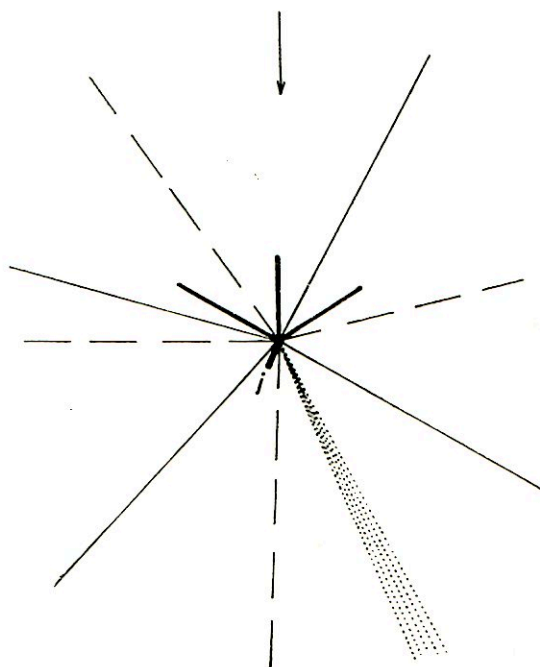
$$U = n(37 + n) \text{ MeV} , \quad (6,6)$$

kde  $n$  je počet ramen.

### 6,2,2. Hvězdice způsobené nukleony

Nárazový účinek nukleonů KZ  
na jádra prvků emulse (těžké  
prvky haloidů Ag, Br, J, lehké  
prvky želatiny H, C, N, O, S atd.)  
způsobuje jejich explosivní roz-  
pad. Počet hvězdic, vytvořených  
v 1 cm<sup>3</sup> emulse za den je přibliž-  
ně 9. V některých případech je  
možné určit podstatu vymrště-  
ných částic. Odhadneme-li prav-  
děpodobnou hodnotu náboje,  
můžeme metodami uvedenými  
v kap. 2,8 určit hmotu a energii  
částice [6,10], [6,11], [6,12].

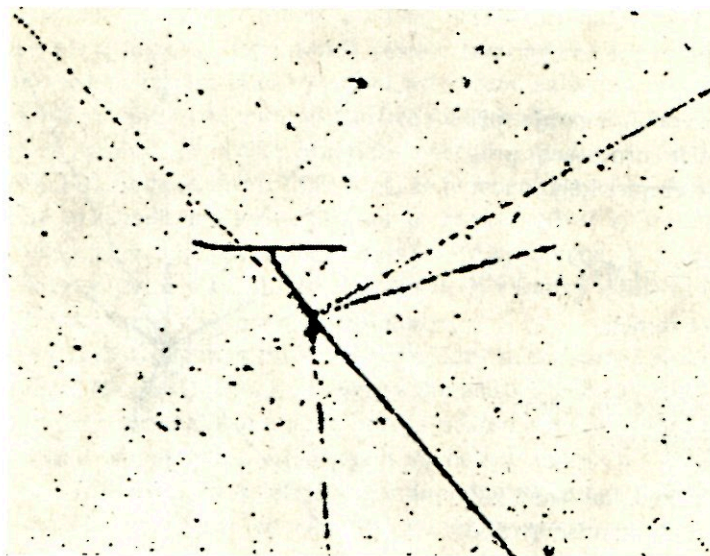
V procesech, zahrnujících částice velmi rozdílných rychlostí, nábojů a hmot,  
užitá emulse musí představovat kompromis mezi vysokou sensitivitou a dobrou  
rozlíšovací schopností. Jestliže totiž specifická ionisace přesáhne jistou kritickou  
hodnotu, latentní obrazy v zrnech AgBr podél stopy ionisující částice jsou vyvolány  
tak těsně u sebe, že zrnka stříbra se spojí dohromady, takže tvoří formu spojitě  
dráhy. Je pak krajně nesnadné vykonat spolehlivé vypočtení zrn podél dráhy.  
Čím vyšší je citlivost emulse, tím nižší je kritická hodnota ionisace.



Obr. 6,2. Schematické znázornění hvězdicové desintegra-  
ce jádra při excitační energii  $U \sim 500$  MeV;  
----- evaporační neutrony s energií  $E \sim 10$  MeV;  
———— evaporační protony s energií  $E \sim 15$  MeV;  
———— částice  $\alpha$ ;  
 $\downarrow$  odštěpek jádra;  
..... rychlé nukleony, případně mesony s energií  
 $E > 50$  MeV;  
šipka značí směr dopadající částice.

Ve většině hvězd pozorujeme kromě dlouhých drah mesonů, protonů (po př. deutronů a tritonů), částic  $\alpha$  a těžších jader (Li) krátké, velmi silné dráhy produkované odštěpkou jádra. Tyto dráhy mívají dosah 2–5  $\mu$ .

Při analýze jadrových rozpadů i ostatních úkazů na deskách jsme prakticky omezeni několika činiteli, předně zmizením stopy latentního obrazu (úniku) a způsobem vyvolávání fotografické desky. Dále obyčejně emitované částice mají jen



Obr. 6,3. Jádro lithia, vyslané z hvězdice, je nestabilní a rozpadá se na dvě částice  $\alpha$ .

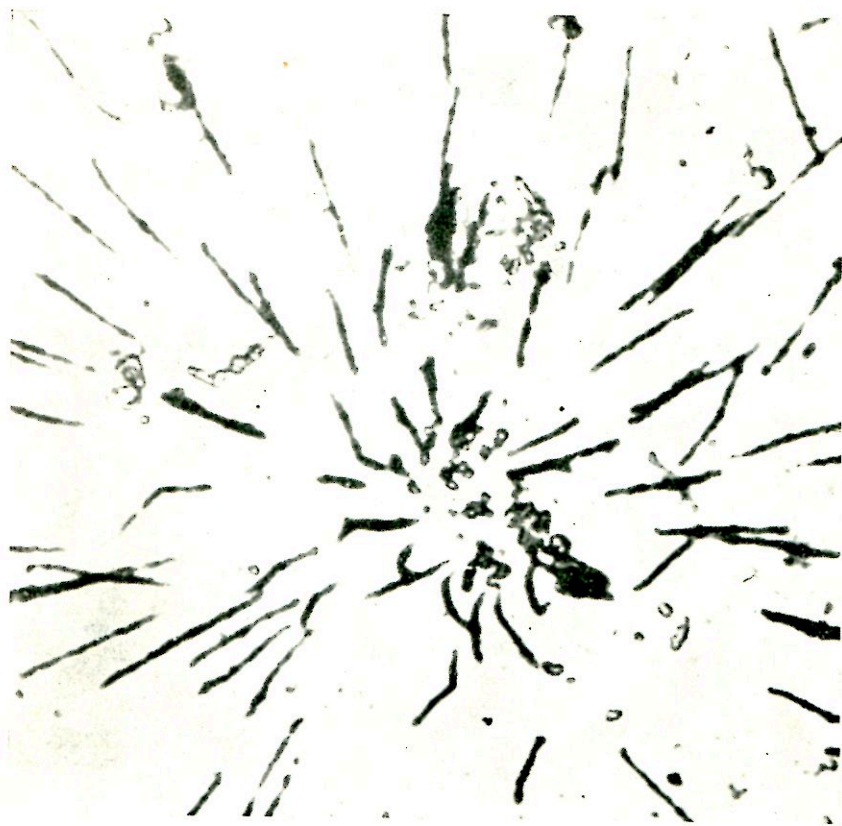
malou část svého celkového dosahu v emulsi, a tudíž rozlišení mezi drahami rychlých protonů a mesonů, krajně rychlých částic  $\alpha$  a pomalých protonů je rovněž velmi obtížné, jestliže není pozorována aspoň  $\frac{1}{2}$  jejich dosahu v emulsi a není-li spočten statisticky dostatečný počet zrn.

Přes tyto obtíže lze určit s průměrnou jistotou ve většině případů podstatu částice. Někdy tak lze učinit z druhotného působení, rozpadne-li se na př. částice na konci své dráhy ve dvě viditelné částice  $\alpha$ , stejné délky, charakteristického rozvětvení podoby T. Dráha byla způsobena těžkým jadrovým odštěpkem,  ${}^6_3\text{Li}$  (obr. 6,3). Jindy můžeme určit povahu částice podle interakce se sousedními jádry atomů (srážka deutronu nebo tritonu s jádrem vodíku v emulsi).

Za hvězdice, způsobené KZ v emulsi, považujeme obyčejně pouze takové desintegrace, které mají nejméně tři jasně pozorovatelná ramena, z nichž aspoň jedno rameno má délku v emulsi větší než 57  $\mu$ , což odpovídá stopě částice  $\alpha$  s energií přibližně 10 MeV. Hvězdy s kratšími rameny mohou být totiž radioaktivního původu (obr. 6,4). Poněvadž někdy není možné rozlišit od sebe Rutherfordův

rozptyl izolované dráhy od dvouramenné hvězdičky, nezahrnujeme dvouramenné rozpady do celkového počtu hvězd, jde-li o absolutní určení jejich četnosti.

Zkoumáme-li topologické rozložení hvězd na deskách, zjistíme, že jsou většinou rovnoměrně rozloženy. Existuje jen několik málo případů seskupení hvězdiček po dvou, event. po třech. Tyto hvězdičky zřejmě mezi sebou souvisí buď nějakou rychlou, na našich deskách nepozorovatelnou nabitou částicí, nebo ještě spíše velmi



Obr. 6,4. Částice  $\alpha$  radioaktivního původu.

energetickým neutronem, který letmou srážkou způsobí obě, event. všechny tři desintegrace [6,13].

Poměr počtu částic  $\alpha$  k počtu protonů, vycházejících ze společného středu, nám dává možnost na první pohled rozlišit rozpady lehkých prvků želatiny od těžších prvků, jichž emulze podle váhy obsahuje 88%. Bylo totiž zjištěno [6,14], že u lehkých prvků je poměr  $\alpha/p$  roven přibližně 0,54, u těžkých jader  $\alpha/p = 0,271 \pm \pm 0,008$  (obr. 6,5, 6,6). Podle toho úplná desintegrace bromu by dala vznik asi 25 drahám, stříbro asi 34.

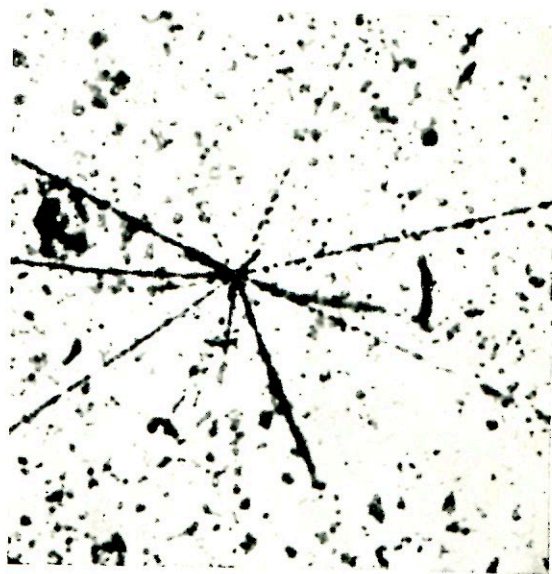
Až na případy vysokých energií dopadajících částic protony hvězd jsou rozloženy isotropně, avšak částice  $\alpha$  jsou zvláště u velkých hvězd kolimovány přibližně v opačném směru než stopy odraženého jádra (obr. 6,7). Toto je možné vysvětlit na základě již dříve zmíněné evaporační teorie a procesu štěpení.



Obr. 6,5. Rozpad jádra lehkého prvku. Na fotografii jsou zřetelné dvě dráhy částic  $\alpha$  a jedna stopa protonu.

Zkoumáme-li hvězdy co do počtu ramen, zjistíme, že nejčastější jsou hvězdy s 3 a 4 rameny. Hvězdice s více než 8 rameny tvoří asi 10% celkového počtu. Toto rozložení velikosti hvězd se znatelně nemění s výškou nad mořem, t. j. s vrstvou absorbatóru nad deskami.

Původně se usuzovalo, že počet hvězdic ubývá exponenciálně s tloušťkou absorbatóru. Avšak rozbor různorodého experimentálního materiálu, týkajícího se absorpce záření, produkujícího hvězdice, vedl Bernardiniho [6,15] k předpokladu existence přechodového zjevu těchto hvězdic, t. j. anomálního zvýšení jejich počtu pod tenkými vrstvami hustých absorbatóru. Za účelem experimentálního ověření této hypotézy byl proveden r. 1951 ve Fyzikálním ústavu Karlovy university a v Ústavu nukleární fyziky při České akademii věd a umění pokus se speciálními nukleárními deskami, které byly exponovány KZ pod různými vrstvami olova na Lomnickém Štitu ve výši 2640 m. Existence přechodového zjevu byla potvrzena [6,16], [6,17], [6,18], [6,19], [6,20]. Bylo nalezeno hlavní maximum hvězdic s excitační energií  $U < 200$  MeV pod 2 cm Pb a usouzeno, že je způsobeno fotonovou složkou KZ. Pro desintegrace s  $U > 200$  MeV byl nalezen náznak k druhému maximu asi kolem 20 cm Pb a toto zvýšení bylo přisouzeno rychlým neutronům (obr. 6,8).



Obr. 6,6. Hvězdice s 15-ti rameny; excitační energie  $U \doteq 1500$  MeV.

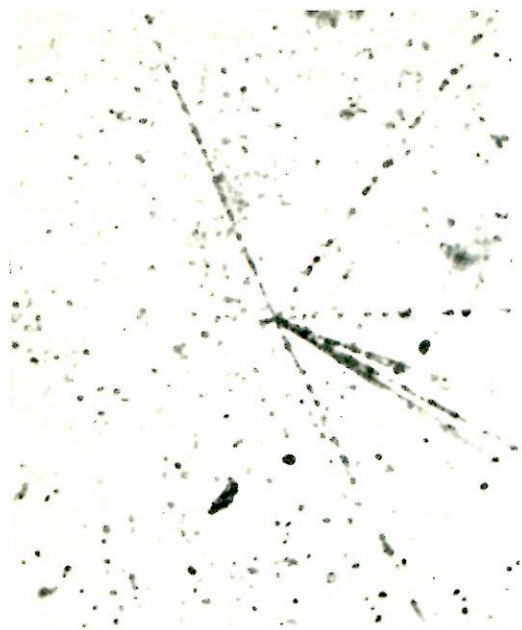
Všechny úvahy této kapitoly se týkaly hvězdicových desintegrací způsobených KZ ve fotografických emulsích. Ve Wilsonových komorách byly však rovněž pozorovány úkazy, které nepochybně těsně souvisí s hvězdicemi pozorovanými ve fotografických deskách. Při srovnávání je nutné uvážit rozdíly v podmínkách, za kterých ramena hvězd se stanou viditelná v těchto dvou případech. Je to předně rozdíl v hustotě emulze desky a plynu komory.

Málo hvězd na deskách ukazuje mocnou koncentraci drah ve směru dopadající částice. Naproti tomu tento zjev je pravidelným u hvězd v komoře. Až na velmi citlivé emulze není téměř na deskách vidět elektrony ani ostatní částice velmi vysoké energie. Naproti tomu velká část hvězd z Wilsonovy komory obsahuje částice vysoké energie, schopné projít několika centimetrovými vrstvami olova a je vidět průměrně jeden elektron nebo meson na hvězdu. Toto značně přesahuje malou část mesonů viděných ve hvězdách na fotografických deskách; rovnováhu mohou představovat částice, které ionisují příliš málo, než aby je bylo vidět na deskách.

Můžeme tedy říci, že fotografická technika vybírá hvězdy s pomalými částicemi, zatím co Wilsonova komora vybírá hvězdy, jejichž částice jsou rychlé.

Zjevy velmi podobné hvězdám byly produkovány rovněž uměle cyklotronem. Tyto desintegrace byly způsobeny ionisujícím zářením (deuterony, částicemi  $\alpha$  a j.)

a velmi se podobají kolimovaným trojramenným hvězdicím z Wilsonovy komory spíše než isotropickým hvězdám z fotografických desek.



Obr. 6,7. Částice  $\alpha$  jsou kolimovány do opačného směru než odražené jádro.

### 6,2,3. Hvězdice způsobené mesony

Při studiu fotografických desek, vystavených kosmickým paprskům, najdeme určitý počet desintegrací (průměrně jednu z třiceti), z nichž každá se zdá být způsobena vniknutím pomalé nabitě částice do jádra.

Na obr. 6,9 je vidět, že dráha spojená s hvězdicí a označená  $\sigma$  ukazuje často změny ve směru. Body rozptylu jsou nejčastěji blíže středu hvězdy a je jich postupně méně při pohybu podél dráhy. Rovněž počet zrn na jednotku délky dráhy, což může být vzato jako míra ionisace způsobené částicí, je nej-

větší v bezprostřední blízkosti desintegrovaného jádra. Toto naznačuje, že částice se přiblížila k jádru.

Zkoumání stop těchto pomalých částic, které u konce své dráhy vnikly do jádra a předáním zbytku své energie způsobily jeho desintegraci s vypuzením těžkých částic, ukazuje, že Coulombův rozptyl je u těchto částic častější, než by se očekávalo, kdyby tyto částice byly protony. Rovněž vzrůst hustoty zrn na jejich dráze, přibližujeme-li se po ní ke středu hvězdy, je rychlejší než v případě, když částice jsou protony. Tato kvalitativní zkoumání nám vnukají myšlenku, že částice mají malou hmotu. Vyjímá se elektron, protože pozorovaná ionisace je daleko vyšší (elektronová dráha takového dosahu by nebyla vůbec objevena) a rozptyl je malý. Musíme proto usuzovat, že částice měla hmotu mezi hmotou elektronu a protonu. Přesnější údaje dostaneme počítáním zrn, které ukazuje, že částice je meson  $\pi$ . Meson způsobující desintegraci atomového jádra se v literatuře označuje také názvem meson  $\sigma$ . Jelikož jednotlivé nukleární interakce mezi mesony a nukleony jsou podle předpokladu krátkého dosahu a jelikož kladná částice tak

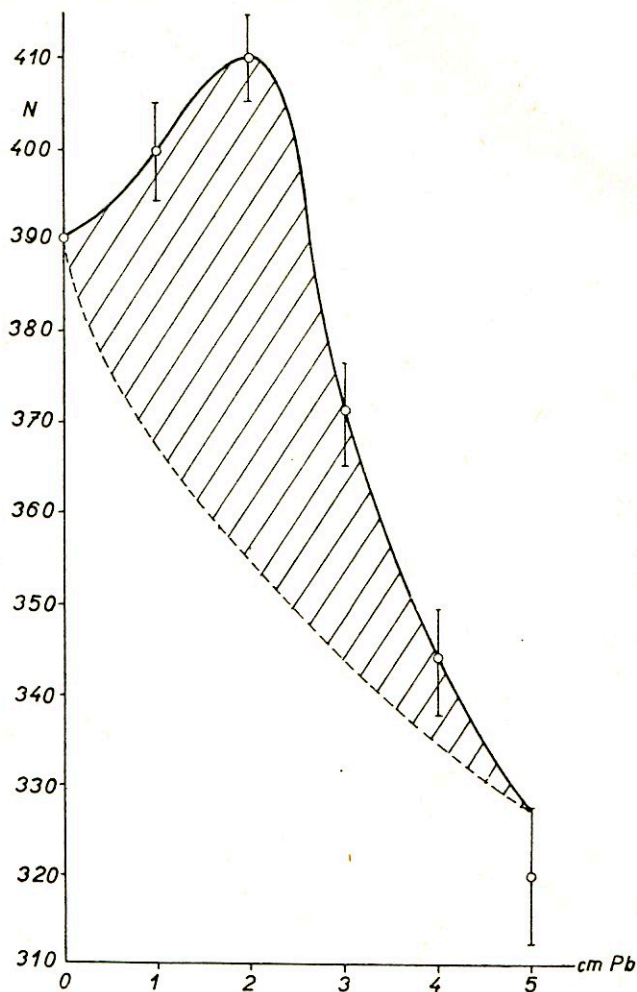
slabé energie by byla jádrem odpuzena dříve, než by se přiblížila k němu tak, aby mohla s ním integrovat, přisuzujeme mesonům  $\sigma$ , které způsobují pozorované desintegrace, záporný náboj [6,21], [6,22].

Hvězdy, produkované mesony  $\sigma$ , t. zv. hvězdice  $\sigma$ , kterých je v horských výškách asi 2% celkové intenzity hvězd, všeobecně obsahují 2 nebo 3 ramena. Velmi zřídka více. Obr. 6,10 představuje takovýto případ. Při desintegraci jádra těžkého prvku emulze je vyslán pomalý meson, který dá vznik další desintegraci s menším počtem ramen.

#### 6,2,4. Vznik mesonů při rozpadu jádra

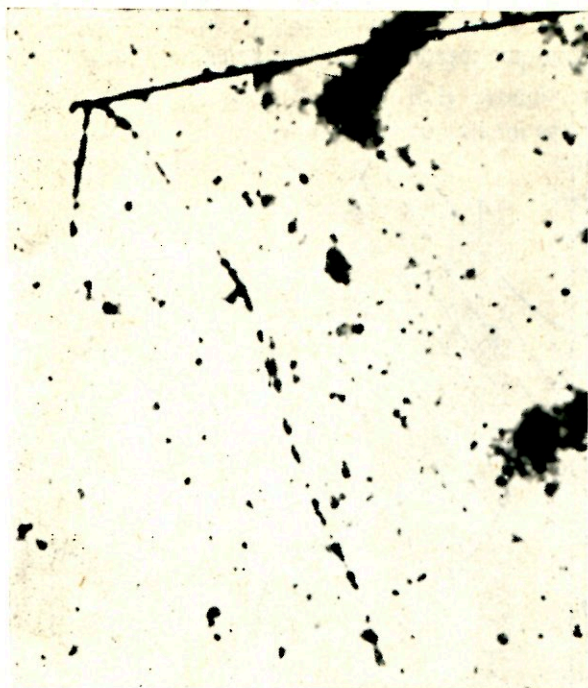
Při desintegraci jádra vznikají přibližně ve stejném počtu mesony  $\pi$  nabitě (kladné i záporné) a mesony neutrální. Tyto mesony je možné na deskách typu G5 identifikovat různými metodami, uvedenými v kap. 2,7 a 2,8. Na deskách typu C2 je možné identifikovat jen pomalé mesony, zvl. tehdy, když byly rozeznány nějaké sekundární efekty, které produkovaly u konce své dráhy. Z pomalých mesonů větší pravděpodobnost interakce s jádrem pro svůj záporný náboj mají mesony záporné. Kladné mesony jsou urychlovány během emise jádrem stejného znamení a s jejich rychlostí stoupá též pravděpodobnost, že uniknou z emulze, aniž v ní zanechají viditelné stopy. Tím je možné si vysvětlit nesterjný počet pozorovaných mesonů  $\pi_+$  a  $\pi_-$  na deskách tohoto typu.

V emulcích nukleárních desek byly rovněž často pozorovány hvězdy, od nichž



Obr. 6,8. Přechodový zjev záření, způsobujícího hvězdicové desintegrace.  $N$  je počet hvězdic v  $1 \text{ cm}^3$  emulze za 45 dní.





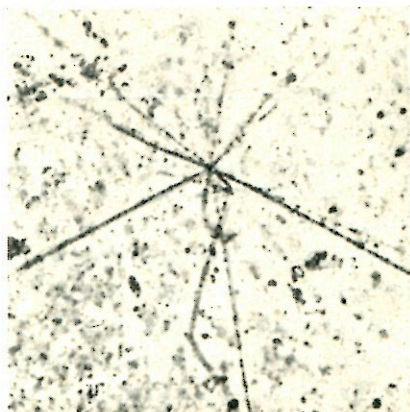
Obr. 6,9. Mosaika fotografií hvězdice, vzniklé vniknutím pomalého záporného mesonu do jádra atomu.

(živ. doby  $< 10^{-14}$  s, t. j. jen několik  $\mu$  v emulsi); pozorovaný proces rozpadů  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  může být jen posledním článkem řetězu delší řady samovolných transmutací. Z energetických úvah o umělé produkci mesonů  $\pi$  však plyne, že tato domněnka není možná.

v určité vzdálenosti je možné spatřiti pár elektronu a pozitronu, vytvořený fotonem, vzniklým rozpadem neutrálního mesonu, emitovaného při desintegraci jádra.

Protože dosud nebyl pozorován žádný případ zrození pomalého mesonu  $\mu$  v jadrových desintegracích, je skoro jisté, že mesony, které jsou vytvořeny ve formě „spršek“ rychlých pronikavých částic jsou mesony  $\pi$ .

Ačkoliv se zdá, že mesony  $\pi$  jsou emitovány přímo z jádra jako produkty vzájemného působení jaderných částic, protonů a neutronů, neplyne žádný důkaz z pokusů KZ, že nevznikají jako produkty rozpadu těžší částice emitované z jádra, velmi krátce žijící



Obr. 6,10. Pomalý záporný meson  $\pi$ , vyslaný při rozpadu je zachycen v jádru atomu emulse a dává vznik další desintegraci.

## 7. SOUHRN ZJEVŮ VYVOLANÝCH KZ PŘI PRŮCHODU ATMOSFÉROU

Složka KZ, kterou pozorujeme při hladině moře, t. zv. sekundární, je výsledek různých procesů primárního KZ, dopadajícího na hranici zemského ovzduší s energií řádu  $10^4 \text{ MeV} = 10^{10} \text{ eV}$ , při jeho průchodu atmosférou.

Vzniká otázka, co je to vlastně primární složka KZ, z jakých částic se skládá a jaké zjevy vyvolává ve vzdušné atmosféře.

### 7.1. Primární složka KZ

Otázku podstaty primární složky KZ se snažil rozřešit již před dvaceti lety R. A. Millikan (7,1). Vzhledem k tehdejšímu názoru na pohlcování KZ ovzduším, podle kterého byly fotony považovány za mnohem pronikavější než nabitě částice, usoudil, že prvotní kosmické paprsky jsou fotony. Později však, na základě experimentálních údajů, byla jeho domněnka vyvrácena. Ze šířkového efektu (odst. 3,3) bylo odvozeno, že primární KZ obsahuje značnou část elektricky nabitých částic s impulsy řádově od 4500 do 15 000 MeV/c. Z měření východozápadního efektu je známo (odst. 3,4), že většina a možná všechny z pronikavých částic pozorovaných ve výši mezi hladinou moře a 9000 m, pochází z pozitivně nabitých prvotních částic. Z výškové závislosti úkazů plyne, že primární KZ projevuje silnou interakci s jádry, což má za následek jejich rychlou absorpci v atmosféře.

Nepřicházejí tudíž pro primární složku KZ v úvahu ani fotony, ani neutrony. Z kladně nabitých částic mesony pro svou krátkou životní dobu nemohou tvořit součást primárního záření. Rovněž elektrony se vylučují na základě Scheinova pokusu [7,2] s ionizační komorou, vypuštěnou do výše asi 27 000 m pomocí balonků.

Touto komorou byla zkoumána v uvedené výši intenzita elektronů a fotonů, majících energie nad 4500 MeV. Získaná hodnota byla příliš malá, než aby primární částice mohly být elektrony. Přicházejí tedy v úvahu jako částice pro primární složku KZ protony, částice  $\alpha$  a těžší jádra a dále nám dosud neznámé částice. A skutečně pokusy ukázaly, že největší část primárního KZ váhově asi 45% jsou protony, které vstupují isotropicky ze všech směrů do zemské atmosféry, a asi

Tabulka 7,1.

Magnetická šířka	$\lambda = 55^\circ \text{ s. š.}$	$\lambda = 30^\circ \text{ s. š.}$
Protony .....	0,15 (?)	0,06
Částice $\alpha$ .....	0,05 (?)	0,009
$6 \leq Z \leq 9$ .....	$(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$(3,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$
$10 \leq Z$ .....	$(3,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$	$(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$

40% podle váhy je částic  $\alpha$ ; zbytek tvoří těžká jádra [7,3], [7,4]. Přichází tedy asi 55% hmoty primárního záření ve formě mnohem hmotnější než protony.

Tabulka 7,1 značí celkovou vertikální intenzitu primárního záření v  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{steradian}^{-1}$  všech energií u vrcholu atmosféry v zeměpisné šířce  $55^\circ$  a  $30^\circ$  s. š. [6,1].

Tyto informace o prvotním kosmickém záření byly získány studiem jevů vyvolaných zářením v nukleárních deskách, ionizačních komorách a Wilsonových komorách, vnesených balonky do velkých výšek. Nejdárnější výstup, trvající 8 hodin, dosáhl výšky, kde tlak je roven  $p \approx 10 \text{ g/cm}^2$ , t. j. do výšky asi 50 km. Rakety vynesly zařízení až do výšky asi 150 km, t. j.  $p \approx 10^{-4} \text{ g/cm}^2$ , ale získaná data je těžké interpretovat pro krátkou dobu letu ( $\approx 5 \text{ min}$ ) a jiné obtíže spojené s letem rakety.

## 7.2. Sekundární pochody v atmosféře

Prvotní částice KZ, dopadající do zemské atmosféry z vesmírného prostoru, jsou téměř úplně pohlcovány v nejhořejších vrstvách atmosféry ve vrstvě několika prvních stovek gramů vzduchu. Rychlé protony jsou absorbovány podle zákona  $e^{-p/150}$  [6,4], kde  $p$  je tlak v  $\text{g/cm}^2$ ; t. j. ve výšce, kde tlak je roven  $150 \text{ g/cm}^2$ , je počet prvotních protonů zmenšen  $e$ -krát. Ještě rychleji jsou pohlcována těžší jádra; na př. jádra s nábojem  $Z > 12$  se absorbují podle zákona  $e^{-p/20}$ .

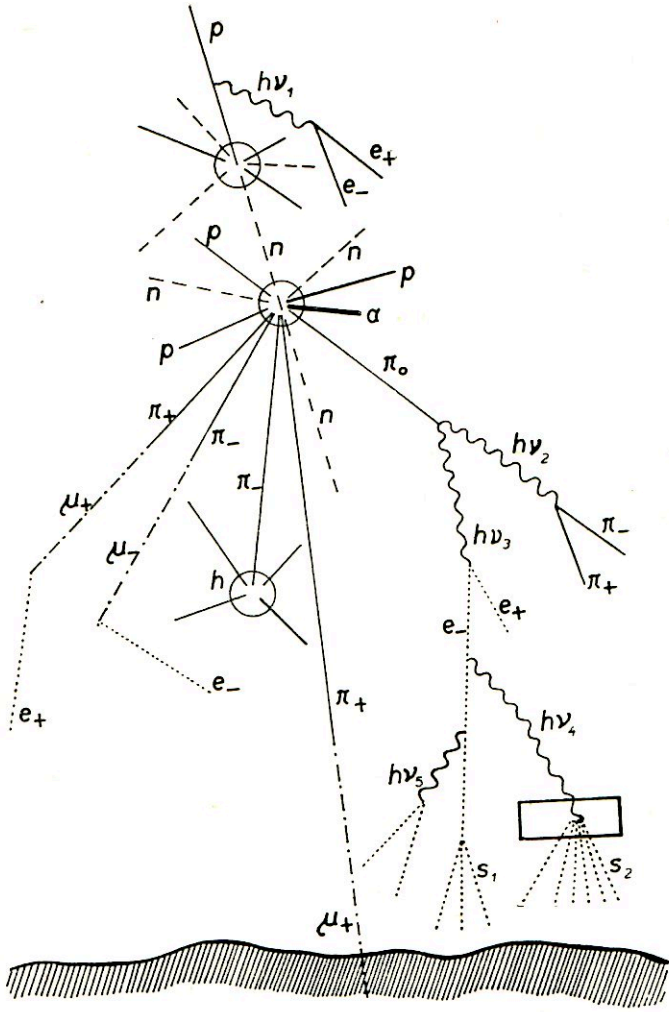
Primární částice při vstupu do atmosféry jednak budí světelná kvanta brzdným zářením (viz kap. 4,2,3) (tento pochod však má malou pravděpodobnost), jednak způsobuje transmutace atomových jader. Při srážkách s atomy vzduchu jsou uvolňovány nebo vznikají všechny známé základní částice, event. i nové, dosud neobjevené částice. Vznikají protony a neutrony, těžší jaderné částice, jako deutery, tritony, částice  $\alpha$ , případně i jádra lithia a berylia, mesony  $\pi$  nabitě i neutrální a v menším množství též mesony těžší než mesony  $\pi$ .

Nejllepší představu o těchto procesech lze získat studiem jevů na fotografických deskách, exponovaných v nejhořejších vrstvách atmosféry. U hvězdicových rozpadů často pozorujeme skupinu velmi rychlých částic, mesonů  $\pi$  a protonů, jejichž směr pohybu je totožný se směrem prvotní částice, a dále skupinu pomalých protonů a jiných jaderných částic, jejichž směrové rozložení je téměř isotropické. V těchto pochodech přibližně ve stejném množství jako protony jsou vysílány neutrony, které však, protože neionisují, nevidíme na deskách.

Čím je energie prvotních částic větší, tím větší je i hvězdice. Mají-li vyslané druhotné částice dostatečně velkou energii, mohou zase ony dát vznik novým rozpadům jader. To se může opakovat tak dlouho, dokud energie incidentních částic postačuje k vytvoření tohoto procesu. Tak vzniká v atmosféře kaskádní proces nového druhu, nikoli elektromagnetického, ale specificky jaderného charakteru, t. zv. kaskádní jaderný proces.

Pro svou krátkou dobu života ( $10^{-8} \text{ s}$ ) se kladně nabitě mesony  $\pi$  o vysoké

energii rozpadávají ve vzdálenosti několika set metrů od místa svého vzniku; jejich rozpadem vznikají mesony  $\mu$ , které pak tvoří hlavní součást t. zv. „tvrdé



Obr. 7,1. Schematické znázornění pochodů vyvolaných primárním protonem v zemské atmosféře. Podobné pochody by byly vyvolány primární částicí  $\alpha$  nebo těžšími jádry.

- $p$  — proton
- $n$  — neutron
- $\alpha$  — částice  $\alpha$
- $e_{\pm}$  — kladný a záporný elektron
- $h\nu$  — foton
- $\pi_{\pm}^{\pm}$  — kladný, záporný a neutrální meson  $\pi$
- $\mu_{\pm}$  — kladný a záporný meson  $\mu$
- $h$  — hvězdička
- $s$  — sprška
- — hmotný absorbátor

V obrázku nejsou zakresleny neutrální částice, vznikající rozpadem mesonu  $\pi$  a  $\mu$ .

složky“, která je velmi pronikavá a prochází proto celou vrstvou zemské atmosféry. Je hlavní částí KZ, pozorovaného při hladině moře a pod velkými vrstvami země a vody. Ztráta energie částice při jejím vertikálním průchodu atmosférou je srovnatelná se ztrátou její energie v 1 m olova. Absorpční pokusy [7,5] skutečně ukázaly, že asi 50% záření tvrdé složky, schopné proniknout 10 cm olova, pronikne více než 1 m olova.

T. zv. „měkká složka“, která je prakticky absorbována v desetacentimetrové vrstvě olova, má svůj původ hlavně v kvantech  $\gamma$ , která vznikají rozpadem neutrálních mesonů a v elektronech kladných i záporných, vytvořených rozpadem mesonů  $\mu$  a kaskádním množení  $m$ . Počet neutrálních mesonů je přibližně roven počtu mesonů nabitých, jejich energetické spektrum je stejné, a tak si vysvětlíme okolnost, že obě složky, měkká i tvrdá, obsahují přibližně stejné množství energie.

Těžší mesony mají zřejmě značný význam při tvoření obou složek KZ, zatím však nelze odhadnout jejich podíl.

Při průchodu do nižších vrstev atmosféry je měkká složka pohlcována silněji než složka tvrdá a relativní intenzita tvrdé, pronikavé složky vzrůstá; tak při hladině moře jsou asi dvě třetiny všech kosmických paprsků rychlé mesony  $\mu$ .

Mezi částicemi měkké i tvrdé složky ve všech výškách se vyskytují též protony a neutrony. Ve výši kolem 3250 m [6,4] představují asi 10% celkové intenzity KZ protony: polovina náleží tvrdé a polovina měkké složce. Při hladině moře je jejich počet mnohem menší, ve výškách nad 3000 m jejich počet rychle vzrůstá s výškou. Tyto protony a neutrony nejsou zbytky primárního KZ, jež by proniklo tak hluboko do atmosféry země, ale jsou to sekundární protony a neutrony, vzniklé ve svrchu již uvedených jaderných procesech.

O všech zmíněných pochodech si můžeme učinit představu pomocí schematického znázornění na obr. 7,1 [7,6].

## 8. HYPOTHESY O PŮVODU KZ

Jakmile Hess na základě svých pokusů prováděných v letech 1911 až 1913 dospěl k závěru, že „existuje mimozemský zdroj pronikavého záření“ (kap. 1), vznikla tím současně otázka původu KZ. Můžeme říci ihned, že od objevu KZ, který můžeme pokládat za prokázán v r. 1913, až do nedávné doby nebylo žádné teorie, která by úspěšně vykládala vznik KZ v soulase s jeho vlastnostmi.

Výsledky studia KZ uvedené v předcházejících kapitolách ukazují, že existuje primární složka KZ tvořená kladně nabitými částicemi (odst. 3,4 a 7,1), kterými jsou hlavně protony, mezi nimiž byly pozorovány i částice  $\alpha$  a jádra těžších prvků (odst. 5,4). Všechny tyto částice nesou vysokou energii průměrně  $10^{10}$  eV, při čemž ojediněle dosahují energie  $10^{15}$  až  $10^{17}$  eV. Střední počet částic  $F(E) dE$  v daném intervalu energií od  $E$  do  $E + dE$  je vyjádřen vztahem

$$F(E) dE = kE^{-\gamma} dE, \quad (8,1)$$

kde  $\gamma$  je kladné číslo mezi 2 a 3. Poněvadž částice primární složky KZ přicházejí k naší Zemi všemi směry, označuje se tato vlastnost jako prostorová isotropie KZ. Vzhledem k tomu, že na  $1 \text{ cm}^2$  zemského povrchu dopadají za 1 minutu přibližně 1 až 2 částice KZ, soudíme, že i primární složka KZ má značnou intenzitu. Odhaduje se, že v prostoru mimo naši Zemi je v  $1 \text{ cm}^3$  obsažen průměrně 1 proton primární složky KZ. Má tedy primární složka KZ průměrnou hustotu řádově  $10^{-24} \text{ g/cm}^3$  vzhledem k tomu, že hmota protonu  $m_p = 1,6734 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ .

Na základě výzkumů, které se týkaly jednak uvedených vlastností primární složky KZ, jednak elektromagnetických vlastností kosmických útvarů, byla v posledních několika letech rozvinuta teorie t. zv. kosmických indukčních urychlovačů, čili kosmických betatronů, vytvořená Těřlečkým [8,1], [8,2], [8,3]. Tato teorie je založena na skutečnostech, že ve vesmíru existují útvary, na př. hvězdy, oblaka mezihvězdné hmoty, sluneční a hvězdné skvrny s proměnným magnetickým polem. Změny intenzity magnetického pole uvedených hvězdných útvarů vyvolávají elektromagnetickou indukci elektrická pole, která způsobují urychlení částic KZ.

Podle toho, do které části vesmíru tyto teorie kladou vznik KZ, můžeme je rozdělit na tři skupiny.

Jako první z nich můžeme označit teorii, která hledá vznik KZ v naší sluneční soustavě. Byla navržena E. Tellerem [8,4] a propracována H. Alfvénem a R. D. Richtmyerem [8,5], [8,6], [8,7], [8,8]. Tato teorie má tu výhodu, že může snadno vysvětlit původ těžkých částic (odst. 5,4), vyskytujících se v primární složce KZ. Naproti tomu je pro ni obtížné najít výklad pro prostorovou isotropii KZ a zdůvodnit vysílání všech částic primární složky KZ Sluncem. I když v určitých případech se jeví jistá souvislost mezi změnami celkové intenzity KZ a erupční

sluneční činnosti (odst. 3,3), přece nebylo možno dosud zjistit zákonitou souvislost mezi vlastnostmi KZ a sluneční aktivitou.

Z toho důvodu byla téměř paralelně k první skupině vypracována teorie, která předpokládá vznik KZ v naší galaktické soustavě čili uvnitř Mléčné dráhy [8,9]. Má tu výhodu, že dovede jednoduše vyložit prostorovou isotropii KZ. Má však obtíže při výkladu ohromné energie, kterou nesou částice KZ vyplňující veškerý prostor naší galaktické soustavy, uvážíme-li, že je tato energie zhruba stejně velká jako rotační energie všech hvězdných útvarů této soustavy. Mimo to přichází tato teorie do nesnázi při výkladu urychlení těžkých částic primární složky KZ, neboť podává uspokojivý výklad pouze pro urychlování protonů. Musí také zavést předpoklad, že existuje galaktické magnetické pole s uzavřenými siločarami, které udržuje částice kosmického záření uvnitř galaxie [8,18].

Konečně třetí teorie podaná Těřlečkým [8,1], [8,2] a [8,3] překonává popsane obtíže tím, že předpokládá možnost urychlení nabitých částic primární složky KZ v elektromagnetických polích různých útvarů vesmíru. Předpokládá, že urychlení nabitých částic může být způsobeno buď rotujícími hvězdami, nebo slunečními a hvězdnými skvrnami, nebo hvězdami s proměnným magnetickým polem nebo oblaky mezihvězdné hmoty, které svými proměnnými magnetickými poli mohou působit jako kosmické indukční urychlovače nabitých částic KZ. Tato třetí teorie, která je založena na obecných teoretických úvahách o pohybu nábojů v elektromagnetických polích vypracovaných S. A. Boguslavským [8,10], podává v dnešní době výklad původu KZ s nejšířšími možnostmi. Má tudíž také nejlepší souhlas s experimentálně pozorovanými vlastnostmi primární složky KZ.

### 8.1. Teorie vykládající původ KZ v sluneční soustavě

Domněnku, že kosmické záření má svůj původ v naší sluneční soustavě, pronesl již r. 1934 M. A. Dauvillier [8,11] a opakovali ji v r. 1948 D. H. Menzel a W. W. Salisbury [8,12]. Rovněž možnost urychlení nabitých částic KZ indukovanými elektrickými poli byla již diskutována a výklad navržen mimo jiné v r. 1933 W. F. G. Swannem [8,13]. Když byla v primární složce KZ objevena jádra těžkých prvků, přišli s myšlenkou vzniku KZ v naší sluneční soustavě znovu E. Teller, R. D. Richtmyer a H. Alfvén [8,4], [8,5], [8,6], [8,7] a [8,8]. Tito autoři vycházejí se stanoviska, že vysoká celková energie KZ by vyžadovala nesmírně účinné urychlovací pochody částic KZ, kdybychom předpokládali, že tyto částice jsou stejnoměrně rozloženy v prostoru naší galaxie. Uvedené nesnáze se dají podle nich překonat, předpokládáme-li, že KZ vzniká na Slunci nebo v jeho blízkosti.

Za zdroj KZ je možno v tomto případě považovat sluneční skvrny, z nichž jsou vysílány během zvýšené sluneční aktivity nabitě částice. Rychlost, s kterou jsou tyto částice ze Slunce radiálně vysílány, je řádově  $v = 2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ . Prochází-li svazek těchto částic magnetickým polem Slunce, které si můžeme představit ob-

dobně k naší Zemi (obr. 3,1) jako magnetický dipól, nastává uchylování kladných částic v jednom směru, záporných částic v druhém směru. Obr. 8,1 přináší schematicky znázornění uvedené myšlenky v geomagnetické ekvatoreální rovině sluneční.  $S$  značí Slunce, z něhož je vyslán svazek nabitých částic  $SN$ , které se třídí účinkem magnetického pole Slunce na částice kladné a záporné, jejichž dráhy se zakřivují v opačných směrech.

Pohyb částic svazku magnetickým polem Slunce je při tom doprovázen zvyšováním intenzity tohoto pole. Jinými slovy přes magnetické pole Slunce o intenzitě  $H_s$  se překládá v uvažovaném místě magnetické pole, které je vyvoláváno pohybem částic magnetickým polem Slunce a které dosahuje intenzity  $H_p$ , souvisící s hustotou  $\rho$  a rychlostí  $v$  vysílaných částic vztahem

$$\frac{H_p^2}{8\pi} = \frac{1}{2} \rho v^2 . \quad (8,2)$$

Prochází-li tedy svazek nabitých částic magnetickým polem Slunce, způsobí deformaci průběhu jeho magnetických siločar a indukuje magnetické pole, jehož intenzita  $H_p$  je podle (8,2) dána vztahem

$$H_p = (4\pi\rho)^{\frac{1}{2}} v .$$

Použijeme-li pro hustotu částic KZ obvyklé hodnoty  $\rho = 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$  a pro rychlost  $v$  uvedené hodnoty  $v = 2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ , dostaneme pro  $H_p$  hodnotu  $H_p = 7 \cdot 10^{-4}$  gaussů. Dosahuje tedy toto přídavné magnetické pole hodnoty, kterou Richtmyer a Teller předpokládají [8,6] jako dostatečnou pro koncepci původu KZ v naší sluneční soustavě.

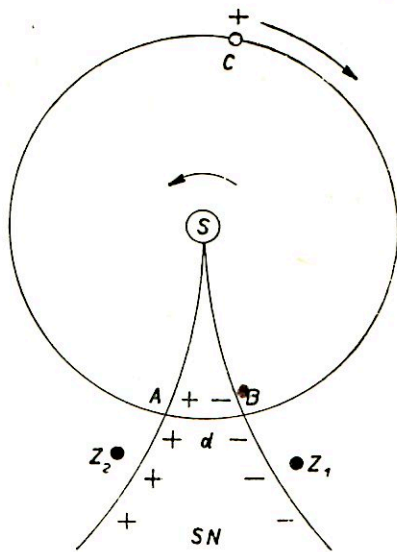
Poněvadž svazek nabitých částic vysílaných Sluncem letí magnetickým polem intenzity  $H$ , je jeho pohyb doprovázen elektrickým polem o intenzitě

$$E = \frac{1}{c} [v, H] , \quad (8,3)$$

kde  $c$  značí rychlost světla. Potenciální rozdíl mezi okraji svazku, na př. mezi body  $A$  a  $B$  (obr. 8,1) vzdálenými od sebe o  $d$ , je dán vztahem

$$V = Ed = \frac{d}{c} [v, H] . \quad (8,4)$$

Předpokládáme-li, že šířka svazku je  $d = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}$  a že rychlost částic má řádově



Obr. 8,1. Schematické znázornění drah částic v geomagnetické ekvatoreální rovině, vysílaných během sluneční aktivity.



hodnotu  $v = 2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ , dostaneme pro  $V$  hodnotu

$$V = 10^{13} H, \quad (8,5)$$

měříme-li  $V$  ve voltech,  $H$  v gaussech. Poněvadž energie částic KZ je řádově  $3 \cdot 10^{10} \text{ eV}$ , musí nabývat potenciální rozdíl hodnoty řádově  $3 \cdot 10^9 \text{ V}$ . Dosadíme-li za  $V$  tuto hodnotu do (8,5), dostaneme pro intenzitu  $H$  magnetického pole řádově hodnotu  $10^{-4}$  gaussů. To je však právě hodnota magnetického pole, kterou jsme odvodili z výrazu (8,2).

Částice KZ, které procházejí napříč tímto svazkem, mohou jím být urychlovány nebo zpožďovány. Tak na příklad kladné částice KZ, které přicházejí do svazku v obr. 8,1 zleva, jsou při průchodu svazkem urychlovány, zatím co kladné částice přicházející zprava, jsou zpožďovány. Předpokládejme, že delší dobu neexistovaly žádné sluneční skvrny, takže nebyly vysílány Sluncem svazky nabitých částic. Pak začnou nabitě částice obíhat v geomagnetické ekvatoreální rovině kolem Slunce buď v kružnicích, nebo v trochoidálních drahách. Je-li severní magnetický pól Slunce nad rovinou papíru, obíhají kladně nabitě částice ve směru pohybu hodinových ručiček. Jestliže náhle je vyslán svazek nabitých částic, vznikne mezi body  $AB$  potenciální rozdíl  $V$  a kladně nabitě částice ztrácejí při každém průchodu svazkem mezi body  $BA$  energii  $ZeV$ . Žádná změna energie při tom nenastává podél dráhy  $ACB$  při oběhu kolem Slunce. Trvá-li však vysílání svazku dlouhou dobu, nastane rovnovážný stav a kladné částice získávají na dráze  $ACB$  energii, kterou při průchodu mezi body  $BA$  ztrácejí. Nastane-li pak náhlé přerušení svazku částic vysílaných ze sluneční skvrny, získají kladně nabitě částice obíhající kolem Slunce energii  $ZeV$  na dráze  $ACB$ , aniž při průchodu mezi body  $BA$  energii ztrácejí. Tímto způsobem mohou být urychleny na energie, které byly svrchu odhadnuty, čili řádově na energii  $3 \cdot 10^9 \text{ eV}$ .

Tato teorie tedy předpokládá stejný urychlovací pochod pro všechny kladně nabitě částice, čili jak pro protony, tak pro těžší jádra obsažená v primární složce KZ. Výhoda této teorie spočívá v tom, že těžší částice mohou být vysílány současně s protony při zvýšené sluneční aktivitě. Nemá tedy obtíže s výkladem existence těžkých jader v primární složce. Skutečnost, že se v primární složce KZ nevyskytují elektrony, vykládá tato teorie jejich kolísí se světelnými kvanty vysílanými Sluncem.

Podle uvedených hlavních myšlenek teorie solárního původu KZ je možno také snadno vysvětlit zvýšení intenzity KZ před magnetickou bouří a snížení intenzity po magnetické bouři, které bylo v některých případech magnetických bouří pozorováno. Je-li při vzniku sluneční skvrny a magnetické bouři doprovázející tento zjev Země náhodně v poloze  $Z_1$  (obr. 8,1), pak jsou kladné částice přicházející zleva urychlovány a pozorujeme zvýšení intenzity KZ. Posune-li se Země před skončením bouře do polohy  $Z_2$ , pak jsou částice přicházející zprava zpožďovány a v důsledku toho nastane pokles intenzity KZ. Je-li tedy poloha svazku nabitých částic vysílaných Sluncem, délka vysílání a poloha naší Země v takové vzájemné

souhře, jak bylo uvedeno, objevují se popsané závislosti intenzity KZ na průběhu magnetické bouře (obr. 3,16).

Solární teorii nečiní také potíží podat nenucený výklad polární záře. Je-li totiž naše Země náhodně v takové poloze, že se právě dostane do svazku nabitých částic vysílaných Sluncem, vznikne účinkem elektrického pole doprovázejícího tento svazek a daného velikostí intenzity  $E$  (8,3), elektrický výboj v oblastech polární záře. Směr přicházejících částic je možno ve zjevu polární záře přímo pozorovat, jako jasnější rovnoběžná vlákna ve světélkujícím závoji (obr. 8,2). Proud vyvolaný popsaným elektrickým výbojem způsobí poruchy zemského magnetického pole, které se projeví jako magnetická bouře.

Tato teorie má však obtíž s vysvětlením prostorové isotropie KZ. Pouhá existence magnetického pole Slunce k tomu nestačí. Naopak ta by způsobovala zřejmou prostorovou anisotropii KZ. Proto musí postulovat existenci magnetických polí, která jsou buzena tím, že sluneční soustava s nabitými částicemi prochází mezihvězdným prostorem vyplněným rovněž nabitými částicemi. Vzniklá magnetická pole jsou toroidálního typu a mají rozlohu řádově 0,1 světelného roku. Částice, které jsou urychlovány magnetickými poli tak ohromné rozlohy, mohou pak procházet naší sluneční soustavou všemi směry. Autoři však uznávají, že není pochyby o tom, že navrhovaný mechanismus je velmi komplikovaný, a že bude v tomto směru třeba prohloubeného studia, nemá-li uvedená koncepce o solárním původu KZ zůstat pouhým návrhem nové teorie.

## 8.2. Teorie vykládající původ KZ v galaktické soustavě.

Tato teorie vypracovaná Fermim [8,9] předpokládá, že KZ naplňuje prostor naší galaktické soustavy a že jeho energie je v této soustavě celkem rovnoměrně rozdělena. Aby tento stav KZ mohl nastat, je k tomu třeba požadovat existenci galaktického magnetického pole s uzavřenými siločarami. Za předpokladu rovnoměrného rozptýlení KZ v naší galaxii můžeme jeho hustotu klást rovnou  $\rho = 10^{-24}$  g/cm<sup>3</sup>, která odpovídá přibližně jednomu protonu v 1 cm<sup>3</sup>. Pravděpodobnost, že částice KZ se srazí s některou hvězdou, je mimořádně malá. Zato však pravděpodobnost, že dojde k nukleární kolisi, není zanedbatelná. Pro střední dobu  $T$ , kterou potřebuje částice KZ, aby proběhla dráhu, než nastane nukleární kolise, se dá odhadnout hodnota

$$T = 7 \cdot 10^7 \text{ roků.} \quad (8,6)$$

Třebaže tato doba je velmi dlouhá, je přece kratší než stáří galaktické soustavy, které je řádu 2. až 3. 10<sup>9</sup> let. Z toho plyne, že pouze velmi nepatrné množství částic KZ, které nyní pozorujeme, by mohlo být tak staré jako naše galaktická soustava.

Z toho důvodu je třeba především zavést předpoklad, že existuje mechanismus, který dává trvale vznik novým částicím KZ.

Vedle tohoto předpokladu zavádí Fermi ještě další předpoklad, že vznik částic KZ je rovnoměrný. Poněvadž průměrná doba, po kterou částice letí volně prostorem, aniž nastane nukleární srážka, je řádově  $T = 7 \cdot 10^7$  let, je pravděpodobnost, že částice bude existovat ještě za dobu  $t$ , dána výrazem

$$e^{-\frac{t}{T}} \quad (8,7)$$

Tímto výrazem je dáno rozdělení dosud existujících částic KZ co do jejich stáří.



Obr. 8,2. Fotografie polární záře.

Fermi se rozhoduje konečně pro třetí předpoklad, že částice KZ vznikají původně s relativně nízkou energií a jsou postupně urychlovány. Musí tedy uvnitř naší galaktické soustavy existovat urychlovací pochod, při němž energie částice postupně stoupá tak, jak roste její stáří. Je tedy energie  $E$  částice funkcí jejího stáří  $t$ , takže můžeme psát

$$E = f(t) . \quad (8,8)$$

Závislost energie  $E$  částic KZ na jejich stáří  $t$  pak může být určena z rozložení energie KZ. Pro velké energie přesahující hodnotu několika miliard eV můžeme toto rozložení popsat vztahem (8,1). S experimenty souhlasí uspokojivě exponent  $\gamma = 2,9$ , takže rovnici (8,1) můžeme psát ve tvaru

$$F(E) dE = kE^{-2,9} dE . \quad (8,9)$$

Na základě znalosti rozdělení stáří částic KZ daného výrazem (8,7) a na základě jejich energetického rozdělení daného výrazem (8,9), můžeme pak určit funkci  $f(t)$ . Neboť počet částic KZ ve stáří od  $t$  do  $(t + dt)$  je úměrný výrazu

$$e^{-\frac{t}{T}} dt \quad (8,10)$$

a počet částic s energií mezi hodnotami  $E$  a  $(E + dE)$  je úměrný výrazu

$$\frac{dE}{E^{2,9}} = \frac{df}{f^{2,9}}, \quad (8,11)$$

takže můžeme psát

$$\frac{df}{f^{2,9}} = a e^{-\frac{t}{T}}, \quad (8,12)$$

kde  $a$  je konstanta. Ze vztahu (8,12) plyne integraci

$$\frac{1}{1,9f^{1,9}} = \frac{a}{T} e^{-\frac{t}{T}}, \quad (8,13)$$

položíme-li integrační konstantu rovnou 0, poněvadž pro velká  $t$  se stává funkce  $f$  nekonečně velkou. Můžeme tedy rovnici (8,13) psát ve tvaru

$$f(t) = E_0 e^{\frac{t}{1,9T}}, \quad (8,14)$$

kde  $E_0$  značí novou konstantu, která představuje počáteční energii částice KZ. Ze vztahu (8,14) tedy plyne, že energie částic KZ musí růst s časem.

Růst energie je velmi pomalý, takže je na př. třeba doby asi 100 milionů let, aby se energie částice zdvojnásobila.

Velmi jednoduchý pochod, který vede k urychlování částic KZ podle vztahu (8,14), může být vyvoláván „kolisí“ částic KZ s velkými pohybuujícími se předměty v naší galaktické soustavě. Fermi pak dále specialisuje svůj předpoklad o urychlování částic KZ hypotesou, že zvyšování energie částic KZ se děje jejich „srážkami“ s pohybuujícími se nepravidelnostmi v kosmickém magnetickém poli naší galaktické soustavy. Fermi v tomto předpokladu přebírá Alfvénovu myšlenku [8,6], podle níž existují pohybuující se magnetická pole vyvolávaná extrémně řídkou mezihvězdnou hmotou t. zv. oblaky nabitých částic. Částice KZ jsou „srážkami“ s těmito magnetickými poli urychlovány a získávají tak energii. K dosažení souhlasu s experimentálně pozorovaným rozložením energií částic KZ, musí tato teorie předpokládat, že velikost nejmenších vírů, které s sebou unášejí siločáry magnetického pole, jsou řádu jednoho světelného roku, kterážto hodnota se zdá být velmi pravděpodobnou.

Abyste částice KZ mohly být účastny na popsaném urychlovacím pochodu, je třeba, aby jejich počáteční energie byla větší než určitá mezní hodnota. Neboť urychlovací pochod bude mít kladný výsledek pouze tehdy, když energie částice získaná tímto pochodem bude větší než energie ztracená srážkami. Odhad potřebné počáteční energie pro urychlované částice vede pro protony k hodnotám energie větším než  $10^8$  eV, pro částice  $\alpha$  k hodnotám větším než  $10^{12}$  eV pro jádra železa

dokonce k hodnotám větším než  $5 \cdot 10^{12}$  eV. Z toho je zřejmo, že požadovaná počáteční energie je velmi vysoká zvláště pro těžká jádra.

Pokud jde o protony, je možno vysvětlit jejich velkou pozorovanou energii jejich „srážkami“ s mezihvězdnými hmotami. Tímto pochodem by tedy nastávala vlastní regenerace KZ.

Takovýto jednoduchý pochod není však možno zavést pro výklad nabývání energie těžkých jader. Jedním z důvodů je také skutečnost, že by těžká jádra, na př. železa, byla tímto pochodem štěpna na menší fragmenty nebo rozkládána na protony a neutrony. K udržení této teorie by bylo třeba pro urychlování těžkých částic na potřebné energie zavést další nový urychlovací pochod, jak to navrhl L. Spitzer [8,14].

Je tedy nejslabším bodem teorie, hledající původ KZ uvnitř naší galaktické soustavy, vysvětlení existence těžkých jader v primární složce KZ. Fermi sám přiznává, že tato skutečnost je nejvážnější obtíží navrhované teorie.

Naopak je možno vyzdvihnout jako přednost této teorie, že snadno vykládá prostorovou isotropii KZ vzhledem k tomu, že předpokládá, jeho vznik v prostoru galaktické soustavy.

### 8.3. Těrleckého teorie o původu KZ

Výzkumy, které byly v posledních letech vykonány jednak v oboru primární složky KZ (odst. 7,1), jednak v oboru elektromagnetických vlastností kosmických útvarů [8,16], [8,17], umožnily Těrleckému blíže rozvinout t. zv. teorii „kosmických indukčních urychlovačů“ [8,1], [8,2] a [8,3].

Tato teorie předpokládá, že existují v prostoru naší galaktické soustavy proměnná magnetická pole doprovázející některé kosmické útvary. Pohybem těchto kosmických útvarů nebo změnou magnetických polí se indukují v okolním prostoru elektrická pole, která urychlují ionty a elektrony až na energie částic KZ.

Těrleckij na rozdíl od teorií uvedených v předcházejících odst. 8,1 a 8,2 předpokládá, že urychlení elektricky nabitých částic kosmického záření může nastat několika způsoby. Je to urychlení nábojů, způsobené buď v elektromagnetických polích rotujících hvězd, nebo v polích slunečních a hvězdných skvrn nebo účinkem hvězd s proměnnými magnetickými poli nebo vlivem oblaků mezihvězdné hmoty, které svými vlastnostmi představují magnetické dipóly.

Elektromagnetická pole kolem uvedených útvarů můžeme uvažovat v prvním přiblížení jako pole vyvolaná buď jednotlivými magnetickými dipóly, nebo souhrnem takových dipólů. V obecném případě lze pak vyjádřit intenzitu  $E$  elektrického pole otáčejícího se kosmického dipólu výrazem

$$E = E_1 + E_2 + E_3 = \frac{1}{cr^3} [r, M] \cdot \frac{1}{M} \frac{dM}{dt} + \frac{1}{cr} (r [\omega, M]) - \text{grad} \left\{ \left( \frac{r_0^2}{5c} \right) \frac{3(r, \omega) (r, M) - (M, \omega) r^2}{r^5} \right\}, \quad (8,15)$$

v němž značí  $\omega$  úhlovou rychlost, s níž se otáčí magnetický moment  $M$  dipólu, který si představujeme jako homogenní zmagnetovanou kouli o poloměru  $r_0$ . Písmenem  $r$  je označen průvodič vztažený na střed dipólu,  $c$  jest rychlost světla.

Intensita  $E_1$ , odpovídající prvému členu na pravé straně výrazu (8,15), značí intenzitu elektrického pole způsobenou časovou změnou magnetického momentu co do jeho velikosti, kdežto druhým a třetím členem na pravé straně výrazu (8,15) jsou dány intenzity  $E_2$  a  $E_3$  elektrických polí, vyvolané otáčením dipólu. Pole intenzity  $E_2$  vyjádřené druhým členem je způsobeno otáčením složky magnetického pole kolmé k ose otáčení a je různé od nuly pouze v tom případě, když směr magnetického momentu nesplyvá s osou otáčení. Pole intenzity  $E_3$  vyjádřeno třetím členem je podmíněno unipolární indukcí. Představujeme si je jako pole elektrického kvadrupólu. Zatím co pole intenzity  $E_1$  a  $E_2$ , způsobená obyčejnou elektromagnetickou indukcí, ubývají se vzdáleností od středu dipólu s  $r^{-2}$ , ubývá pole intenzity  $E_3$  s  $r^{-4}$ .

Jde-li o urychlení nábojů v polích rotujících hvězd, jejichž magnetický moment splyvá přibližně se směrem jejich rotační osy, pak vlivem unipolární indukce musí existovat kolem takové hvězdy elektrické pole s potenciálem

$$V = \frac{\omega M r_0^2}{5c} \frac{3 \sin \delta - 1}{r^2}, \quad (8,16)$$

v němž  $\delta$  značí úhel sevřený průvodičem  $r$  a rovinou rovníku.

Na možnost urychlení elektricky nabitých částic polem unipolární indukce Slunce a hvězd poukázala řada autorů. Těrleckij z ní uvádí pouze G. P. Diškanta [8,15], jehož teorii pokládá za nejdůslednější a nejúplnější. Podle této teorie se budou nabitě částice, které vyjdou z povrchu hvězdy dále od pólů, pohybovat přibližně podél magnetických siločar, nejprve zrychleně a potom zpomaleně, a nakonec se vrátí zpět na povrch hvězdy. Pouze nabitě částice uvolněné z povrchu hvězdy poblíž pólů mohou definitivně opustit hvězdu. V tomto odtrhování nabitých částic poblíž pólů hvězdy může nastat rovnováha, odpoutává-li se poblíž pólů stejné množství jak záporně, tak kladně nabitých částic. Hvězda bude vysílat také těžké ionty, bude-li je obsahovat ve své atmosféře. Tyto částice odletují do světového prostoru s energií, kterou získávají na úkor rotační energie hvězdy. Energie vysílaných nabitých částic se dá vypočítat a výpočet byl Těrleckým skutečně proveden.

Jako další indukční urychlovače KZ přicházejí v úvahu sluneční a hvězdné skvrny. Na tuto možnost upozornil jako první Swann [8,13]. Jeho představu o urychlení nábojů však byl nucen Těrleckij korigovat. Zrychlení a odtržení náboje od sluneční nebo hvězdné skvrny může nastat hlavně v okamžiku jejího vzniku, a to za předpokladu, že již existuje magnetické pole buď Slunce, nebo hvězdy, na níž skvrna vzniká, nebo jiných skvrn. Pak totiž elektrické pole v blízkosti skvrny, které je při jejím vzniku nebo zániku dáno časovou změnou jejího magnetického momentu, a tudíž členem  $E_1$  ve výrazu (8,15), nestojí obecně kolmo k magne-

tickému poli. Energie, kterou nabitá částice v tomto případě získá, může být vyjádřena přibližným vzorcem

$$E = \frac{Ze}{c} \frac{1}{r_1} \frac{dM}{dt} = \frac{Ze}{2c} \frac{a^3}{r_1} \frac{dH_m}{dt}, \quad (8,17)$$

v němž vedle svrchu uvedených symbolů značí  $r_1$  vzdálenost od středu magnetického dipólu,  $a$  vzdálenost mezi středy párů polárních skvrn nebo délku magnetického dipólu a  $H_m$  maximální hodnotu magnetického pole na povrchu skvrny. Na nejvyšší energii  $E$  budou urychleny nabitě částice z blízkosti středu skvrny. Avšak siločáry v této oblasti se nevzdálí příliš od Slunce nebo hvězdy, na níž skvrna vzniká. Příznivější podmínky pro odloučení nabitě částice jsou ve vzdálenějších oblastech, na př. v okolí pólů. V těchto místech se ovšem energie zmenší v poměru  $a/r_1$ .

Jde-li o Slunce, dostaneme z výrazu (8,17) pro nabitě částice, které se odpoutávají v okolí pólů skvrny, energii  $E$  rovnou řádově  $10^7$  eV. Může tedy být Slunce v době vzniku slunečních skvrn zdrojem rychlých nabitých částic, jejichž proud může dosáhnout až k Zemi. Je pravděpodobné, že jsou to právě nabitě částice KZ vznikající a urychlované popsáním způsobem, které vyvolávají polární záři a magnetické bouře.

Uvážíme-li, že magnetická pole některých hvězd mohou značně převýšit magnetické pole Slunce, a připustíme-li, že i jejich aktivita ve tvoření skvrn může být větší než u Slunce, pak dojdeme k závěru, že určitá část nabitých částic primární složky KZ má svůj původ v popsáném mechanismu.

Teorie kosmických indukčních urychlovačů získala další podporu své správnosti v objevu hvězd s periodicky se měnícím magnetickým polem [8,16], [8,17]. Takové hvězdy tedy mají časově proměnný magnetický moment, který indukuje v jejich okolí elektrické pole. Mohou tedy hvězdy s proměnným magnetickým polem urychlovat nabitě částice obdobně jako sluneční skvrny.

Babcock objevil v r. 1948 [8,17] hvězdu BD—18° 3789, jejíž magnetické pole se na jejím povrchu periodicky mění od + 7800 do — 6500 oerstedů.

Energii udělenou nabitě částici urychlením v proměnném magnetickém poli zmíněných hvězd můžeme odhadnout podle (8,17). Dostaneme pro ni výraz

$$E = \frac{\pi Ze}{c} \frac{r_0^2 H_m}{T}, \quad (8,18)$$

v němž vedle již uvedených označení je  $r_0$  poloměr hvězdy,  $H_m$  a  $T$  maximální hodnota magnetického pole a periody jeho změn. Pro hvězdu BD—18° 3789, která má  $r_0 = 1,6 \cdot 10^{11}$  cm,  $T = 8 \cdot 10^{15}$  s a  $H_m = 7000$  oerstedů, dostaneme hodnotu energie  $E = 7 \cdot 10^{12}$  eV. Urychlené nabitě částice čerpají v tomto případě svou energii na úkor energie nukleárních reakcí udržujících aktivitu hvězdy. Intenzita proudu odpoutávaných částic není závislá na podmínce vytržení nabitě částice z magnetického pole a může proto nabýt značných hodnot.

Mohou proto být hvězdy tvořící intenzivně skvrny a hvězdy s proměnným magnetickým polem jedněmi z nejučinnějších zdrojů KZ. Jejich existence umožňuje výklad složení a velikosti energie KZ, avšak nepodává vysvětlení isotropie primární složky KZ a pozorovaného energetického spektra.

Energetické spektrum primární složky dané vztahy (8,1) a (8,9) lze nejspíše vysvětlit předpokladem, že částice kosmického záření vytvořené uvedenými primárními zdroji, jako jsou rotující hvězdy nebo hvězdy schopné tvořit skvrny nebo hvězdy s proměnným magnetickým polem, jsou dodatečně urychlovány mnohonásobnými srážkami s magnetickými oblaky mezihvězdné hmoty; tento pochod byl blíže rozebrán v odst. 8,2. Zmíněný způsob urychlování nabitých částic KZ není možno považovat podle Těrleckého za hlavní. Zavedeme-li však předpoklád, že hlavními zdroji KZ jsou hvězdy se skvrnami nebo hvězdy s proměnnými magnetickými poli, které mohou podle Těrleckého urychlit protony na energii  $10^{10}$  eV a jádra těžších prvků na energie Z-krát vyšší, pak se rozdělí při srážkách těchto částic s oblaky mezihvězdné hmoty energie těchto částic ve spektrum podle vztahů (8,1), resp. (8,9).

Souhrnem možno říci, že práce Těrleckého přináší velmi uspokojivý výklad původu KZ. Dovede vysvětlit nejen vznik nabitých částic ať jsou již vysílány při tvoření skvrn na povrchu Slunce a některých hvězd nebo se odpoutávají v blízkosti pólu od hvězd s proměnným magnetickým polem. Podává také výklad jak prvotního urychlení těchto nabitých částic v elektrických polích indukovaných proměnným magnetickým polem skvrn nebo hvězd, tak konečného urychlení při „srážkách“ s magnetickými oblaky mezihvězdné hmoty. Jeví se tedy zavedení teorie kosmických indukčních urychlovačů velmi plodné pro výklad původu KZ.

Můžeme tedy uzavřít tuto knížku oprávněnou nadějí do budoucna, že se pracovníkům KZ podaří nejenom vyšetřit dosud neznámé vlastnosti částic KZ, nýbrž dokončit s plným úspěchem i výzkum původu KZ.



## LITERATURA

### Kapitola 1.

- [1,1] P. Auger, Rayons cosmiques, Presses universitaires de France, Paříž 1941.
- [1,2] P. Auger, What are Cosmic Rays? University of Chicago Press, Chicago 1945.
- [1,3] F. Běhounek, Atmosférická elektřina, ESČ, Praha 1936.
- [1,4] H. J. J. Braddick, Cosmic Rays and Mesotrons, Cambridge University Press, Cambridge 1939.
- [1,5] E. Fermi, Jadernaja fizika, Izdat. innostr. lit., Moskva 1950.
- [1,6] H. Geiger, Die kosmische Ultrastrahlung, Vorträge und Schriften, Heft 3, Preussische Akademie der Wissenschaften, Berlín 1940.
- [1,7] W. Gentner, H. Maier-Leibnitz a W. Bothe, Atlas typischer Nebelkammerbilder, J. Springer Berlin 1940.
- [1,8] W. Heisenberg, Cosmic Radiation, překlad od T. H. Johnsona, Dover Publications, New York 1946.
- [1,9] L. Janossy, Cosmic Rays, At the Clarendon Press, Oxford, 2. vyd. 1950.
- [1,10] L. Janossy, Cosmic Rays and Nuclear Physics, The Pilote Press, Londýn 1948.
- [1,11] J. M. Jauch, Cosmic Rays, Nucleonics, 4, seš. 4, str. 39, seš. 5, str. 44 (1949).
- [1,12] L. Leprince-Ringuet, Les rayons cosmiques, A. Michel, Paříž 1945.
- [1,13] E. Miehlnickel, Höhenstrahlung, Th. Steinkopff, Drážďany, 1938.
- [1,14] R. A. Millikan, Cosmic Rays, A the University Press, Cambridge 1939.
- [1,15] R. A. Millikan, Electrons ( $+$  and  $-$ ), Protons, Photons, Neutrons, Mesotrons and Cosmic Rays, University of Chicago Press, Chicago 1947.
- [1,16] D. J. X. Montgomery, Cosmic Ray Physics, Princeton University Press, Princeton 1949.
- [1,17] V. Petržílka, Kosmické záření, Rozhledy matematicko-přírodovědecké, 30, 67, 100, 129 (1951).
- [1,18] C. F. Powell, Mesons, Reports on Progress in Physics, 13, 350 (1950).
- [1,19] C. D. Rochester a J. G. Wilson, Atlas of Cloud Chamber Photographs of the Cosmic Radiation, Pergamon Press, Londýn 1952.
- [1,20] B. Rossi a K. Greisen, Rev. Mod. Phys., 13, 240 (1941).
- [1,21] B. Rossi, Rev. Mod. Phys., 20, 537 (1948).
- [1,22] D. V. Skobelev, Priroda kosmičeskogo izlučeniya, U. F. N., 41, 331 (1950).
- [1,23] W. F. G. Swann, Nature of Cosmic Rays, Sky Publishing Co, Harvard College Observatory, Cambridge, Mass., 1945.
- [1,24] E. V. Špolskij, Atomnaja fizika, Gostechizdat, Moskva, I. díl, 4 vyd., 1951, II. díl, 3. vyd. 1951.
- [1,25] J. P. Těrleckij, Proischoždění kosmičeskich lučej, U. F. N., 44, 46, (1951).
- [1,26] J. G. Wilson, About Cosmic Rays, Sigma Books, Londýn, 1948.
- [1,27] J. G. Wilson, Progress in Cosmic Ray Physics, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1951.
- [1,28] G. B. Ždanov, Kosmické záření (překlad), Osvěta, Praha, 1951.
- [1,29] Symposium on Cosmic Rays, University of Chicago, Rev. Mod. Phys., 11, 122, (1939).
- [1,30] Zprávy o přednáškách mezinárodního sjezdu o kosmickém záření, Kraków, 1947.
- [1,31] Symposium on Cosmic Rays, June, 1948, Rev. Mod. Phys., 21, 1, (1949).
- [1,32] Supplemento al vol. 6, ser. IX, del Nuovo Cimento, Numero 3, dedicato al Congresso internazionale di Fisica dei Raggi Cosmici Como 1949.
- [1,33] Cosmic Radiation, Bristol Symposium, 1949.

- [2,1] Th. Wulf, Phys. Ztschr., 15, 250 (1914); 26, 352 (1925).
- [2,2] G. Hoffmann, Ztschr. f. Phys., 7, 254 (1921); Phys. Ztschr., 24, 475 (1923); 25, 6, (1924); Ztschr. f. Phys., 25, 175 (1924); Phys. Ztschr., 26, 913 (1925); Ann. d. Phys., 80, 779, (1926).
- [2,3] F. A. a A. F. Lindemann a T. C. Keeley, Phil. Mag., 47, 577 (1924).
- [2,4] W. Kolhörster, Ztschr. f. Instrumentenkunde, 44, 494, (1924), Phys. Ztschr., 26, 654 (1925).
- [2,5] E. Regener, Ztschr. f. Phys., 74, 433, (1932).
- [2,6] E. Regener, Phys. Ztschr., 34, 306 (1932).
- [2,7] A. H. Compton a R. N. Turner, Phys. Rev., 52, 799 (1937).
- [2,8] P. H. Clay, Ionisatie door kosmische straling en gammastraling, Uitgevern Waltmann Delft, 1942.
- [2,9] J. Beneš, Fysika v technice, 2, 193 (1947).
- [2,10] J. Kozel, Fysika v technice, 3, 129 (1948).
- [2,11] V. Veksler, L. Grošev a B. Isaev, Ionizacionnye metody issledovanija izlučenij, Gostechizdat, Moskva (1949).
- [2,12] S. A. Korff, Electron and Nuclear Counters, D. Van Nostrand Co, New York, 3. vyd. (1947).
- [2,13] W. B. Lewis, Electrical Counting, Cambridge University Press, Cambridge (1942).
- [2,14] S. C. Curran a J. D. Craggs, Counting tubes, Butterworths Scientific Publications, Londýn, 1949.
- [2,15] M. Cosyns, Bull. Tech. Ing., Ecole Polytechnique Bruxelles (1936).
- [2,16] C. D. a D. D. Montgomery, Phys. Rev., 57, 1030 (1940).
- [2,17] W. E. Ramsey, Phys. Rev., 57, 1022 (1940).
- [2,18] H. G. Stever, Phys. Rev., 61, 38 (1942).
- [2,19] S. A. Korff a R. D. Present, Phys. Rev., 65, 274 (1944).
- [2,20] S. C. Brown, Nucleonics, 2, seš. 6, str. 10, 3, seš. 2, str. 50 (1948).
- [2,21] S. C. Brown, Nucleonics, 3, seš. 4, str. 46 (1948).
- [2,22] H. V. Neher a W. H. Pickering, Phys. Rev., 53, 316 (1938).
- [2,23] S. C. Curran a V. Petržilka, Proc. Cambr. Phil. Soc., 35, 309 (1939).
- [2,24] C. E. Wynn — Williams Brit. pat. čís. 421341.
- [2,25] H. V. Neher a W. W. Harper, Phys. Rev., 49, 940 (1936).
- [2,26] T. H. Johnson, Rev. Sci. Instr., 9, 218 (1938).
- [2,27] W. C. Elmore, Nucleonics, 2, seš. 2, str. 4, seš. 3, str. 16, seš. 4, str. 43, seš. 5, str. 50 (1948).
- [2,28] S. A. Korff, Nucleonics, 6, seš. 6, str. 5; 7, seš. 5 str. 46 (1950).
- [2,29] M. Blau a B. Dreyfus, Rev. Sci. Instr. 16, 245 (1945).
- [2,30] W. H. Jordan a P. R. Bell, Nucleonics, 5, seš. 4, str. 30 (1949).
- [2,31] G. T. Reynolds, Nucleonics, 6, seš. 5, str. 68 (1950).
- [2,32] H. Kallman a M. Furst, Nucleonics, 7, seš. 1, str. 69 (1950).
- [2,33] G. A. Morton a K. W. Robinson, Nucleonics, 4, seš. 2, str. 25 (1949).
- [2,34] P. J. van Heerden, Disertace, Utrecht (1945).
- [2,35] R. Hofstadter, Nucleonics, 4, seš. 4., str. 2, seš. 5, str. 29 (1949).
- [2,36] V. Petržilka, Fysika v technice, 2, 220 (1948).
- [2,37] W. H. Eccles a F. W. Jordan, Radio Rev., 1, 143 (1919).
- [2,38] W. Bothe a H. Kolhörster, Ztschr. f. Phys., 56, 571 (1929).
- [2,39] B. Rossi, Ztschr. f. Phys., 68, 64 (1931).
- [2,40] A. A. Samii, Radiotěchničeskoe metody issledovanija izlučenij, Gostechizdat, Moskva 1951.
- [2,41] B. Howland, C. A. Schroeder a J. A. Shipman jr., Rev. Sci. Instr., 18., 551 (1947).

- [2,42] G. Herzog, *Rev. Sci. Instr.*, *11*, 84 (1940).
- [2,43] S. A. Korff, *Proc. Am. Philos. Soc.*, *84*, 589 (1941).
- [2,44] C. N. Věrnov, N. L. Grigorov, N. A. Dobrotin, S. P. Sokolov, F. D. Savin a A. I. Kyrakin, *DAN SSSR*, *68*, 253 (1949).
- [2,45] A. Alichanijan, A. Alichanov, V. Mozorov, G. Muschelišvili a A. Chrimjan, *DAN SSSR*, *58*, 1321 (1947).
- [2,46] A. Alichanijan, A. Alichanov a A. Vajsensberg, *ŽETF*, *18*, 301 (1948).
- [2,47] A. Alichanijan, A. Alichanov, V. Morozov, G. Muschelišvili, A. Chrimjan, *ŽETF*, *18*, 673 (1948).
- [2,48] A. Alichanijan, A. Vajsensberg, M. Dajon, Charitonov, A. Konstantinov, *DAN SSSR*, *61*, 35 (1948)
- [2,49] A. Alichanijan, V. Morozov, A. Chrimjan, G. Muschelišvili, V. Kamaljan, *ŽETF*, *19*, 1021 (1949).
- [2,50] A. Alichanijan, A. Dadajan a N. Šostakovič, *DAN SSSR*, *82*, 693 (1952).
- [2,51] L. N. Korablev, A. L. Ijubimov a A. T. Nebraev, *DAN SSR*, *68*, 273 (1949).
- [2,52] C. T. R. Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, *85*, 285 (1911), *87*, 277 (1912).
- [2,53] N. N. Das Gupta a S. K. Ghosh, *Rev. of. Mod. Phys.*, *18*, 225 (1946).
- [2,54] C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, *189*, 265 (1897). *Phil. Trans. Roy. Soc.*, *193*, 289 (1899).
- [2,55] D. Skobelcyn, *Ztschr. f. Phys.*, *43*, 354 (1927).
- [2,56] P. M. S. Blackett a G. P. S. Occhialini, *Proc. Roy. Soc.*, *139*, 699 (1933).
- [2,57] P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.*, *146*, 281 (1934).
- [2,58] C. D. Anderson, *Phys. Rev.*, *44*, 406 (1933).
- [2,59] P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.*, *154*, 564 (1936).
- [2,60] P. Leprince-Ringuet a J. Crussard, *J. de Phys. et Rad.*, *8*, 207 (1937).
- [2,61] I. A. Getting, *Rev. Sci. Instr.*, *10*, 332 (1939).
- [2,62] C. C. Jones, *Rev. Sci. Instr.*, *8*, 319 (1937).
- [2,63] J. R. Richardson, *Rev. Sci. Instr.*, *9*, 152 (1938).
- [2,64] J. C. Street a E. C. Stevenson, *Rev. Sci. Instr.*, *7*, 347 (1936).
- [2,65] J. A. Bearden, *Rev. Sci. Instr.*, *6*, 256 (1935).
- [2,66] E. J. Williams, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, *35*, 512 (1939).
- [2,67] E. J. Williams a G. E. Roberts, *Nature*, *145*, 102 (1940).
- [2,68] F. Joliot, *J. de Phys. et Rad.*, *5*, 216 (1934).
- [2,69] L. Mott-Smith, *Rev. Sci. Instr.*, *5*, 346 (1934).
- [2,70] T. H. Johnson, S. D. Benedetti a R. P. Shutt, *Rev. Sci. Instr.*, *14*, 265 (1943).
- [2,71] T. Shimizu, *Proc. Roy. Soc.*, *99*, 425 (1921).
- [2,72] P. M. S. Blackett, *Proc. Roy. Soc.*, *123*, 619 (1929).
- [2,73] M. M. Shapiro, *Rev. of. Mod. Phys.*, *13*, 58 (1941).
- [2,74] C. F. Powell a G. P. S. Occhialini, *Nuclear Physics in Photographs*, Oxford 1947.
- [2,75] H. Yagoda, *Nucleonics*, *2*, 2 (1948).
- [2,76] H. Yagoda, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions*, New York, 1949.
- [2,77] O. Mügge, *Zentralblatt für Mineralogie*, *71*, 114, 142 (1910).
- [2,78] S. Kinoshita, *Proc. Roy. Soc.*, *A 83*, 432 (1910).
- [2,79] M. Reinganum, *Phys. Ztschr.*, *12*, 1076 (1911).
- [2,80] L. Mysowskij a P. Tschiskow, *Ztschr. f. Phys.*, *44*, 408 (1927).
- [2,81] M. Blau, *Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., Videň, II A*, *134*, 427, (1925), *Ztschr. f. Phys.*, *34*, 285 (1925).
- [2,82] M. Blau, *J. de Phys. et Radium*, *5*, 285 (1934).
- [2,83] M. Blau a H. Wambacher, *Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., Videň, II. A 146*, 623 (1937), *Nature 140*, 585 (1937).

- [2,84] A. Ždanov, J. de Phys. et Radium, *6*, 233 (1935).
- [2,85] C. F. Powell, G. P. S. Occhialini, D. L. Livesey a L. V. Chilton, J. of Scient. Instr., *23*, 102 (1946).
- [2,86] R. W. Berrimann, Nature, *161*, 432 (1948), *162*, 992 (1948).
- [2,87] O. R. Frisch, Progress in Nuclear Physics, Butterworth-Springer, Londýn, 1950. Kapitola J. Rotblata "Photographic Emulsion Technique".
- [2,88] J. H. Webb, Phys. Rev., *74*, 511 (1948).
- [2,89] R. W. Gurney a N. F. Mott, Proc. Roy. Soc., A *164*, 151 (1938).
- [2,90] M. Blau, Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., Videň, II A, *140*, 623 (1931).
- [2,91] C. C. Dilworth, Cosmic Radiation, str. 157, Londýn, 1949.
- [2,92] C. Franzinetti, Cosmic Radiation, str. 159, Londýn, 1949.
- [2,93] P. Freier, E. J. Loggren, E. P. Ney, F. Oppeheimer, H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev., *74*, 213, 1818 (1948).
- [2,94] H. L. Bradt a B. Peters, Phys. Rev., *74*, 1828 (1948).
- [2,95] S. E. Golian a E. H. Krause, Phys. Rev., *71*, 919 (1947).
- [2,96] C. C. Dilworth, G. P. S. Occhialini a R. M. Payne, Nature, *162*, 102 (1948).
- [2,97] M. J. Wilson a S. Vaneslow, Phys. Rev., *75*, 1144 (1949).
- [2,98] M. Blau a J. A. de Felice, Phys. Rev., *75*, 1198 (1948).
- [2,99] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini a C. G. Powell, Proc. Phys. Soc. *61*, 173 (1948).
- [[2,100] B. Rossi a K. Greisen, Rev. Mod. Phys., *13*, 240, (1941).
- [2,101] J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc., *174*, 73 (1940).

### Kapitola 3.

- [3,1] V. F. Hess, Phys. Ztschr., *12*, 998, (1911); *13*, 1084 (1912). Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., Videň, II A. *122*, 1481 (1913).
- [3,2] W. Kolhörster, Abhand., d. Ges. f. Naturforsch. zu Halle, Neu Folge Nr. 4 (1914), Verhandl. d. deutsch. phys. Ges., *15*, 1111 (1913), *16*, 719 (1914), Phys. Ztschr., *14*, 1153 (1913), Ber. Naturf. Vers., 218, Videň 1913.
- [3,3] E. Regener, Phys. Ztschr., *34*, 306 a 820 (1933).
- [3,4] P. A. Molčanov, Aerologia, Gidrometizdat, Moskva, 1938.
- [3,5] L. Myssowskij a L. Tuvim, Ztschr. f. Phys., *34*, 299 (1925).
- [3,6] E. Regener, Ztschr. f. Phys., *74*, 433 (1932).
- [3,7] W. Kolhörster, Nature, *133*, 419 (1934).
- [3,8] W. Bothe a W. Kolhörster, Ztschr. f. Phys., *56*., 751 (1929).
- [3,9] B. Rossi, Ztschr. f. Phys., *68*., 64 (1931).
- [3,10] J. Clay, Proc. Nederlandsche Acad. v. Wet., *30*, 1115 (1927); *31*, 1091 (1928); *33*, 711 (1930); *35*, 1282 (1932); *36*, 62 (1933); Naturwiss., *21*, 43 (1933); Physica, *1*, 363, (1934); *2*, 861 (1935).
- [3,11] J. Clay a H. P. Berlage, Naturwiss., *20*, 687 (1932).
- [3,12] J. Clay, J. T. Wiersma a C. G. t'Hooft, Physics, *1*, 1077 (1934).
- [3,13] A. H. Compton, Phys. Rev. *43*, 387 (1933).
- [3,14] A. H. Compton, a R. N. Turner, Phys. Rev., *52*, 799 (1937).
- [3,15] B. Rossi, Ric. Scient., *4*, č. 10 (1933).
- [3,16] T. H. Johnson, Phys. Rev., *43*, 834 (1933), *44*, 856 (1933); *45*, 569 (1934); *47*, 326 (1935).
- [3,17] T. H. Johnson, Phys. Rev., *47*, 91, 326 (1935).
- [3,18] Th. H. Johnson a J. Barry, Phys. Rev., *56*, 219 (1939).
- [3,19] S. N. Věrnov a A. M. Kulikov, DAN SSSR, *61*, č. 6 (1948).
- [3,20] S. I. Brikker, S. N. Věrnov, I. M. Evreinov, S. P. Sokolov a T. N. Čarachčijan, DAN SSSR, *57*, č. 2 (1947).

- [3,21] S. I. Věrnov, N. L. Grigorov, N. A. Dobrotin, S. P. Sokolov, T. D. Savin a A. I. Kurakin, DAN SSSR, 68, 253 (1949).
- [3,22] H. S. Ribner, Phys. Rev., 56, 1069 (1939).
- [3,23] Cooper, Phys. Rev., 58, 288 (1940).
- [3,24] C. Störmer, Terr. Mag., 22, 23, 97 (1917), 35, 193 (1930), Ztschr. f. Astrophys., 1, 237 (1930). Proc. Nat. Acad. Sci. of Amer., 17, 62 (1931).
- [3,25] P. S. Epstein, Proc. Nat. Acad. Sci. of Amer., 16, 658 (1930); 17, 160 (1931).
- [3,26] G. Lemaitre a M. S. Vallarta, Phys. Rev., 43, 87 (1933); 47, 434 (1935); 49, 719 (1936); 50, 493 (1936).
- [3,27] T. H. Johnson, Rev. Mod. Phys., 10, 193 (1938).
- [3,28] E. W. Hewson, Rev. Mod. Phys., 9, 403 (1937).
- [3,29] E. Brüche, Ztschr. f. Phys., 31, 1011 (1930).
- [3,30] Symposium on Cosmic Rays, Rev. Mod. Phys., 11, 153 (1939).
- [3,31] G. Lovera, Rendiconti de l'Acad. d. Nuovo Cimento, 1, 143 (1943).
- [3,32] A. Duperier, Proc. of Phys. Soc., London, 57, 464 (1945).
- [3,33] L. Myssowskij a L. Tuvim, Ztschr. f. Phys., 39, 146 (1926).
- [3,34] W. Kollhörster, Ztschr. f. Phys., 44, 754 (1927), 51, 899 (1928).
- [3,35] E. Steinke, Ztschr. f. Phys., 42, 570 (1927).
- [3,36] G. v. Salis, Ztschr. f. Phys., 50, 793 (1928).
- [3,37] A. Duperier, Nature, 153, 529 (1944).
- [3,38] W. Messerschmidt, Ztschr. f. Phys., 78, 668 (1932).
- [3,39] P. M. S. Blackett, Phys. Rev., 54, 973 (1938).
- [3,40] A. Duperier, Nature, 158, 196 (1946); 161, 645 (1948).
- [3,41] A. Duperier, Proc. of Phys. Soc., Londýn, 49, 34 (1948).
- [3,42] D. W. N. Dolbear a H. Elliot, Nature, 159, 59 (1947).
- [3,43] J. Clay, A. J. Dijker a H. F. Jongen, Supplemento al vol. 6, ser. IX., del Nuovo Cimento, str. 332 (1949).
- [3,44] T. H. Johnson, Rev. Mod. Phys., 10, 193 (1938).
- [3,45] S. E. Forbush, Rev. Mod. Phys., 11, 168 (1939).

#### Kapitola 4.

Všeobecná díla: [1,4], [1,5], [1,9], [1,16], [1,20], [1,24].

- [4,1] W. Heitler, Quantum Theory of Radiation, Oxford 1946.
- [4,2] F. Rasetti, Elements of Nuclear Physics, Londýn 1937.
- [4,3] L. Meitner a J. Hupfield, Z. Phys., 67, 147 (1931).
- [4,4] W. Gentner, Journ. de Phys., 6, 274 (1935).
- [4,5] N. Bohr, Nature, 138, 25 (1936).
- [4,6] C. D. Anderson, Phys. Rev., 43, 491 (1933).
- [4,7] H. A. Bethe a W. Heitler, Proc. Roy. Soc., 146, 83 (1934).
- [4,8] H. A. Bethe, Handbuch der Physik, XXIV—1, Berlín 1933.
- [4,9] E. Fermi, Phys. Rev., 57, 485 (1940).
- [4,10] O. Halpern a H. Hall, Phys. Rev., 57, 459 (1940).
- [4,11] M. S. Livingston a H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys., 9, 245 (1937).
- [4,12] N. Bohr, Phil. Mag., 30, 581 (1915).
- [4,13] R. B. Brode, Rev. Mod. Phys., 11, 227 (1939).
- [4,14] D. R. Corson a R. B. Brode, Phys. Rev., 53, 776 (1938).
- [4,15] G. C. Wick, Ric. Scient., 11, 273 (1940).
- [4,16] Y. Goldschmidt-Clermont, Nuovo Cim., 7, 331 (1950).
- [4,17] P. H. Fowler, Phil. Mag., 41, 169 (1950).
- [4,18] V. V. Čavčanidze, ŽETF, 23, 502 (1952).

- [5,1] E. Fermi, *Elementarnyje časticy*, IIL Moskva, 1952.
- [5,2] I. D. Stranathan, *Particles of Modern Physics*, Toronto 1946.
- [5,3] E. Fermi, *Lekciji po jadernoj fizike*, IIL, Moskva 1951.
- [5,4] N. Arley, *Stochastic Processes and Cosmic Radiation*, New York 1948.
- [5,5] H. J. Bhabha a W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. A* 159, 432 (1937).
- [5,6] W. Heisenberg, *Cosmic Radiation*, Berlin 1943.
- [5,7] I. Tamm a S. Bělenkij, *Phys. Rev.*, 70, 660 (1946).
- [5,8] W. H. Furry, *Phys. Rev.*, 52, 569 (1937).
- [5,9] H. Euler a H. Wergeland, *Astrophysica Norwegica* 3, 165 (1940).
- [5,10] H. Bethe, *Phys. Rev.*, 59, 684 (1941).
- [5,11] G. Molière, *Naturwis.*, 30, 87 (1942).
- [5,12] L. W. Nordheim, *Phys. Rev.*, 59, 929 (1941).
- [5,13] L. W. Nordheim a J. Roberg, *Phys. Rev.*, 61, 735 (1942).
- [5,14] L. W. Nordheim a J. Roberg, *Phys. Rev.*, 62, 304 (1942).
- [5,15] P. Auger, *Compt. Rend.* 200, 739 (1935).
- [5,16] P. Auger a Rosenberg, *Compt. Rend.* 201, 1116 (1935), 200, 447 (1935).
- [5,17] G. Bernardini et al., *Atti Ac. It.*, 9, 471 (1940).
- [5,18] V. C. Wilson, *Phys. Rev.*, 52, 559 (1937).
- [5,19] J. Clay a A. V. Gemert, *Proc. Ac. Amst.* 42, 672 (1939).
- [5,20] E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc. A* 172, 194 (1939).
- [5,21] K. Greisen, *Phys. Rev.*, 63, 323 (1943).
- [5,22] B. Lombardo a W. E. Hazen, *Phys. Rev.*, 68, 74 (1945).
- [5,23] W. E. Hazen, *Phys. Rev.* 66, 254 (1944).
- [5,24] S. Nassar a W. E. Hazen, *Phys. Rev.*, 69, 298 (1946).
- [5,25] A. Schwegler, *Zeit. f. Phys.*, 96, 62 (1935).
- [5,26] H. E. Stanton, *Phys. Rev.*, 66, 48 (1944).
- [5,27] B. Rossi a L. Jánossy, *Rev. Mod. Phys.* 11, 279 (1939).
- [5,28] Hu Chien Shan, *Proc. Roy. Soc. A* 158, 581 (1937).
- [5,29] Y. Watase, *Proc. Phys. Mat. Soc. Japan*, 19, 749 (1937).
- [5,30] J. Clay a K. H. Jonker, *Physica* 7, 921 (1940).
- [5,31] B. Trumpy, *Kgl. Dansk. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 20, č. 6 (1943).
- [5,32] K. Schmeiser a W. Bothe, *Ann. d. Phys.*, 32, 161 (1938).
- [5,33] P. Auger, R. Maze a T. Grivet-Meyer, *Compt. Rend.*, 206, 1721 (1938).
- [5,34] G. Cocconi, A. Loverdo a V. Tongiorgi, *Phys. Rev.*, 70, 849, (1946); *Nuovo Cim.*, Ser. 9, 3, 1 (1946).
- [5,35] H. Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc., Japan*, 17, 48 1935.
- [5,36] H. Fröhlich, W. Heitler a N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc. A*, 166, 154 (1938).
- [5,37] C. D. Anderson a S. Neddermeyer, *Phys. Rev.*, 51, 884, (1937); *Phys. Rev.*, 54, 88 (1938).
- [5,38] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini a C. F. Powell, *Nature*, 159, 694 (1947).
- [5,39] W. Fretter, *Phys. Rev.*, 70, 625, (1946), *Phys. Rev.* 76, 511 (1949).
- [5,40] J. G. Retallack a R. B. Brode, *Phys. Rev.*, 75, 1716 (1949).
- [5,41] R. B. Brode, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 37 (1949).
- [5,42] E. J. Williams a G. E. Roberts, *Nature*, 145, 102 (1940).
- [5,43] J. Steinberger, *Phys. Rev.*, 74, 500, (1948); *Phys. Rev.* 75, 1136 (1949).
- [5,44] R. B. Leighton, C. D. Anderson a A. J. Seriff, *Phys. Rev.*, 75, 1432 (1949).
- [5,45] R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell a D. Ritson, *Nature*, 163, 47, 82 (1949).
- [5,46] J. H. Davies, W. O. Lock, a H. Muirhead, *Phil. Mag.*, 40, 1250 (1949).

- [5,47] B. Rossi a D. B. Hall, *Phys. Rev.*, *59*, 223, (1941).
- [5,48] B. Rossi, K. Greisen, I. C. Stearns a D. H. Froman, *Phys. Rev.*, *61*, 675 (1942).
- [5,49] G. Cocconi a V. Tongiorgi, *Nuovo Cim.*, *2*, 93, (1944).
- [5,50] J. Pernegr, *Nature*, *168*, 1005 (1951); *Rozpravy II. třídy České akademie věd a umění*, *59*, č. 16 (1952).
- [5,51] F. Rasetti, *Phys. Rev.*, *59*, 613 (1941); *Phys. Rev.* *60*, 198 (1941).
- [5,52] B. Rossi a N. Nereson, *Phys. Rev.*, *62*, 417, (1942); *64*, 199 (1942).
- [5,53] R. Chaminade, A. Freon a R. Maze, *C. R. Acad. Sci., Paris*, *218*, 402 (1944).
- [5,54] S. Tomonaga a G. Araki, *Phys. Rev.*, *58*, 90 (1940).
- [5,55] M. Conversi, E. Pancini a O. Piccioni, *Phys. Rev.*, *71*, 209 (1947).
- [5,56] E. Fermi, E. Teller a V. Weisskopf, *Phys. Rev.*, *71*, 314 (1947).
- [5,57] H. K. Ticho a M. Schein, *Phys. Rev.*, *73*, 81 (1948).
- [5,58] G. E. Valley a B. Rossi, *Phys. Rev.*, *73*, 177 (1948).
- [5,59] I. A. Wheeler, *Phys. Rev.*, *71*, 320, (1947); *Rev. Mod. Phys.*, *21*, 133 (1949).
- [5,60] M. G. Cosyns, C. C. Dilworth, G. P. S. Occhialini, M. Schoenberg a N. Page, *Proc. Phys. Soc. A*, *62*, 801 (1949).
- [5,61] O. Piccioni, *Phys. Rev.*, *74*, 1754, (1948).
- [5,62] R. D. Sard, W. B. Ittner, A. M. Conforto a M. F. Crouch, *Phys. Rev.*, *74*, 97 (1948).
- [5,63] C. Möller, Report of International Conference on Fundamental Particles, Physical Society, London, I, 184 (1946).
- [5,64] R. E. Marshak a H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, *72*, 506 (1947).
- [5,65] C. O'Ceallaigh, *Phil. Mag.*, *41*, 838 (1950).
- [5,66] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini a C. F. Powell, *Proc. Phys. Soc.*, *61*, 173 (1948).
- [5,67] J. K. Bowker, *Phys. Rev.*, *78*, 87 (1950).
- [5,68] W. H. Barkas, A. S. Bishop, E. Gardner a C. M. G. Lattes, *Phys. Rev.*, *77*, 462 (1950).
- [5,69] C. Franzinetti, *Phil. Mag.*, *41*, 86 (1950).
- [5,70] A. S. Bishop, H. Bradner a F. M. Smith, *Phys. Rev.*, *76*, 588 (1949).
- [5,71] H. Bradner, Review of Work on Artificially Produced Mesons, Berkeley (1949), citováno podle [1,18].
- [5,72] U. Camerini, H. Muirhead, C. F. Powell a D. M. Ritson, *Nature*, *162*, 433 (1948).
- [5,73] J. R. Richardson, *Phys. Rev.*, *74*, 1720 (1948).
- [5,74] E. A. Martinelli a W. K. H. Panofsky, *Phys. Rev.*, *77*, 465 (1950).
- [5,75] L. W. Alvarez, A. Longacre, V. G. Ogren a R. E. Thomas, *Phys. Rev.*, *77*, 752 (1950).
- [5,76] J. Steinberger, W. K. H. Panofsky a J. Steeler, *Phys. Rev.* *78*, 802 (1950).
- [5,76] J. Steinberger, W. K. H. Panofsky a J. Steeler, *Phys. Rev.* *78*, 802 (1950).
- [5,77] O. Piccioni, *Phys. Rev.*, *77*, 1, 6 (1950).
- [5,78] U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock a H. Muirhead, *Phil. Mag.*, *41*, 413 (1950).
- [5,79] W. Heisenberg, *Zeitschr. Phys.*, *126*, 569 (1949).
- [5,80] H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer a S. A. Wouthuysen, *Phys. Rev.*, *73*, 127 (1948).
- [5,81] W. Heitler a L. Jánossy, *Proc. Phys. Soc. A*, *62*, 364, 669 (1949).
- [5,82] R. Björkland, W. E. Crandall, B. J. Moyer a H. F. York, *Phys. Rev.*, *77*, 213 (1950).
- [5,83] H. L. Bradt, J. Kaplan a B. Peters, *Helv. Phys. Acta*, *23*, 24 (1950).
- [5,84] A. G. Carlson, J. E. Hooper a D. T. King, *Phil. Mag.*, *41*, 701 (1950).
- [5,85] W. K. H. Panofsky, L. Aadmott a H. F. York, *Phys. Rev.*, *78*, 825 (1950).
- [5,86] A. I. Alichanjan, A. I. Alichanov, V. Morozov a A. Chrimjan, *DAN*, *61*, 35 (1948).
- [5,87] A. I. Alichanjan, A. I. Alichanov a A. Weisenberg, *ŽETF*, *18*, 301.
- [5,88] L. Leprince-Ringuet a M. Lheritier, *C. R. Acad. Sci., Paris*, *119*, 618 (1944).
- [5,89] G. D. Rochester a C. C. Butler, *Nature*, *160*, 855 (1947).
- [5,90] J. B. Harding, *Phil. Mag.*, *41*, 405 (1950).

- [5,91] L. Leprince-Ringuet, H. Tchang Fong, L. Jauneau a D. Morellet, C. R. Acad. Sci., Paris, 226, 1897 (1948).
- [5,92] P. E. Hodgson, Phil. Mag., 42, 1060 (1951); W. O. Lock a G. Yekutieli, Nature, 169, 364 (1952); P. H. Fowler, M. G. K. Menon, C. F. Powell a O. RoCHAT, Phil. Mag. 42, 1040, (1951); C. O'Ceallaigh, Phil. Mag. 42, 1032 (1951); R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler a A. Cachon, Phil. Mag. 42, 1113 (1951), 43, 597 (1952).
- [5,93] J. J. Lord a M. Schein, Phys. Rev., 80, 304 (1950).
- [5,94] H. L. Friedman a J. Rainwater, Phys. Rev., 84, 684 (1951).

#### Kapitola 6.

- [6,1] E. Fermi, Nuclear Physics, The University of Chicago Press (1950).
- [6,2] V. Weisskopf, Physical Review, 52, 295 (1937).
- [6,3] L. Rosenfeld, Nuclear Forces II, (1948).
- [6,4] E. V. Špolskij, Atomová fysika II, 353 (1951).
- [6,5] C. F. v. Weissäcker, Die Atomkerne, Leipzig (1937).
- [6,6] M. G. Mayer, Phys. Rev. 78, 16, 22 (1950); M. G. Mayer, S. A. Moszkowski, L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys., 23, 315 (1951); L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys., 23, 322 (1951); P. F. A. Klinkenberg, Rev. Mod. Phys., 24, 63 (1952).
- [6,7] E. Bagge, Phys. Zeitschrift, 21, 461 (1944).
- [6,8] G. Ortner, Ber. Akad. Wien, 149, 259 (1940).
- [6,9] R. H. Brown, V. Camerini, D. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King, C. F. Powell, Phil. Magazine, 40, 862 (1949).
- [6,10] J. B. Harding, S. Lattimore a D. H. Perkins, Proc. Royal Society, A, 196, 325 (1949).
- [6,11] J. Thomson, Proc. Royal Society, A, 196, 311 (1949)
- [6,12] G. Bernardini, G. Cortini, A. Manfredini, Phys. Review, 76, 1792 (1949); 79, 952 (1950).
- [6,13] J. Perngr, Nature, 168, 1004 (1951).
- [6,14] N. Page, Proc. Phys. Society, 63, 250 (1950).
- [6,15] G. Bernardini, G. Cortini, A. Manfredini, Bristol Symposium, 21 (1949).
- [6,16] L. Tomášková, Nature, 168, 1005 (1951).
- [6,17] D. H. Perkins, Nature, 160, 707 (1947).
- [6,18] G. Belliboni, L. Fabbrichesì, L. de Marco, M. Merlin, Nuovo Cim., 8, 374 (1951).
- [6,19] E. Schopper, K. H. Höcker, E. Rössle, Zeitschr. f. Naturforsch., 6a, 103 (1951).
- [6,20] F. Aramu, G. Frongia, M. Ladu, N. Marongiu, Rendiconti del Seminario della Facoltà di Science, Cagliari (1951).
- [6,21] H. G. Birger, I. L. Rozental', UFN, 45, 104 (1951).
- [6,22] M. I. Podgoreckij, DAN, SSSR, 73, 4, 685 (1950).

#### Kapitola 7.

- [7,1] R. A. Millikan, Cosmic Rays, Cambridge University Press (1939).
- [7,2] M. Schein, W. P. Jesse a E. O. Wollan, Phys. Review, 59, 615 (1941).
- [7,3] Freier, Lofgren, Ney, Oppenheimer, Bradt a Peters, Phys. Review, 74, 213 (1948).
- [7,4] Freier, Lofgren a Oppenheimer, Phys. Review, 74, 1818 (1948).
- [7,5] L. Jánossy, Cosmic Rays, Communications of the Dublin Inst. for Advanced Studies, Series A, No 4 (1947).
- [7,6] V. Petržilka, Rozhledy matematicko-přirodovědecké, roč. 30, č. 5, 67, 100, 129 (1950).

#### Kapitola 8.

- [8,1] J. P. Těrleckij, Věstník Moskevské university, 1, 75 (1948).
- [8,2] J. P. Těrleckij, ŽETF, 19, 1059 (1949).



- [8,3] J. P. Tërleckij, UFN, 44, 46 (1951).
- [8,4] E. Teller, Nuclear Physics Conference, Birmingham, 1948.
- [8,5] H. Alfvén, R. D. Richtmyer a E. Teller, Phys. Rev., 75, 892 (1949).
- [8,6] R. D. Richtmyer a E. Teller, Phys. Rev., 75, 1729 (1949).
- [8,7] H. Alfvén, Phys. Rev., 75, 1732 (1949), 77, 375 (1950).
- [8,8] H. Alfvén, Cosmical Electrodynamics, At the Clarendon Press, Oxford 1950.
- [8,9] E. Fermi, Phys. Rev., 75, 1169, (1949). Supplemento al Nuovo Cimento, 6, 317 (1949).
- [8,10] S. A. Boguslavskij, Dráhy elektronů v elektromagnetických polích, Moskva, 1929.
- [8,11] M. A. Dauvillier, J. de Phys. et Rad., 5, 640 (1934).
- [8,12] D. H. Menzel a W. W. Salisbury, Nucleonics, 2, seš. 4, str. 76 (1948).
- [8,13] W. F. G. Swann, Phys. Rev., 43, 217 (1933).
- [8,14] L. Spitzer, Phys. Rev., 76, 583 (1949).
- [8,15] G. P. Diškant, ŽETF, 20, 206 (1950).
- [8,16] H. W. Babcock, Astrophys., Journ. 105, 105 (1947).
- [8,17] H. W. Babcock, Phys. Rev., 74, 488 (1948).
- [8,18] D. Ter Haar, Rev. Mod. Phys., 22, 119, (1950).

V době, kdy již tato knížka byla v tisku, vyšly další práce, k nimž už nebylo možno brát zřetel.

N. A. Dobrotin, G. T. Zacepin, I. L. Rosenthal, I. L. Caryceva, G. B. Christiansen a L. Ch. Ejodus, U. F. N. 49, 185 (1953)

Zprávy z kongresu o kosmickém záření, konaného v SSSR r. 1952, I. A. N. 17, No 1 (1953)

Mesony i novyje tjažolyje časticy, Problemy sovremennoj fiziki, 5, No 4 (1953)

# REJSTŘÍK

- A**bsorpce anomální mezonů  $\mu$  139  
 Absorpce fotoelektrická 96  
 Absorpce KZ ve vodě 73  
 Absorpce KZ v zemské atmosféře 69  
 Absorpce KZ v zemských vrstvách 73  
 Absorpce nukleární mezonů  $\mu$  143, 145  
 Absorpční koeficient KZ 75, 103  
 Alfvén 199, 200, 205  
 Alichanjan A. I. 33, 35, 172  
 Alichanov A. I. 172  
 Alkohol ethylnatý 18, 37  
 Alkohol methylnatý 37  
 Alkohol propylnatý 37  
 Anderson C. D. 10, 40, 100, 128, 136, 138  
 Anomální absorpce 152  
 Anomální absorpce mezonů  $\mu$  139  
 Anthracén 24, 25  
 Antikoincidenční zapojení 29, 31, 133  
 Antiprotony 79, 81  
 Araki G. 141  
 Argon 18, 21  
 Asymetrie KZ azimutální 69, 77  
 Asymetrie severojižní 77  
 Asymetrie východozápadní 77  
 Atomové jádro 184  
 Atomové jádro složené 185  
 Auger P. 135  
 Augerovy elektrony 144  
 Augerovy spršky 125, 135, 136  
 Azimutální asymetrie (nesouměrnost) KZ 69, 77  
 Azimutální nesouměrnost (asymetrie) KZ 69, 77  
 Azimutální rozložení intenzity KZ 77  
 Azimutální úhel 69  
**B**abcock H. W. 208  
 Barnothy J. 75  
 Barometrický zjev KZ 68, 91  
 Barry J. 78  
 Bearden J. A. 41  
 Beneš J. 41  
 Bernardini G. 191  
 Berriman R. W. 53  
 Beryllium 57  
 Betatron kosmický 199  
 Bethe H. A. 106, 125, 145  
 Běhounek Fr. 5, 8  
 Bishop A. S. 150  
 Björkland R. 166  
 Blackett P. M. S. 10, 40, 44  
 Blauová M. 10, 52, 57, 185  
 Bloch F. 106  
 Boguslavskij S. A. 200  
 Bohr N. 105, 181, 182, 183  
 Bor 57  
 Bothe W. 75, 135  
 Bouře magnetická 202, 203, 208  
 Bowen E. G. 8  
 Bradner H. 151  
 Bradt H. L. 169  
 Braggova křivka 54, 104  
 Brikker 78  
 Brode R. B. 138  
 Brom 18, 21  
 Brown R. II. 138  
 Brücke E. 87  
 Brzdné záření 111  
 Butler C. C. 172  
**C**ameron G. H. 9, 75  
 Carlson A. G. 170  
 Celková absorpce fotonů 102, 103  
 Citlivost nukleární emulze 54  
 Citlivý čas mlžné komory 41, 42  
 Cívky Helmholtzovy 39, 40  
 Clay J. 75  
 Cocconi G. 135, 141  
 Compton A. H. 9, 16, 75, 76, 77  
 Comptonova vlnová délka elektronu 98  
 Comptonův rozptyl 95, 97  
 Conversi M. 142  
 Cooper E. R. 81  
 Cosyns M. G. 144  
 Coulomb C. A. 7, 182, 185, 192  
 Coulombův rozptyl 116, 125, 148, 149  
 Crookes W. 24  
 Crussard J. 41

- Č**arachčijan T. N. 78  
 Čas citlivý 41, 42  
 Časové variace intenzity KZ 68, 90, 91  
 Částice elementární 119  
 Částice V 172  
 Článek fotoelektrický 79
- D**auvillier M. A. 200  
 Davies J. H. 138  
 Dekadický reduktor impulsů 29  
 Délka zeměpisná 70  
 Délkový zjev KZ 69, 75  
 Desintegrace atomového jádra 181, 185, 186, 188, 190, 192, 193  
 Detekce neutronů 23  
 Diamant 25  
 Dillworthová C. C. 58, 60  
 Dirac P. A. M. 100  
 Diracova teorie 100  
 Dipól magnetický 68, 69  
 Diskriminační elektronka 29  
 Diškant G. P. 207  
 Doba sensitivní 38  
 Dobrotin N. A. 9  
 Dolet 110  
 Dolet extrapolovaný 44, 45  
 Dolet střední 44, 45  
 Dráhy částic v magnetickém poli Slunce 201  
 Dráhy částic KZ v ekvatoreální rovině magnetického dipólu 81  
 Dubinský J. 5, 131  
 Duperier A. 91  
 Dusičnan uranu 57  
 Dvojkový reduktor impulsů 27, 28  
 Dvouvláknový elektrometr 13
- E**cclis W. H. 27  
 Einsteinova rovnice 95  
 Elektrometr dvouvláknový (Wulfův) 13, 14  
 Elektrometr Hoffmannův 14  
 Elektrometr Lindemannův 14  
 Elektrometr s automatickou registrací 15  
 Elektrometr smyčkový 14  
 Elektron 119  
 Elektronka diskriminační 29  
 Elektrono-fotonová složka 127  
 Elektrono-fotonové páry 194  
 Elektrono-jaderné spršky 136  
 Elektroskop 12  
 Elementární částice 119
- Emulze fotografické nukleární 52, 185, 187, 188, 191, 192, 193, 196  
 Energetické rozložení mezonů  $\pi$  170  
 Energetické spektrum fotonů 167  
 Energetické spektrum primární složky KZ 209  
 Epstein P. S. 89  
 Ether 18  
 Ethylen 18  
 Euler H. 125, 136  
 Evaporace atomového jádra 185  
 Evreinov J. M. 78  
 Excitace (vzbuzení) atomu 103  
 Expansní poměr 37  
 Extrapolovaný dolet 44, 45
- F**aktor pH nukleární emulze 58  
 Faktor snížení tloušťky emulze 60  
 Featherův vzorec 110  
 Fenantren 24, 25  
 Fenylcyklohexan 24  
 Fermi E. 182, 183, 184, 109, 142, 203, 204, 205, 206  
 Forró M. 75  
 Fosfory 23, 24, 25  
 Fosfory anorganické 24, 25  
 Fosfory organické 24  
 Fotoelektrická absorpce 95  
 Fotoelektrický článek 79  
 Fotoelektrický zjev 95  
 Fotografické nukleární emulze 52, 185, 187, 188, 191, 192, 193, 196  
 Fotonásobič 24  
 Fotony 95, 119  
 Franzinetti C. 59, 150  
 Fretter W. 138  
 Fröhlich 136
- G**alaktická soustava 200, 203  
 Geigerovy-Müllerovy počítače 18  
 Geitel H. 7  
 Geomagnetická šírka 70  
 Geomagnetické zjevy 68  
 Gockel A. 8  
 Greisen K. 111, 128  
 Grivet-Mayer T. 135  
 Gurney R. W. 54
- H**all H. 109  
 Halogeny stříbra 56

- Halpern O. 109  
 Harper W. W. 21  
 Hazen W. E. 128, 129  
 Heerden P. J. 25  
 Heisenberg W. 163  
 Heitler W. 164  
 Helmholtzovy cívky 39, 40  
 Hess V. F. 8, 9, 70, 199  
 Hlubkový zjev KZ 69, 73  
 Hmota částice 48  
 Hmota mesonů  $\mu$  138  
 Hmota mesonů  $\pi$  148  
 Hmota neutrálního mesonu 169  
 Hmotový absorpční koeficient KZ 75  
 Hodoskop 32, 35, 36  
 Hoffmann G. 8, 9, 14  
 Hustota primární složky KZ 199  
 Hustota zrn emulze 54  
 Hvězdice nukleární 185, 186, 187, 188, 189, 196  
 Hvězdice  $\sigma$  153, 192, 193  
 Hvězdice způsobené mesony 192  
 Hvězdice způsobené nukleony 187  
 Hvězdné skvrny 206, 207, 209  
 Hvězdy s proměnným magnetickým polem 199, 208  
 Hypotézy o původu KZ 199
- Chajdarov A. A.** 138  
**Chaloupka P.** 5  
 Charakteristika Geigerova-Müllerova počítáče 20  
 Chlor 18, 21  
 Chlorbenzen 36  
 Chlorid stříbrný 25
- Indukční urychlovače kosmické** 199  
**Intenzita elektrického pole otáčejícího se magnetického dipólu** 206, 207  
 Ionisace 104  
 Ionisace specifická 44, 46  
 Ionizační komůrka 13  
 Ionizační komůrka kompenzační 16, 17  
 Ionizační komůrka pro měření KZ pod povrchem vodním 15  
 Ionizační komůrka pro měření KZ v různých výškách atmosféry 16  
 Ionizační komůrka pro studium spršek 17, 18  
 Ionizační ztráty energie 104  
 Impuls v Geigerově-Müllerově počítáči 19
- Isotropie KZ prostorová 199, 203, 209
- Jaderný kaskádní proces** 196  
**Jádro atomové** 181  
 Jánossy L. 133, 134, 164  
 Johnson T. H. 22, 78  
 Joliot F. 42  
 Jordan F. W. 27
- Kadlečík J.** 5  
 Kapkový model atomového jádra 181  
 Kaskádní elektronová sprška 121  
 Kaskádní jednotka 124, 125  
 Kaskádní proces jaderný 196  
 Kaskádní spršky 121  
 Kaskádní teorie 122  
 Kinoshita S. 52  
 Kladné mesony  $\mu$  141  
 Kleinův-Nishinův vzorec 98  
 Koeficient KZ absorpční 75  
 Koeficient KZ absorpční hmotový 75  
 Koeficient barometrického zjevu KZ 91  
 Koincidence 30  
 Koincidence čtverné 79  
 Koincidence náhodné 30  
 Koincidence pravé 30  
 Koincidence trojné 79  
 Koincidence zpožděné 142, 143  
 Koincidenční zapojení 29, 30, 131  
 Kolhörster W. 8, 9, 14, 70, 74, 75, 91  
 Komora mlžná Wilsonova 36  
 Kompenzační ionizační komůrka 16, 17  
 Komůrka ionizační 13  
 Korff S. A. 22  
 Kosmické indukční urychlovače 199, 206, 208  
 Kosmický betatron 199  
 Kritická energie 121  
 Kritické hodnoty impulsu 87  
 Kritický kruh 83  
 Krystalové počítáče 25  
 Křivka Braggova 54, 104  
 Křivka Rossiho 131  
 Křížový stolek 60, 61  
 Kulikov A. M. 78  
 Kvanta „těžká“ Yukawova 136
- Leighton R. B.** 138  
**Lemaître G.** 89  
 Leprince — Ringuet L. 41, 172

- Lewis A. W. 163  
 Lhéritier M. 172  
 Lindemann A. F. 14  
 Lithium 57  
 Lombardo B. 128  
 Loverdo A. 135  
 Lukirskij P. I. 153
- Magnetická bouře** 202, 203, 208  
**Magnetické póly** 68, 69  
**Magnetický dipól** 68, 69  
 Marshak R. E. 145  
 Maze R. 135  
 Menzel D. H. 200  
 Mesony 119, 120, 136, 137, 141, 145, 163, 166, 172  
 Mesony  $\mu$  137  
 Mesony  $\mu$  kladné 141  
 Mesony  $\mu$  záporné 141  
 Mesony neutrální 163, 166  
 Mesony  $\pi$  145  
 Mesony  $\tau$  172  
 Methody ke studiu KZ 12  
 Měkká složka 7, 127, 198  
 Měření doletu částice v nukleární emulsi 61, 64  
 Měření hustoty zrn 65  
 Miehlnickel E. 70, 74  
 Millikan R. A. 8, 9, 71, 75, 195  
 Mikroskop 60  
 Mikroskop závodu Meopta 60  
 Minimum ionisace 109  
 Mlžná komora řízená počítači 39, 40  
 Mlžná komora s automatickou pomalou expanzí 41  
 Mlžná komora vysokotlaká 42  
 Mlžná komora Wilsonova 36  
 Mnohonásobný proces vzniku mesonů 163  
 Model atomového jádra kapkový 181  
 Model atomového jádra plynový 182  
 Model atomového jádra skládající se z částic  $x$  183  
 Model atomového jádra slupkový 184  
 Model drah částic KZ v zemském magnetickém poli 87  
 Model Fermiho plynu 182  
 Modely atomového jádra 181  
 Molière G. 125, 136  
 Möller C. 145
- Mott N. F. 54  
 Mott — Smith L. 42  
 Mügge O. 52  
 Mysovskij L. 9, 73
- Naftalén** 24  
 Napouštění emulze 57  
 Nassar S. 129  
 Neddermeyer S. H. 10, 136  
 Neelastické srážky nabitých částic 103  
 Negatron 100  
 Neher H. V. 21  
 Nesouměrnost KZ azimutální 77  
 Nesouměrnost KZ severojižní 69, 77  
 Nesouměrnost KZ východozápadní 69, 77  
 Neutrální mesony 163, 166  
 Neutrino 119, 120  
 Neutrony 119  
 Neutrony rychlé 178, 179  
 Neutrony termické 179, 180  
 Nukleární absorpce mesonů  $\mu$  143, 145  
 Nukleární absorpce záporných mesonů  $\pi$  153  
 Nukleární desintegrace 145, 146, 153, 157, 161, 169  
 Nukleární desky v magnetickém poli 58  
 Nukleární fotografická emulze 52, 145, 146  
 Nukleární hvězdice 185, 186, 187, 188, 189, 196
- Oblaka mezihvězdné hmoty** 199, 205  
 Occhialini G. P. S. 10, 40, 52  
 Otis R. M. 8
- Pancini E.** 142  
 Paprsky  $\delta$  176  
 Páry elektrono-fotonové 194  
 P-difenylbenzen 24  
 Perfilov N. A. 153  
 Petržilka V. 13  
 Piccioni O. 142, 145  
 Pickering W. H. 21  
 Plynový model atomového jádra 182  
 Plošina Geigerova-Müllerova počítače 20  
 Plurální proces vzniku mesonů 164  
 Počítače Geigerovy-Müllerovy 18  
 Počítače krystalové 25  
 Počítače proporcionální 22, 23  
 Počítače scintilační 23  
 Počítačový teleskop 32, 35  
 Pohyb částice KZ v ekvatoreální rovině magnetického dipólu 81, 87

- Pohyb nabité částice v magnetickém poli 47  
 Pochody v atmosféře sekundární 196  
 Polární záře 203, 204  
 Póly magnetické 68, 69  
 Poměr expansní 37  
 Positron 100  
 Powell C. F. 10, 52, 137, 145, 148, 171, 185  
 Pravděpodobnost tvoření párů 101  
 Primární složka KZ 7, 90, 195, 196, 199  
 Pronikavé spršky 160, 161, 162  
 Proporcionální počítače 22, 23  
 Prostorová isotropie KZ 199, 203, 209  
 Protóny 119, 179, 180  
 Průběh východozápadní nesouměrnosti v závislosti na výšce 79  
 Průchod fotonů hmotou 95  
 Průměrný ionizační potenciál 107  
 Přechodový zjev KZ 191
- R**adiosonda 71  
 Rasetti F. 141  
 Redukční zařízení pro počítání impulsů 26  
 Reduktor impulsů 27  
 Reduktor impulsů dekadický 29  
 Reduktor impulsů dvojkový 27, 28  
 Regener E. 9, 15, 16, 70, 73, 74  
 Registrační zařízení pro počítání impulsů 26  
 Reinganum M. 52  
 Retallack J. G. 138  
 Ribner H. S. 81  
 Richtmyer R. D. 199, 200, 201  
 Roberts G. E., 10, 41, 138  
 Rochester G. D. 172  
 Rossi B. 10, 75, 78, 111, 133, 134, 140, 141, 143  
 Rossiho křivka 131  
 Rozdělení stáří částic KZ 205  
 Rozlišovací schopnost koincidenčí 79  
 Rozložení energie KZ 204  
 Rozložení intenzity KZ azimutální 77  
 Rozložení intenzity KZ směrové 77  
 Rozpad kladných mezonů  $\pi$  146, 147  
 Rozpad mezonů  $\mu$  138  
 Rozpad mezonů  $\mu$  samovolný 142, 143  
 Rozptýl Coulombův 125  
 Rozptýl fotonů na elektronech 97  
 Rozptýlené záření 100  
 Rozsáhlé spršky ve vzduchu 125, 135  
 Rutherford E. 8, 24, 181, 188
- S**alis G. 91  
 Salisbury W. W. 200  
 Samovolný rozpad mezonů  $\mu$  142, 143  
 Scintilační počítače 23, 153  
 Sekundární pochody v atmosféře 196  
 Sekundární složka KZ 7  
 Sensitivní doba 38  
 Severojižní nesouměrnost KZ 69, 77  
 Shapiro M. M. 52  
 Schein M. 143, 195  
 Schmeiser K. 135  
 Schwegler A. 132, 133  
 Schopnost rozlišovací koincidenčí 79  
 Sírničk zinečnatý 24  
 Skobeleyn D. V. 9, 10, 38, 136, 185  
 Skřivánek J. 131, 132  
 Skvrny hvězdné 5, 31, 32, 206, 207, 209  
 Skvrny sluneční 199  
 Složené jádro atomové 185  
 Složení nukleárních fotografických emulzí 56  
 Složka KZ měkká 7, 198  
 Složka KZ primární 7, 195, 196  
 Složka KZ sekundární 7  
 Složka KZ tvrdá 7, 197, 198  
 Sluneční skvrny 199  
 Slupkový model atomového jádra 184  
 Směrové rozložení intenzity KZ 77  
 Sokolov S. P. 78  
 Soustava galaktická 200, 203  
 Souvislost intenzity KZ a magnetických bouří 92  
 Souvislost intenzity KZ a sluneční činnosti 92  
 Specifická ionizace 44, 46, 104  
 Spektrum energetické primární složky KZ 209  
 Spin mezonů  $\pi$  171  
 Spitzer L. 206  
 Spršky Augerovy 125, 135, 136  
 Spršky elektro-jaderné 136  
 Spršky kaskádní elektronové 121  
 Spršky rozsáhlé ve vzduchu 135  
 Srážky elastické 103, 116  
 Srážky neelastické 103, 115  
 Stanovení energie částice z doletu 62  
 Stanovení hmoty částice 64  
 Stanovení hmoty částice v mlžné komoře 48, 49, 50, 51  
 Stanton H. E. 133  
 Steinberger J. 138  
 Steinke E. G. 91

- Stevenson L. C. 10  
 Stilben 24  
 Stínění jádra 116, 117  
 Störmer 81, 87, 89  
 Street J. C. 10  
 Střední dolet 44, 45  
 Střední úhel rozptylu 117, 118  
 Střední volná dráha pro tvoření párů 121  
 Synchrocyklotron 149, 150  
 Swann W. F. G. 200
- Š**afrata S. 13, 41  
 Šimáně Č. 5  
 Šířka geomagnetická 70  
 Šířka zeměpisná 69, 70  
 Šířkový zjev KZ 69, 75, 90
- T**ank s ionizační komůrkou pro měření hloubkového zjevu KZ 74  
 Teleskop 79  
 Teleskop počítačový 32, 35  
 Teller E. 199, 200, 201  
 Teorie o původu KZ Těrleckého 206  
 Teorie vykládající původ KZ v galaktické soustavě 203  
 Teorie vykládající původ KZ v sluneční soustavě 200  
 Teplotní zjev KZ 68, 91, 92  
 Terfenyl 24  
 Těrleckého teorie o původu KZ 206  
 Těrleckij J. P. 11, 200, 206, 207, 209  
 Těžká jádra 176  
 Těžké částice KZ 176  
 Thomas-Fermiho model atomu 117  
 Thomsonův vzorec 97, 98  
 Ticho H. K. 143  
 Tomonaga S. 141  
 Tongiorgi V. 135  
 Transmutace atomového jádra 181, 196  
 Trumpy B. 135  
 Turner R. N. 9, 16, 76  
 Tuvim L. 9, 73, 91  
 Tvoření elektronových párů 95, 100, 120  
 Tvrdá složka KZ 7, 126, 197, 198
- Ú**činnost Geigerova-Müllerova počítače 19  
 Účinný průřez pro Comptonův rozptyl 98  
 Účinný průřez pro emisi brzdného záření 114, 115  
 Účinný průřez pro fotoelektrickou absorpci 96
- Úhel azimutální 69  
 Úhel zenitový 69  
 Úhlové rozdělení rozptýleného záření 100  
 Umělé mesony 149  
 Urychlovací pochod částic KZ 202, 205, 206  
 Usačev S. 5  
 Ustalovač neutrální 59
- V**allarta M. S. 89  
 Valley G. E. 143  
 Variace intenzity KZ 68  
 Variace intenzity KZ časové 68, 90, 91  
 Věrnov S. N. 9, 35, 38, 78, 79  
 Vlastnosti nukleárních emulzí 56  
 Votruba V. 5  
 Východozápadní nesouměrnost 69, 77  
 Výklad geomagnetických zjevů 81  
 Vysokotlaká mlžná komora 42  
 Výškový zjev KZ 69, 70  
 Vývojka metholhydrochinonová 59  
 Vyzařovací délka 114  
 Vzájemné působení mesonů  $\mu$  s atomovými jádry 141  
 Vznik mesonů v KZ 156  
 Vzorec Klein-Nishinův 98  
 Vzorec Thomsonův 97, 98
- W**ambacherová H. 10, 52, 185  
 Webl J. H. 54  
 Wergeland H. 125, 136  
 Wheeler I. A. 144  
 Williams E. J. 10, 41, 128, 138  
 Wilson C. T. R. 7, 37, 52  
 Wilsonova mlžná komora 36, 127, 128, 137, 191  
 Wulf Th. 8, 13, 14  
 Wynn-Williams C. E. 21
- X**ylén 24
- Y**agoda H. 52  
 Yukawa H. 10, 11, 136  
 Yukawova „těžká“ kvanta 136
- Z**acepin G. T. 136  
 Zapojení antikoincidenční 29, 31  
 Zapojení koincidenční 29, 30  
 Zapojení pro Geigerovy-Müllerovy počítače 19, 21

- Zapojení pro zkrácení impulsů v Geigerových-Müllerových počítačích 22
- Záporné mesony  $\mu$  141
- Záře polární 203, 204, 208
- Zařízení pro stereoskopické snímky 43
- Zařízení pro studium výškového zjevu KZ 69
- Zařízení redukční pro počítání impulsů 26
- Zařízení registrační pro počítání impulsů 26
- Zařízení s balonky pro studium KZ ve stratosféře 70
- Závislost energie částice na doletu 63
- Závislost hustoty zrn na zbytkové části doletu 66
- Závislost intenzity KZ na geomagnetické šířce 76, 89
- Závislost intenzity KZ na hloubce pod povrchem zemským 74
- Závislost intenzity KZ na hloubce ve vodě 74
- Závislost intenzity KZ na výšce 72
- Závislost intenzity KZ na zenitovém úhlu 77
- Záznam polohy vlákna elektroskopu 71
- Záznam variací intenzity KZ 93
- Zbývající část doletu 65
- Zeměpisná délka 70
- Zeměpisná šířka 69, 70
- Zenitový úhel 69
- Zjev KZ barometrický 68, 91
- Zjev KZ délkový 69, 75
- Zjev KZ hloubkový 69, 73
- Zjev KZ přechodový 191
- Zjev KZ šířkový 69, 75
- Zjev KZ teplotní 68, 91, 92
- Zjev výškový 69, 70
- Zjevy geomagnetické 68
- Zjištění náboje částice 66
- Zpožděné koincidence 142, 143
- Ztráty energie brzdným zářením 111
- Ztráty ionizační 104
- Ž**danov A. 10, 52, 54
- Ždanov G. B. 138
- Žirafa (trojzubec) 116
- Životní doba mesonů  $\mu$  139
- Životní doba mesonů  $\pi$  151
- Životní doba neutrálních mesonů 171



# OBSAH

	Str.
Předmluva . . . . .	5
1. Historický úvod . . . . .	7
2. Metody ke studiu kosmického záření . . . . .	12
2,1. Elektroskop . . . . .	12
2,2. Ionizační komůrka . . . . .	13
2,3. Geigerovy-Müllerovy počítače . . . . .	18
2,4. Proporcionální počítače . . . . .	22
2,5. Scintilační počítače . . . . .	23
2,6. Krystalové počítače . . . . .	25
2,7. Registrační a redukční zařízení . . . . .	26
2,8. Koincidenční a antikoincidenční zapojení . . . . .	29
2,9. Počítačové teleskopy a hodokopy . . . . .	32
2,10. Wilsonova mlžná komora . . . . .	36
2,11. Nukleární emulze fotografických desek . . . . .	52
3. Variace intenzity KZ. . . . .	68
3,1. Absorpce KZ v zemské atmosféře; výškový zjev KZ . . . . .	69
3,2. Absorpce KZ ve vodě a v zemských vrstvách; hloubkový zjev KZ . . . . .	73
3,3. Délkový a šířkový zjev KZ. . . . .	75
3,4. Azimutové a směrové rozložení intenzity KZ; východozápadní nesouměrnost KZ . . . . .	77
3,5. Výklad geomagnetických zjevů KZ . . . . .	81
3,6. Časové variace intenzity KZ . . . . .	90
3,7. Vliv barometrického tlaku na intenzitu KZ; barometrický zjev KZ . . . . .	91
3,8. Vliv teploty na intenzitu KZ; teplotní zjev KZ . . . . .	92
3,9. Vliv sluneční činnosti a magnetických bouří na intenzitu KZ . . . . .	92
4. Průchod fotonů a nabitých částic hmotným prostředím. . . . .	95
4,1. Průchod fotonů hmotou . . . . .	95
4,1,1. Fotoelektrický zjev . . . . .	95
4,1,2. Comptonův rozptyl . . . . .	97
4,1,3. Tvoření párů . . . . .	100
4,1,4. Průběh celkové absorpce fotonů . . . . .	102
4,2. Neelastické srážky nabitých částic . . . . .	103
4,2,1. Ionizační ztráty energie . . . . .	104
4,2,2. Dolet . . . . .	110
4,2,3. Ztráty energie brzdícím zářením . . . . .	111
4,2,4. Jiné druhy neelastických srážek . . . . .	115
4,3. Rozptyl částic v Coulombově poli jádra . . . . .	116
5. Vlastnosti částic KZ . . . . .	119
5,1. Přehled elementárních částic . . . . .	119
5,2. Fotony a elektrony . . . . .	120
5,2,1. Nárys kaskádní teorie . . . . .	122
5,2,2. Experimentální výzkum elektrono-fotonové složky . . . . .	127

	Str.
5,3. Mesony . . . . .	136
5,3,1. Vlastnosti mesonu $\mu$ . . . . .	137
5,3,2. Vlastnosti mesonu $\pi$ . . . . .	145
5,3,3. Neutrální mesony . . . . .	166
5,4. Těžší částice v KZ . . . . .	176
6. Desintegrace atomového jádra, způsobená částicemi KZ . . . . .	181
6,1. Modely atomového jádra . . . . .	181
6,1,1. Kapkový model Bohrův . . . . .	181
6,1,2. Model Fermiho plynu . . . . .	182
6,1,3. Jiné modely atomového jádra . . . . .	183
6,2. Nukleární hvězdice . . . . .	185
6,2,1. Evaporace atomového jádra . . . . .	185
6,2,2. Hvězdice způsobené nukleony . . . . .	187
6,2,3. Hvězdice způsobené mesony . . . . .	192
6,2,4. Vznik mesonů při rozpadu jádra . . . . .	193
7. Souhrn zjevů vyvolaných KZ při průchodu atmosférou . . . . .	195
7,1. Primární složka KZ . . . . .	195
7,2. Sekundární pochody v atmosféře . . . . .	196
8. Hypothesy o původu KZ . . . . .	199
8,1. Teorie vykládající původ KZ v sluneční soustavě . . . . .	200
8,2. Teorie vykládající původ KZ v galaktické soustavě . . . . .	203
8,3. Těrleckého teorie o původu KZ . . . . .	206
Literatura . . . . .	210
Rejstřík . . . . .	219

*Sekce matematicko - fyzikální*

Dr Jaroslav Pernegr, prof. Dr Václav Petržílka, Dr Lenka Tomášková

KOSMICKÉ ZÁŘENÍ

Vědecký redaktor Doc. Dr Václav Votruba

Recensoval Ing. Čestmír Šimáně

*Vydalo Nakladatelství Československé akademie věd, Praha 1953. Redaktoři nakladatelství: Hlavní redaktor Dr Milan Skalník, redaktorka publikace Zora Knichalová, technický redaktor František Končický, literární redaktor Dr Miroslav Pravda. Obálku navrhl Stanislav Duda. Z nové sazby písmem French Round Face vytiskly Pražské tiskárny, n. p., závod 05 (Prometheus) Praha VIII.*

*I. vydání, náklad 3300 výtisků (1—3300). Podepsáno k tisku 28. 8. 1953.*

301 03/5 — 56501/5/52/III/2 — 69 — Sazba 30. 3. 1953, tisk 8. 9. 1953 — Autorských archů 15,57, vydavatelských archů 15,79, plánovacích archů 14,63 — Stran 230, obrázků 143 — Papír 221-07, formát 70 x 100, 80 g.

~~Číslo brož. 1953~~  
Nová cena 1. 11. 1953 Kčs 1 15 0

Nová cena 1. / IV. 1956 Kčs 1150

~~Cena brož. 30 Kčs~~

301 03/5

DT 537.591