

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Victor F. Weisskopf

Pohled amatéra na fyziku částic

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 16 (1971), No. 1, 26--37

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137600>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1971

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

POHLED AMATÉRA¹⁾ NA FYZIKU ČÁSTIC

VICTOR F. WEISSKOPF

Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, USA

Článek je vlastně přednáška, kterou přednesl VICTOR F. WEISSKOPF, profesor teoretické fyziky proslulého Massachusetts Institute of Technology v Cambridgi (USA) a bývalý generální ředitel vrcholného evropského střediska pro jaderný výzkum CERN u Ženevy. Proslovil ji v r. 1969 na Mezinárodní škole fyziky Ettore Majorana v Erice na Sicílii. V článku se probírají poslední úspěchy a neúspěchy různých teorií elementárních částic. Je to přehled poutavý a určený každému, koho zajímají fyzikální představy o struktuře mikrosvěta.

TŘETÍ SPEKTROSKOPIE

Jedním z nejpřekvapivějších rysů moderní fyziky je objevování stále nových a nových excitovaných hladin baryonů a mezonů²⁾. Před osmi léty byly jedinými známými stavy p , n , N^* (1236), Σ , Λ , Ξ , π , K . Nynější Rosenfeldovy tabulky jich uvádějí přes sto. Přitom se každý rok nejenom zvětšuje počet těchto stavů, ale zpřesňuje se i naše znalost jejich kvantových čísel. Je to zdlouhavý a skutečně obtížný úkol, kdy každý krůček vpřed představuje několikaletou práci mnoha lidí. Úkol ztěžuje i ta skutečnost, že šířky hladin jsou často srovnatelné s jejich vzdálenostmi³⁾. To nás trochu znepokojuje, protože o existenci takových stavů se nemůžeme přesvědčit několika nezávislými způsoby; některé hladiny baryonů jsou stanoveny pouze z fázové ana-

¹⁾ (Pozn. autora).

Amatér: (1) Osoba, která se něčím zabývá více pro své potěšení než pro peníze.

(2) Osoba, která dělá něco více či méně nekvalifikovaně.

(Webster's New World Dictionary)

²⁾ Elementární částice lze rozdělit do čtyř skupin:

- Baryony (těžké částice) — jejich důležitou vlastností je, že se jejich celkový počet při všech dějích zachovává. Mají poločíselný spin. Řadíme mezi ně nukleony (proton p , neutron n), hyperony Δ , Σ , Ξ a baryonové rezonance.
- Mezony (středně těžké částice) — jejich počet se nezachovává. Mají celočíselný spin. Patří mezi ně mezony π , mezony K a mezonové rezonance.
- Leptony (lehké částice) — jejich počet se zachovává. Mají poločíselný spin. Patří mezi ně elektrony e , mezony μ a neutрино ν .
- Kvanta γ — kvanta elektromagnetického pole. Ke všem částicím existují antičástice, které jsou v některých případech identické se svými částicemi.

³⁾ Jestliže hladina ve spektru odpovídá rezonančnímu stavu, tj. silně vázanému stavu několika částic, který existuje velmi krátký časový okamžik $\approx 10^{-23}$ s, principiálně způsobuje tato krátká doba života stavu, že hladina musí být „rozmazána“. Velikost této neurčitosti se popisuje šířkou hladiny.

lýzy rozptylu mezonů a vůbec ne rezonančním vrcholem nad pozadím při rozptylu. K takové situaci docházelo v atomové či jaderné spektroskopii jenom velmi zřídka.

Nedávno byla objevena produkce některých mezonů při elektron-pozitronových srážkách, které umožňují lepší určení vlastností těchto mezonů. Vektorové mezony⁴⁾ (jedině ty mohou při srážkách elektronu a pozitronu samostatně vznikat) totiž vznikají neobyčejně čistým způsobem bez působení okolních zdrojů silné interakce.

Hladiny hadronů⁵⁾ vykazují několik nápadných zákonitostí. Na rozdíl od atomových nebo jaderných spekter je rozdíl energií hladin hadronů řádově srovnatelný s hmotami hadronů. Překvapí i možnost uspořádat je do degenerovaných izotopických multiplétů⁶⁾. Dalším charakteristickým rysem je, že podivnost S ⁷⁾ je omezena u baryonů podmínkou $S \geq -3$ a u mezonů $|S| \leq 1$. Existuje i jistá souvislost mezi podivností a izospinem, která vedla ke klasifikaci hladin pomocí grupy SU_3 . Zdá se, že nově objevované hladiny zapadají dobře do tohoto schématu.

Klasifikace pomocí grupy SU_3 je podle mne založena na kvarkovém modelu se třemi druhy kvarků⁸⁾, ze kterých lze hadrony skládat, a to baryony ze tří kvarků a mezony z párů kvark-antikvark. Proto mohou mezony na rozdíl od baryonů vznikat a zanikat jednotlivě. Trojčetnost kvarků je představována formalismem se třemi „unitárními spiny“: I-spinem (izospinem), U-spinem a V-spinem. Izospin a podivnost hadronů se dostanou pouhým skládáním hodnot izospinu a podivnosti odpovídajících kvarků. Toto jednoduché pravidlo vysvětluje vztahy a omezení pro zmíněná kvantová čísla. Jediným neomezeným kvantovým číslem je moment hybnosti. A právě jako projev vnitřních orbitálních excitací kvarků nacházíme skupiny hadronů, které mají stejná vnitřní kvantová čísla, ale různé momenty hybnosti.

Jestliže předpokládáme, že vazebné síly kvarků jsou izospinově nezávislé a slabě závislé na zbývajících dvou spinech, podaří se nám v hrubých rysech vyjádřit tvar baryonového a mezonového spektra. Lze vysvětlit i strukturu multiplétů, pravděpodobnosti přechodů mezi jednotlivými stavy a poměry mezi pravděpodobnostmi rozpadů mezonů do jednotlivých kanálů.

Kvarky nebyly nikdy pozorovány, a když se kvarkový model bere příliš vážně, vznikají dokonce velké problémy. Přesto však kvarkový model slouží jako jednoduchá

⁴⁾ Vektorové mezony jsou mezonové rezonance se spinem 1, např. ρ , ω , ϕ .

⁵⁾ Hadrony je společný název pro baryony a mezony — silně interagující částice.

⁶⁾ Zanedbáme-li elektromagnetickou interakci, mohou být proton a neutron pokládány za dva stavy jedné částice charakterizované různou složkou izospinu neboli za izodublet. Analogicky i další částice můžeme sdružovat do různých izotopických multiplétů.

⁷⁾ Podivnost S je aditivní kvantové číslo nabývající celočíselných hodnot; bylo zavedeno GELL-MANNEM. Pomocí podivnosti dělíme částice na nepodivné ($S = 0$) a podivné ($S \neq 0$). Podivnost podivných částic záleží v tom, že vznikají jednou reakcí, ale rozpadají se jinou reakcí. Např. podivný hyperon Λ se rozpadá kanálem $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, ale opačný proces $\pi^- + p \rightarrow \Lambda$ není možný. Hyperon se rodí reakcí $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ společně s podivným mezonem K^0 , takže vidíme, že podivné částice vznikají vždy ve dvojicích.

⁸⁾ Kvarky a antikvarky jsou hypotetické částice a antičástice zavedené GELL-MANNEM a ZWEIFEM, které by měly být základním stavebním kamenem všech elementárních částic.

názorná realizace symetrie SU_3 . Je otázka, co z této symetrie zůstane po odstranění kvarků, neboť proč je SU_3 úspěšná, zůstává stále velkým tajemstvím.

ROZPTYL ELEKTRONŮ

Počet zajímavých experimentů s elektrony se zvětšuje tak, jak roste experimentální využití vysokoenergetických elektronových svazků. Nalezené elastické formfaktory⁹⁾ (elektrické a magnetické) nejsou dosud dostatečně vysvětleny. Jejich závislost na přenosu čtyřimpulsu je pro větší hodnoty q úměrná q^{-4} . Protože s rostoucím q klesá formfaktor plynule k nule, není ve středu nukleonu žádné tvrdé a malé jádro, ve kterém by byl soustředěn elektrický náboj a magnetický moment mikročástice podobně, jako je tomu např. u atomu vodíku¹⁰⁾. Nevylučuje se ovšem možnost, že je nukleon složen z tvrdých a malých složek.

Nejzajímavější výsledky dostáváme z nepružného rozptylu elektronů. Vybuzení baryonů do vyšších stavů tímto procesem je opakováním FRANCKOVÝCH-HERTZOVÝCH pokusů, starých více než padesát let, v energetickém měřítku miliardkrát větším. Zdá se, že formfaktor těchto excitací má podobnou závislost jako u pružných procesů. Je to pochopitelné, neboť očekáváme, že vzbuzené stavy mají podobné elektrické a magnetické rozdělení jako stavy základní. Silná závislost na q však začne mizet při energiích, kdy elektrony předávají nukleonům energii větší, než je energie nejvyšších známých baryonových stavů. Rozptyl pak je, až na jemný vliv Mottova rozptylu¹¹⁾, prakticky nezávislý na přenosu impulsu. Nezávislost na q ukazuje, že rozptylové centrum je menší než vlnová délka odpovídající přenášenému impulsu. Zasáhli jsme zde velmi malé jsoucno uvnitř nukleonu, nějakou složku či dokonce kvark? Každá interpretace těchto výsledků ukazuje na existenci délky menší než 10^{-14} cm, která může hrát důležitou roli uvnitř nukleonu.

ALGEBRA PROUDŮ

Jak se máme dívat na dynamiku uvnitř hadronů? Silné interakce vážně narušují hadron, zatímco slabé a elektromagnetické interakce¹²⁾ ho nechávají nedotčený

⁹⁾ Formfaktor částice je reálná funkce čtverce přenosu čtyřimpulsu q^2 . V nerelativistickém případě popisuje fourierovský obraz formfaktoru prostorové rozložení náboje nebo magnetického momentu uvažované částice.

¹⁰⁾ Informaci o elektromagnetické struktuře nukleonu získáváme z rozptylu $e^- + N \rightarrow e^- + N$. Čím je energie e^- větší, tím větší čtyřimpuls může předat N a tím „hlouběji“ může do nukleonu proniknout a „získat“ informaci o elektromagnetické struktuře nukleonu v blízkosti jeho středu.

¹¹⁾ Mottův rozptyl je rozptyl na bodovém nukleonu (opomeneme-li jeho vnitřní strukturu).

¹²⁾ Interakce mezi částicemi se dělí podle velikosti sil, které je vyvolávají, na silné, elektromagnetické, slabé a gravitační. V dějích mikrosvěta je gravitační interakce příliš slabá ve srovnání s ostatními, a proto ji zanedbáváme.

a mohou být interpretovány jako účinky proudů uvnitř hadronu. Názorným příkladem je čtyřvektor hustoty elektromagnetického proudu j_{EM}^V , jehož složky určují nebo mohou být určeny pomocí elektromagnetických jevů. Procesy ve slabých interakcích popisujeme dalšími čtyřmi hustotami proudů. Proč čtyřmi? Za prvé jsou slabé interakce charakterizovány emisí leptonového páru ve dvou stavech. Řečeno v nerelativistické mluvě: spiny leptonů mohou být orientovány paralelně nebo antiparalelně. Jakákoliv slabá interakce je proto určena dvěma proudy: jedním vektorovým $j_{W_0}^V$ a jedním axiálním $j_{W_0}^A$. Dále známe dva typy slabých proudů: zachovávající podivnost a nezachovávající podivnost ($\Delta S = 0, 1$). Tím dostáváme další dva proudy $j_{W_1}^V$ a $j_{W_1}^A$. Kdyby každý elektromagnetický nebo slabý proces byl plně známý, mohli bychom z experimentu určit složky všech čtyřvektorů. Dosud o těchto procesech víme velmi málo. Důležitým objevem (GERSTEIN-ZELDOVIČ, FEYNMAN-GELL-MANN) bylo, že proud $j_{W_0}^V$ je až na konstantu izotopický „bratr“ s j_{EM}^V , to jest, liší se pouze změnou náboje (ta odpovídá určité rotaci v izospinovém prostoru).

Algebra proudů je odvážným zobecněním myšlenky, že všech pět proudů spolu souvisí a tvoří soustavu o šestnácti proudových hustotách, které hned popíšeme. Použijeme znovu kvarkového modelu. Veškerá dynamika procesu je zachycena v pohybu proudů. Můžeme např. definovat tři proudy, které popisují proudění tří složek izospinu. Protože máme další dva unitární spiny (U-spin a V-spin), mohlo by se zdát, že k popisu jejich proudění potřebujeme dalších šest veličin. Ale všechny tři spiny nejsou nezávislé. Existují vždy postupná posunutí v izospinovém, U-spinovém a V-spinovém prostoru, která dávají původní stav a tak z devíti hustot proudu je nezávislých jen osm, které označíme j_λ^V , $\lambda = 1, 2, \dots, 8$. Každý proud j_λ^V představuje vektorové pole. Mezi nimi je rovněž elektromagnetický proud a všechny se zachovávají.

Zbývajících osm členů odpovídá tomu, co se v nerelativistické fyzice nazývá hustotou spinu kvarků. Je popsána axiálním vektorovým polem uvnitř hadronů. Jestliže v této nerelativistické aproximaci spojíme hustotu spinů kvarků s osmi vektorovými poli unitárních I, U, V-spinů, dostaneme osm axiálních hustot proudů j_λ^A , $\lambda = 1, 2, \dots, 8$. Tyto veličiny se nezachovávají, protože „hustota spinu“ není vektorovým polem, které se zachovává.

Procesy slabých interakcí jsou popsány takovou lineární kombinací šestnácti proudů, která dává požadovanou změnu náboje a podivnosti.

Co plyne z tohoto předpokladu? Je zřejmé, že Feynmanovy-Gell-Mannovy vztahy mezi elektrickým proudem a vektorovou částí proudu slabých interakcí jsou částí tohoto předpokladu. V představách kvarkového modelu však existují i další vztahy mezi šestnácti proudy, které mohou být vyjádřeny jednoduchými operátory. Platí např. komutační relace za stejného času tvaru

$$[j_{0\lambda}^A(x), j_{0\nu}^A(x')] = \delta(x - x') f_{\lambda\nu\kappa} j_{0\kappa}^V(x),$$

kde $f_{\lambda\nu\kappa}$ jsou konstanty a index nula se vztahuje k časovým složkám hustot proudů.

Uvedené komutační relace jsou ekvivalentní sumačnímu pravidlu

$$\sum_b \langle a|M|b\rangle \langle b|N|a\rangle - \sum_b \langle a|N|b\rangle \langle b|M|a\rangle = \text{konst} \langle a|P|a\rangle,$$

kde M, N, P jsou operátory odpovídající proudům a a, b jsou kvantové stavy. Příkladem může být vztah¹³⁾ pro účinný průřez interakce neutrina

$$\lim_{Ev \rightarrow \infty} \left[\frac{d\sigma(\bar{\nu}p)}{dk^2} - \frac{d\sigma(\nu p)}{dk^2} \right] = \frac{G^2}{\pi} (\cos^2 \Theta_C + 2 \sin^2 \Theta_C),$$

kde $\sigma(\nu p)$ je totální účinný průřez interakce neutrina s protonem, q je přenos impulsu. G je vazební konstanta slabé interakce a Θ_C značí Cabibboův úhel¹⁴⁾.

Dnešní stav experimentální techniky nám zdaleka neumožňuje tento vztah ověřit,

Algebra proudů sice určuje vztahy mezi proudy, ale neumí nic říci o samotných prouděch. Existují však přibližné metody, jak získat jisté informace o rozdělení hustoty proudů uvnitř hadronů. Např. baryon si představujeme obalený virtuálním mezonovým polem. Lehké mezony působí silněji a na větších vzdálenostech než těžké mezony. Hlavní úlohu v „mezonovém oblaku“ hrají tedy nejen piony, ale i kaony a vektorové mezony ρ a ω . Je tedy možné, že hustoty vektorových nebo pseudo-vektorových proudů jsou spojeny s těmi mezonovými poli, která mají podobné geometrické vlastnosti. Např. vektorové hustoty proudů, jako je elektromagnetická, musí souviset s poli vektorových mezonů ρ, ω a ϕ ; přípustná axiální hustota proudů (která nese izotopický spin) musí souviset s polem pionů, protože divergence hustoty pseudo-vektorového pole je rovna pseudoskalárnímu poli, jakým je pole pionové. Tyto předpoklady se dnes nazývají „dominancí vektorového mezonu“ a „dominancí pionů“. Přiřazení vektorového pole vektorovým mezonům je ekvivalentní předpokladu, že pro malé přenosy impulsu (pouze pro ně omezení na nejnižší mezony je oprávněné) světelné kvantum interaguje s baryonem podobným způsobem, jak by interagoval vektorový mezon (až na konstantu úměrnosti). Neznámou multiplikační konstantu určíme z elektromagnetických vlastností vektorových mezonů např. z pravděpodobnosti rozpadu těchto mezonů na elektron-pozitronové páry. Tento předpoklad se ukázal být úspěšný při předpovědi fotoprocесů s baryony.

Vztah mezi hustotou axiálního proudů a polem pionovým má mnoho zajímavých důsledků. Předpokládá, že divergence hustoty axiálního proudů je úměrná pionovému poli. Konstanta úměrnosti je přímo určena rozpadem pionu na leptonové páry a představuje jakýsi „axiální náboj“ pionu. Tento předpoklad (spolu s předpokladem o rozumném chování maticových elementů pionového pole) dává vztah mezi „axiálním nábojem“, pion-nukleonovou vazební konstantou a axiální vazbovou konstantou slabé interakce nukleonu (GOLDBERGERŮV-TREIMANŮV vztah). Vztah si můžeme

¹³⁾ Pozn. autora: Viz ADLER S., Phys. Rev. 143, 1144 (1966).

¹⁴⁾ Cabibboův úhel je parametr teorie algebry proudů. Podrobněji viz FEYNMAN R. P.: Čs. čas. fys. A 19, 47 (1969).

vysvětlit tímto způsobem: Slabá interakce nukleonu je způsobena axiálním proudem, který je úměrný pionovému poli, které je naopak vázáno na nukleon, a je tedy závislé na pion-nukleonové vazební konstantě.

Dalším příkladem, který je odvozen ze souvislosti mezi axiální slabou interakcí a pion-nukleonovou vazbou, je ADLERŮV-WEISBERGŮV vztah. Použitím algebry proudů dostaneme vztah mezi axiálními a vektorovými proudy a dále poměr mezi axiální a vektorovou vazební konstantou slabé interakce, vyjádřený pomocí účinných průřezů mezon-nukleonové interakce.

Vztah mezi axiálním proudem a hustotou pionového pole se zajímavě dotýká otázky zachování axiálního proudu. Divergenci hustoty axiálního proudu jsme předpokládali úměrnou pionovému poli (kdyby se axiální proud zachovával, byla by nulová). Pionové pole se v okolí hadronu rozprostírá do poměrně velké vzdálenosti řádu m_{π}^{-1} ¹⁵). Jestliže je šíření pole dostatečně hladké, pak musí vymizet Fourierovy členy pro vlnová čísla mnohem větší než m_{π} . Maticové prvky divergence axiálního proudu budou tedy velmi malé pro přenosy impulsu větší než m_{π} . To současně určuje hranici zachování axiálního proudu. Částečné zachování axiálních proudů (PCAC — partial conservation of axial currents) dává možnost odvodit řadu jednoduchých vztahů pro interakce lehkých mezonů s hadrony. V elektrodynamice, kde vazba je též zprostředkována zachovávajícím se proudem, jsou absorpce, emise a rozptyl dlouhovlnných kvant popsány jednoduchými výrazy, úměrnými mocnině elektrického náboje. Podobné přibližné výrazy s axiálním nábojem odvozujeme pro pionové procesy.

SILNÉ INTERAKCE

Z teoretického hlediska je mnohem těžší popsat interakci mezi hadrony než interakci leptonů nebo elektromagnetického pole s hadrony. Proudové hustoty jsou totiž použitelné jenom u těch procesů, ve kterých prvá aproximace interakce dominuje. V těchto případech je interakční pole svázáno s vlastnostmi hadronů, které vyjadřují symetrii neporušeného pole. Při vzájemných interakcích hadronů nelze tuto přibližnou metodu použít. Stále není jasné, zda pojem proudů může být dostatečně zobecněn a přizpůsoben k popisu procesů silných interakcí. Možná, že nám v tomto směru pomohou pokusy s tzv. fenomenologickým hamiltoniánem.

Avšak většina výsledků v hadronových interakcích je získána pomocí jiného přístupu. Při rozptylu dvou hadronů je amplituda rozptylu A funkcí relativní energie a přenosu impulsu. Protože nemáme teorii pro výpočet velikosti A , stanovilo se několik obecných pravidel, kterým má amplituda vyhovovat. Z takto zkonstruované amplitudy se pak snažíme odvodit nové teoretické předpovědi. Obecná pravidla pro amplitudu rozptylu jsou založena na čtyřech principech:

(a) relativistické invarianci

¹⁵) Rozumí se Comptonova délka pionu, tj. vzdálenost $\approx 10^{-12}$ cm.

- (b) kauzalitě
- (c) unitaritě
- (d) analytičnosti.

Relativistická kvantová mechanika nám říká, jak jednoznačně popsat soubor neinteragujících částic s danou hmotou a spinem. Takový soubor máme na počátku a na konci každého rozptylu. Proto nám relativistická kvantová mechanika určuje veličiny, na kterých závisí amplituda rozptylu. Princip kauzality a unitarity vede k vztahům, kterým musí amplituda rozptylu vyhovovat (disperzní relace¹⁶⁾ a optický teorém¹⁷⁾). Princip (d) požaduje, aby amplituda rozptylu byla analytickou funkcí až na jisté singularity, které mají dobře definovaný fyzikální význam. Osobně se domnívám, že každá rozumná teorie povede k funkcím s určitými póly, řezy a definovanými asymptotickými vlastnostmi.

Bod (d) je důležitý ze tří důvodů: Za prvé, pól amplitudy rozptylu představuje stacionární nebo metastabilní stav složeného systému dvou rozptylujících se částic. Energie, která pólu přísluší, udává hmotu stacionárního stavu a reziduum pólu souvisí s vazbovou konstantou vazební síly. Některé póly mohou mít nepříjemný vliv na energetickou závislost A . Za druhé, amplitudy dvou reakcí, které se liší záměnou jedné vstupující částice za vycházející antičástici a vycházející částice za vstupující antičástici, jsou spojeny analytickým pokračováním některých proměnných (tzv. vztahy křížové asymetrie). Z chování jedné reakce můžeme pak učinit jisté závěry o druhé reakci, např. silný pól v jednom kanálu může značně ovlivnit druhý kanál. Za třetí, známe asymptotické chování účinného průřezu vysokoenergetických procesů. U elastického rozptylu a u těch neelastických procesů, při nichž částice nemění svá kvantová čísla, nabývá účinný průřez asymptotické hodnoty nezávislé na energii. V neelastických procesech, ve kterých jsou vyměněna kvantová čísla, účinný průřez závisí na záporné mocnině energie.

Z asymptotického chování a s použitím všech čtyř principů můžeme odvodit řadu závěrů. Jedním z nich je POMERANČUKŮV teorém, udávající asymptotickou rovnost mezi pružným rozptylem částice a její antičástice (např. vztah interakcí $\pi^+ + p$ a $\pi^- + p$ při vysokých energiích). Dalšími důsledky jsou tzv. „součtová pravidla při konečné energii“ (finite energy sum rules). Jestliže předpokládáme, a v mnoha případech máme pro to dobré důvody, že rozdíl mezi skutečnou a asymptotickou amplitudou reakce se blíží s rostoucí energií k nule rychleji než jistá záporná mocnina energie (rychleji než s^{-1} ; s je celková energie v těžišťové soustavě interakce), je integrál ze skutečné amplitudy v mezích od nuly až po konečnou energii E v podstatě stejný jako integrál z asymptotické amplitudy ve stejných mezích. Horní mez E musí být energie, při které je již asymptotická amplituda použitelná při konkrétním proce-

¹⁶⁾ Disperzní relace určují vztah mezi reálnou částí amplitudy a integrálem z imaginární části amplitudy.

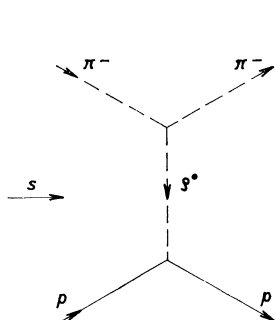
¹⁷⁾ Optický teorém udává vztah mezi celkovým účinným průřezem a imaginární částí amplitudy pro rozptyl vpřed.

su. Tento vztah představuje zajímavé spojení nízkenergetické oblasti ovládané rezonancemi s oblastí vysokoenergetickou, která může být někdy předpověděna teorií REGGEHO pólu (viz dále).

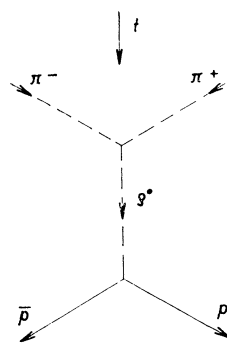
Jedním z nejdůležitějších pojmů v popisu interakcí mezi hadrony je pojem výměny. Při každé dvoutělesové reakci se něco přenáší mezi částicemi. Při pružném rozptylu je to pouze impuls, v ostatních procesech kterékoliv vnitřní kvantové číslo¹⁸⁾. Někdy je užitečné popsat reakci pomocí výměry vhodné částice, která je interakcí vázána s oběma partnery a přenáší potřebné veličiny. Např. hadron si představujeme jako konglomerát hadronových párů, jejichž kvantová čísla se sčítají na vnitřní kvantová čísla uvažovaného hadronu (tak proton je konglomerát π^+ , K^+ Λ atd.). Při srážce si oba hadrony mohou vyměnit jednu částici z páru. Stanovit pravidla takové výměny je velmi obtížné, protože chování částic v konglomerátu je jiné než chování volných částic. Je třeba najít prostředky umožňující zvládnout tuto situaci. Jedním z nich je metoda Reggeových pólů, při které se využívá křížových vztahů. Začneme z jiného kanálu reakce (t -kanál), ve kterém je vyměňovaná částice v „přirozenější“ formě, totiž jako volná částice. Jde o kanál, v němž je vyměňovaná částice vytvořena spojením dvou hadronů (přesněji spojením jednoho do reakce vstupujícího hadronu a antičástice hadronu z reakce vystupujícího). V t -kanálu se tedy jeví vyměňovaná částice jako systém složený ze dvou hadronů¹⁹⁾. Takový systém se může nacházet v řadě stavů s různým momentem hybnosti, z nichž každý může být ztotožněn s nějakou pozorovanou částicí (tzv. Reggeova trajektorie). Každý stav Reggeovy trajektorie má stejná vnitřní kvantová čísla a může být vyměňován mezi hadrony. Každé trajek-

¹⁸⁾ Pozn. autora: Vnitřní kvantové číslo částice je jakékoliv kvantové číslo vyjma momentu hybnosti.

¹⁹⁾ Jednoduchým příkladem je rozptyl π^- mezonu na protonu s výměnou náboje $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ (obr. 1). Tento kanál označíme jako s -kanál. Šipka ukazuje, kterým směrem vzrůstá čas. Mezi vrcholy reakce se vyměňuje virtuální q mezon. V t -kanálu dostáváme reakci



Obr. 1.



Obr. 2.

$\pi^- + \pi^0 \rightarrow \bar{p} + n$ (obr. 2). Zde je q mezon vytvořen spojením obou primárních částic. Vztahy křížové symetrie dovolují extrapolovat vliv silné rezonance q do původního s -kanálu a tím vysvětlit chování rozptýlených částic π^0 a n v tomto kanálu.

torii můžeme přiřadit funkci $m(J)$ spojitého momentu hybnosti J^{2^0}). Hmoty jednotlivých částic jsou dány hodnotami $m(J)$ pro celočíselný nebo poločíselný argument J .

Existence Reggeových trajektorií se využívá k vyjádření amplitudy rozptylu ve tvaru součtu příspěvků speciálních pólů (tzv. Reggeových pólů), které se objevují v rovině komplexního momentu hybnosti J . Každý Reggeův pól nepředstavuje jen stav složeného systému hadronu, ale zahrnuje vliv celé Reggeovy trajektorie na amplitudu rozptylu. Předpokládá se, že příspěvky Reggeových pólů mají takový vliv, že převládají v amplitudě rozptylu nejen v t -kanálu, ale též ve skutečném rozptylovém kanálu s . Poněvadž Reggeova metoda uvažuje vliv nejen jedné částice, nýbrž vliv výměny všech členů Reggeovy trajektorie, může být správnou metodou využití celého konceptu výměny silných interakcí. Její hlavní výsledky se týkají chování amplitudy rozptylu při vysokých energiích a malých impulsech přesnosu. Reggeův model je tedy použitelný pro asymptotické energetické chování dříve diskutované.

Je třeba připomenout, že při Reggeovu přechodu z jednoho kanálu do druhého dostaneme řadu neznámých funkcí (rezidua Reggeových pólů). Podmínka analytičnosti amplitudy A vede k mnoha složitým podmínkám, které musí tyto neznámé funkce splnit, a k zavedení „dceřiných“ trajektorií, které ne vždy odpovídají nějakým pozorovaným částicím. Všechny tyto potíže spolu s nutností zavedení Reggeových řezů vedou k otázce, zda Reggeova metoda skutečně přináší hlubší pohled na to, co se opravdu děje. Odpověděl bych slovy VAN HOVEA: „Reggeův model není teorie, která je schopna hodně předpovídat. Je to spíše rafinovaný návod, jak uvést do souvislosti srážky, zvláště neelastického typu, s výměnnými procesy“.

NARUŠENÍ CP INVARIANCE

Když bylo v roce 1957 objeveno porušení zákona zachování parity²¹⁾, prohlásil PAULI ve svém známém dopise: „Bůh je levák“. Brzy se však ukázalo, že tomu tak není. Bůh je totiž pravák v antisvětě, kde se parita porušuje v opačném smyslu. O sedm let později jsme měli opět těžkosti, když CHRISTENSON, CRONIN, FITCH a TURLAY objevili, že svět a antisvět nejsou ekvivalentní, dokonce i když zaměníme levé za pravé. Jinými slovy, příroda není CP invariantní (operátor C převádí svět v antisvět, operátor P převádí levé na pravé).

Abychom našli nesmírně malé rozdíly mezi částicí a její antičásticí, musíme umět vytvořit rázy jejich frekvencí. K tomu potřebujeme lineární kombinaci částice a antičástice s dobře definovanými fázemi. Tu můžeme pouze udělat, když existuje interakce, která převádí částici v antičástici. Pro baryon-antibaryonový pár taková inter-

²⁰⁾ Experimentálně stanovené Reggeovy trajektorie jsou zajímavé svou jednoduchostí. Inverzní závislost $J(m^2)$ je přímková se stejnou směrnicí pro všechny trajektorie.

²¹⁾ Zákon zachování parity vyžaduje, aby zákony přírody byly stejné v systémech, které spolu souvisejí inverzí prostorových os. Narušení tohoto zákona znamená, že příroda dovede rozlišit mezi pravotočivými a levotočivými systémy.

akce neexistuje, protože všechny interakce zachovávají baryonové číslo²²). Nabitý mezonový pár nelze také užít, protože každá interakce zachovává náboj. Nenabitý mezon s nulovou podivností je identický se svou antičásticí, a proto také nevyhovuje. Zbývají jenom neutrální mezony s nenulovou podivností rozpadající se slabou interakcí, která nezachovává podivnost. To je důvod slávy páru K_0, \bar{K}_0 .

CP-transformace spojuje obě částice vztahem: $CP K_0 = -\bar{K}_0$. Pokud je slabá interakce, která převádí K_0 na \bar{K}_0 CP-invariantní, jsou oba stavy ekvivalentní a je možné vytvořit dvě lineární kombinace s malým energetickým rozdílem: antisymetrickou $K_1 = K_0 - \bar{K}_0$ a symetrickou $K_2 = K_0 + \bar{K}_0$. Protože míchání K_0 a \bar{K}_0 je dáno druhým řádem slabého procesu, je rozštěpení hmot K_1 a K_2 řádu 10^{-5} eV. Jako názorný příklad takového systému mohou sloužit dvě identická, spojená kyvadla. Jejich vazba rovněž dává symetrické a antisymetrické vlastní kmity s nepatrně odlišnými frekvencemi. Obvykle mají antisymetrické kmity větší tření, takže po určitém čase převládají pouze symetrické kmity. Totéž platí o systému částic (K_0, \bar{K}_0). V této analogii odpovídá tření slabému rozpadu. Zaměříme se na rozpad K mezonů hlavně na dva a tři piony s celkovým nulovým nábojem. CP-transformace nechává dvoupionový stav beze změny, u třípionového stavu, pokud jsou částice emitovány z malého zdroje, mění znaménko. Proto se symetrická kombinace K_2 (mění znaménko při CP-transformaci) může rozpadat pouze na tři piony, kdežto asymetrická kombinace K_1 se rozpadá na dva piony. Protože dvěma pionům přísluší více fázového prostoru, má K_1 větší „tření“ a žije kratší dobu než K_2 .

Pokud nejsou slabé interakce CP-invariantní, nemohou si být K_0 a \bar{K}_0 ekvivalentní. To vede ke dvěma důsledkům:

- a) vlastní stavy, které označujeme K_S a K_L (short-lived, long-lived)²³), nemohou být ani symetrické nebo antisymetrické vzhledem ke K_0 a \bar{K}_0 . Jsou dány jinou lineární kombinací ($K_S \neq K_1, K_L \neq K_2$). Totéž by nastalo u dvou spřažených kyvadel, kdyby nebyla přesně stejná.
- b) Počet pionů při rozpadu přestává být ukazatelem symetrie rozpadajícího se stavu. I stav K_2 může emitovat dva piony.

Jako výsledek obou důsledků měli bychom pozorovat, že vlastní stav K_L emituje kromě tří pionů také dva piony. To je přesně to, co pozorovali k našemu překvapení a zděšení CHRISTENSON a spol., že totiž K_0 a \bar{K}_0 nejsou ekvivalentní; svět a anti-svět je možno od sebe rozlišit. K vysvětlení pozorované jednoduché situace stačí uvažovat pouze důsledek (a) porušení CP. CP-invariance je narušena tzv. „super slabou“ interakcí, která je mnohem slabší než běžné slabé interakce. Neměl by proto téměř ovlivnit normální slabý rozpad na dva nebo tři piony, který nám může nadále sloužit jako kritérium symetrie a asymetrie. Protože rozdíl mezi dvěma způ-

²²) Podle definice je baryonové číslo baryonu kladné a antibaryonu záporné. Antičástice nabitého mezonu se liší od částice pouze znaménkem náboje.

²³) Doba života K_S je $0,862 \cdot 10^{-10}$ s, doba života K_L je $5,38 \cdot 10^{-8}$ s.

soby rozpadu je nesmírně malý (druhý řád slabé interakce), musí být čistá symetrie a asymetrie stavů narušena velmi malým členem, který porušuje CP-invarianci. Stav K_L nebude úplně symetrický, ale bude mít malou příměs nesymetrického stavu, který se projeví existencí dvoupionového rozpadu. Jsou jisté náznaky, že důsledek (b) se fakticky neprojevuje. Poměr rozpadů $\pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$ je stejný pro oba stavy K_L, K_S . Tato skutečnost nevylučuje důsledek (b), i když pouze pozorování různých poměrů rozpadů pro stavy K_L a K_S by bylo důkazem, že důsledek (b) se uplatňuje.

Existuje však nový, nezávislý důkaz dvou typů stavů systému (K_0, \bar{K}_0) , získaný srovnáním následujících dvou možných rozpadů stavu K_L : $K_L \rightarrow \pi^+e^-\bar{\nu}$, $K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu$. Pokud by byl K_L přesně symetrický v K_0 a \bar{K}_0 , musely by oba rozpadové kanály být přesně stejně silné. Ve skutečnosti ve Stanfordu a Kolumbii našli mezi nimi jednaprocentní rozdíl, který přímo ukazuje nerovnocennost světa a antisvěta ve stavu K_L .

CELKOVÁ SITUACE

Je otázka, zda nynější porozumění vysokoenergetickým jevům je úměrné intelektuálnímu úsilí věnovanému k jejich vysvětlení. Jevy umíme popsat pomocí teorie pole, amplitudy rozptylu, proudových hustot apod. Používáme přitom jazyka, který implicitně předpokládá existenci platné kvantové teorie částic se silnými, elektromagnetickými a slabými interakcemi, existenci teorie, která všechno vysvětluje konzistentním způsobem, ve shodě s přijatými principy kvantové teorie pole. Experimenty neukázaly žádné porušení těchto principů, na druhé straně však nebyla ještě žádná taková teorie formulována. V tomto stadiu není možné rozhodnout, zda neúspěch je způsoben matematickými těžkostmi teorie pole pro silné interakce nebo tím, že jsme dosud nenalezli nezbytnou pojmovou kostru ke zvládnutí celé situace.

Nynější úsilí teoretiků záleží ve snaze udělat něco z téměř ničeho, ve snaze získat maximum z několika obecných omezení formalismu, jakými jsou relativita, kauzalita, unitarita a analytičnost. Je udivující, kolik závěrů lze získat z tak malé vstupní informace. Lze si položit otázku, zda toto všechno vede k hlubšímu porozumění dějů uvnitř hadronů — zda nám to umožňuje pohlédnout dál, za bohatství experimentálního materiálu o rezonancích. Je pravda, že současná formulace jevů ve slabých interakcích je působivá svou jednoduchostí. Myšlenky, jako byla SU_3 a algebra proudů, způsobily při svém zrodu rozruch. Vytvořily vhodné názvosloví pro popis jevů, ukázaly, jak jisté jevy jsou spojeny s ostatními, ale není jasné, zda nás přivedly blíže k porozumění subnukleárního světa. Stále nerozřešeným problémem zůstává existence tří druhů zdánlivě nesouvisejících interakcí, i když vztah mezi elektromagnetickým a slabým proudem může být první vlašťovkou hlubších souvislostí. Rovněž nerozumíme podstatě elektrického náboje v jeho dvojí realizaci — v elektronu a v muonu.

Dnešní fyzika vysokých energií je experimentální věda. Hledáme neznámé chování hmoty za úplně nových podmínek. Fyzika vysokých energií je proto oblastí, ve které

se stále setkáváme se vzrušením z nových objevů v neznámé zemi, oborem plným skrytých pokladů, oborem slibujícím nové pohledy do fundamentální struktury hmoty. Bude nám ještě nějaký čas trvat, než budeme schopni pořídit rozumnou mapu této nové oblasti.

Přeložil a poznámkami opatřil Jaroslav Cvach

N. WIENER:

I když jsem sám neměl na vynálezu atomové bomby žádný podíl, přece mě přiměl k velmi hlubokému sebezpytování. Moje práce na predikci a na počítačích strojích vedla k základům kybernetiky (jak jsem to později nazval), i k tomu, abych si uvědomil, jaký vliv může mít zavedení automatizované továrny. Z přísně vědeckého hlediska nebyla moje práce tak převratná jako atomová bomba, a přece mohla mít obrovský společenský dosah a způsobit mnoho dobrého i zlého. Snažil jsem se o to, abych si ujasnil, co je mou povinností a zda bych snad neměl podobně jako vláda použít práva tajemství a zatajit své myšlenky a celou svou práci v tomto oboru.

Chvilí jsem si s touto myšlenkou hrál, ale pak

jsem došel k závěru, že je nemožné zatajovat vědomosti, které patřily více méně době nežli mně samotnému. I kdybych byl schopen potlačit všechno, co jsem udělal, musely by se mé myšlenky objevit znovu v práci někoho jiného, a je velmi pravděpodobné, že by se byly objevily v takové formě, že by jejich filosofický význam a společenské nebezpečí nebylo dost zdůrazněno. Bylo mi, jako bych seděl na hřbetě divokého koně: seskočit už jsem nemohl, a tak nezbylo než jet dál. Proto jsem se rozhodl, že změním svou taktiku, a místo, abych svou práci tajil, že ji naopak co nejvíce zveřejním a upozorním na všechny možnosti a nebezpečí, která s tímto vývojem souvisí.

Matematika je sport, který se hodí především pro mladé. Je to atletika intelektu, kladoucí tak vysoké požadavky, že mohou být plně uspokojeny jen mladými a silnými jedinci. Mnozí matematici upadnou v zapomenutí po jedné nebo dvou studiích, i když v mládí vykazují značné schopnosti. Jsou zapomenuti stejně jako včerejší sportovní hrdinové.

Pomyšlení, že období rozkvětu a vynikající činnosti má být tak krátké a že celý následující život má být už jen plný nudy, je nesnesitelné.

Nemá-li být matematikova kariéra sestupná, pak je nutno věnovat to krátké období, kdy je člověk schopen tvořivé činnosti, objevům nových, bohatých oborů a úkolů, které by ho přímo nutily k činnosti a které by během svého života sotva stačil zpracovat. Měl jsem štěstí, poněvadž problémy, které mne vzrušovaly v mládí a které jsem do značné míry sám vytvořil, jsou stále ještě tak velké, že na mne v mých šedesáti letech dosud kladou maximální požadavky.

Tvůrčí umělec, a dokonce i tvůrčí hudebník může upoutat pozornost laického čtenáře spíše než matematik... Matematik, který píše svůj životopis, je na tom hůř, protože laik nepokládá za svou estetickou a kulturní povinnost mít sebemenší znalosti matematiky. Matematika je pro něj nudný, suchý, formální předmět. Pokud se širší veřejnost o matematiku vůbec

zajímá, vidí ji v nejlepším případě jako nástroj fyziky nebo statistiky a v nejhorším jako něco, co je příbuzné účetnictví. Málokdy se stane, že by nematematik přiznal, že i matematika je v kulturním nebo estetickém slova smyslu přitažlivá, nebo že má cokoli společného s krásou, talentem a emocemi.