

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Jiří Formánek

Slabé interakce silně přitahující Nobelovy ceny

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 31 (1986), No. 2, 65--82

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138677>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1986

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>

Slabé interakce silně přitahující Nobelovy ceny*)

Jiří Formánek, Praha

Mnozí z těch, kteří v tisku nepřehlédli kratičkou zprávu, že „Nobelova cena za fyziku za rok 1984 byla udělena společně Italovi Carlo Rubbiov a Holanďanovi Simonu van der Meerovi za přínos k objevení elementárních částic W a Z , ...“, nad ní asi rozpačitě pokrčili rameny. Vždyť přece „elementárních částic“ již objevených je dnes podstatně víc než všech prvků Mendělejevovy tabulky. Proč tedy tolik rozruchu kolem doplnění rozsáhlé sbírky o dva další exempláře?

A co teprve ti, kteří si dali práci a vyhledali v *Physics Letters* články signalizující objev částic W a Z . Po jistém úsilí se jim v dlouhém seznamu téměř 200 autorů a 20 institucí sice podařilo objevit Carlo Rubbia z *CERNu*,**) ale naprosto marně se pídili po jménu Simon van der Meer a názvu jakékoliv holandské laboratoře.

Takové zjištění může snadno změnit pochybnosti v podezření a od nich je jen krůček k závěrům: „Komu a za co byla vlastně Nobelova cena udělena? (nejde snad o levobočka švédského krále?). Kdoví, co se za tím vším skrývá? Jak při takových praktikách mají dojít náležitě ocenění ty skutečně významné (rozuměj především mé) výsledky?...“

Rád bych vás přesvědčil, že všechny tyto obavy a pochybnosti jsou zbytečné a že letošní rozhodnutí Královské švédské akademie je plně opodstatněné. K tomu je ovšem třeba uvědomit si alespoň klíčové body dnes již padesátileté cesty k současnému pojetí tzv. elektroslabých interakcí. Pokuším se vás provést po této pouti bez zátěže technických detailů. Bez zavedení několika základních pojmů se však neobejdeme. Setkáme se na ní se dvěma typy fundamentální interakce, která může vést k procesu

$$(1) \quad a + b \rightarrow c + d,$$

v němž a, \dots, d jsou 4 fermiony se spinem $1/2$:

I. Interakce Yukawova typu

je vystižena diagramem na obr. 1. K procesu (1) došlo tím, že fermion b pohltil intermediální boson B vyslaný fermionem a . Odpovídající amplituda má tvar***)

$$(2) \quad g^2 J(a, c) \frac{A}{M_B^2 c^2 - q^2} J(b, d),$$

*) Informace přednesená 27. 11. 84 vědeckému kolegiu fyziky ČSAV. Rukopis došel do redakce 22. 12. 84.

***) Význam obecně přijatých zkratk je uveden na konci článku.

****) Připomeňme, že pravděpodobnost procesu je dána kvadrátem absolutní hodnoty odpovídající amplitudy.

kde vazbová konstanta g charakterizuje pravděpodobnost vyslání, resp. pohlcení bosonu B ,

- proud $J(a, c)$ je tenzorová veličina charakterizující stav fermionů a, c ,
- M_B je (klidová) hmotnost bosonu B ,
- A je veličina související se spinem bosonu B ,
- q je čtyřimpuls přenesený v procesu (1).*

Dosah interakce je charakterizován Comptonovou vlnovou délkou

$$(3) \quad \frac{\hbar}{M_B c}.$$

O představu interakcí Yukawova typu se opírá jak teorie elektromagnetických interakcí, kde úlohu intermediálního bosonu hraje foton (γ), tak teorie interakcí silných, kde tuto úlohu do nedávna hrály piony (π^\pm, π^0) a některé těžší mezony ($\rho^\pm, \rho^0, \omega^0, \dots$) a nyní ji převzaly tzv. gluony.

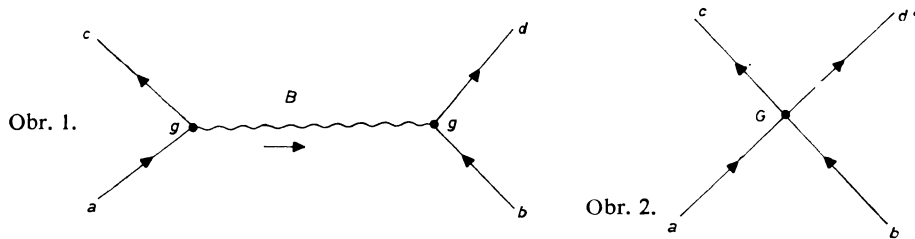
II. Čtyřfermionová interakce

je vystižena diagramem na obr. 2. Podle něho k procesu (1) došlo tím, že fermion a se střetl s fermionem b ; díky tomu oba „zanikly“ a místo nich se „zrodily“ nové fermiony c, d .

Odpovídající amplituda má tvar

$$(4) \quad \frac{G}{\sqrt{2}} J(a, c) A J(b, d),$$

kde G je tzv. Fermiho vazbová konstanta.



Prakticky všechna dodnes získaná experimentální data o procesech, které se uskutečňují pouze díky existenci slabých interakcí (tj. nejen β -rozpady jader, ale také všechny „slabé“ rozpady elementárních částic a procesy vyvolané neutrinami) jsou v naprosté shodě s předpokladem, že jsou výsledkem interakce čtyřfermionové. Přesto, prakticky ihned po tom, co Fermi v r. 1934 svoji teorii slabých interakcí předložil, byly hledány její modifikace vycházející z interakcí Yukawova typu. Existují pro to pádné důvody: Výše zmíněný fenomenologický úspěch se opírá o výpočty provedené v 1. řádu porucho-

*) tj. rozdíl čtyřimpulsů částic $c, a: q \equiv p_c - p_a$

vé teorie. Ty však v případě (dosud nepozorovaných) vysokoenergetických procesů vedou k naprosto nesmyslným předpovědím.*) Na tom by samo o sobě ještě nebylo nic strašného, jde totiž o projev narušení tzv. podmínky unitarity, což je obecným rysem 1. bornovského přiblížení. Problémem však je, že v případě čtyřfermionových interakcí příspěvky vyšších řádů poruchové teorie konzistentně započíst nelze – v dnešním jazyce to znamená, že jde o teorii nerenormalizovatelnou.

Fermiho návrh teorie slabých interakcí byl inspirován kvantovou elektrodynamikou. V čem však nalézt příbuznost mezi coulombickou interakcí nekonečného dosahu a bodovými interakcemi čtyřfermionovými? Fermi ji zakotvil v předpokladu, že „slabé“ proudy představují čtyřvektory zkonstruované naprosto stejným způsobem z veličin charakterizujících příslušné částice jako odpovídající vektorové proudy v případě interakcí elektromagnetických. Tak např. v elektromagnetickém rozptylu

$$(5) \quad e + p \rightarrow e + p$$

je (leptonový) proud**)

$$(6) \quad J(e, e) = \bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e,$$

a proto Fermi předpokládal, že (leptonový) proud v případě β -rozpadu

$$(7) \quad n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$$

má tvar

$$(8) \quad J(e, \nu) = \bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_\nu.$$

Mezi proudy (6) a (7) však existuje jeden zásadní rozdíl. V prvním případě je rozdíl nábojů částic „proud vytvářejících“ nulový, a mluvíme proto o neutrálním proudu, kdežto v druhém je nenulový, a proto takový proud nazýváme nabitým.

Nejen β -rozpady, ale také všechny později nalezené slabé rozpady dalších elementárních částic např.

$$(9) \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$(10) \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

bylo možno pochopit na základě předpokladu o existenci příslušného nabitého proudu. Marně však byly hledány rozpady, které by probíhaly, pokud by existovaly neutrální slabé proudy. Tak např. nikdy nebyl nalezen rozpad

$$(11) \quad K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-,$$

přestože většina nabitých K -mezonů se rozpadá právě kanálem

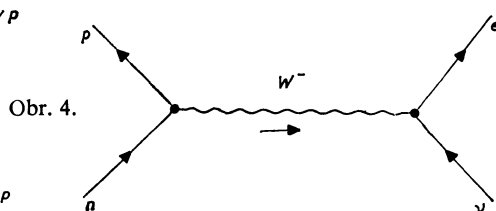
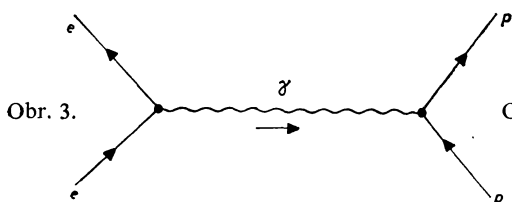
$$(12) \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu.$$

*) Např. pravděpodobnost pružné srážky větší než pravděpodobnost všech možných srážek (včetně pružné!).

**) ψ_e představuje bispinor popisující elektron v uvažovaném stavu a γ^μ jsou Diracovy matice.

To přivedlo k všeobecně akceptovanému názoru, že neutrální slabé proudy neexistují. V případě slabých interakcí Yukawova typu by to znamenalo (vzhledem k zákonu zachování náboje), že odpovídající intermediální bosony musí být nabité. Vektorový charakter slabých proudů pak vyžaduje, aby tyto bosony měly spin roven jedné (stejně jako fotony). Tím vznikla naděje, že všechny slabé i elektromagnetické interakce jsou důsledkem výměny trojice „vektorových“ bosonů W^+ , W^- , γ (která by pro elektroslabé interakce hrála obdobnou úlohu jako trojice pionů v interakcích silných). Tak např. obdobně jako elektromagnetický rozptyl (5) lze chápat jako proces znázorněný na obr. 3, bylo by možno β -rozpad (7) interpretovat jako proces znázorněný na obr. 4.



Není to však v rozporu s našim dřívějším konstatováním o fenomenologickém úspěchu čtyřfermionových interakcí? Prostým porovnáním formulí (2) a (4) vidíme, že k žádnému rozporu dojít nemůže, pokud je

$$(13) \quad G \equiv \sqrt{2} \frac{g^2}{M_W^2 c^2}$$

a

$$(14) \quad M_W^2 c^2 \gg q^2.$$

V β -rozpadu je

$$(15) \quad \sqrt{q^2} \lesssim (M_n - M_p) c \simeq 1,3 \text{ MeV}/c$$

a ani v dalších (dříve známých) slabých rozpadech velikost přeneseného čtyřimpulsu nepřesahuje hodnotu několika set MeV/c . Na základě dostupných experimentálních dat proto nebylo možno rozhodnout, zda slabá interakce je čtyřfermionovou nebo zda je zprostředkována intermediálními bosony s hmotností

$$(16) \quad M_W \gtrsim 1 \text{ GeV}/c^2,$$

tj. srovnatelnou nebo převyšující hmotnost protonu.

Intermediální bosony s hmotností řádu GeV/c^2 byly intenzívně, ale marně hledány. Tím ovšem nebyla vyloučena existence bosonů těžších. Idea o příbuznosti slabých a elektromagnetických interakcí však byla vážně ohrožena, když (chybné) výsledky měření vedly k závěru, že slabé toky nemají vektorový charakter. Ještě před tím, než se prokázalo, že šlo o omyl a že slabé proudy skutečně představují tenzory 1. řádu, vznikla nová komplikace — bylo odhaleno nezachování parity.

Koncem 50. let tedy jediný společný rys slabých a elektromagnetických interakcí záležel v tom, že proudy jsou v obou případech tenzory 1. řádu*) Ve všech ostatních směrech byla do očí bijící spíše jejich rozdílnost:

- i) Slabé (elektromagnetické) interakce mají ze všech známých interakcí nejmenší (největší) dosah.
- ii) Slabé interakce rozlišují mezi pravým a levým, kdežto elektromagnetické nikoliv.
- iii) Elektromagnetické procesy probíhají o mnoho řádů rychleji než slabé.**)

Kromě toho všechny navržené modely slabých interakcí zůstávaly nerenormalizovatelné, i když v nich šlo o interakce Yukawova typu.

Co je v elektrodynamice tak specifického, že u ní interakce Yukawova typu renormalizovatelná je? Již delší dobu se vědělo, že zde renormalizovatelnost úzce souvisí s tím, že zde jde o tzv. cechovací teorii. Co to znamená?

Je dobře známo, že invariance vůči transformacím fermionového pole

$$(17) \quad \psi(x) \rightarrow U(\alpha) \psi(x),$$

kde v

$$(18) \quad U(\alpha) \equiv \exp(i\alpha)$$

je α libovolná reálná konstanta, zaručuje zachování nějakého (např. elektrického) náboje, jehož nositelem je příslušný fermion.

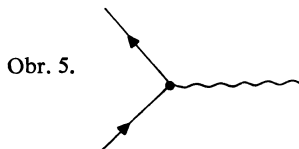
Je možno beztržně změnit fázi spinorového pole nejen ve všech světobodech o tutéž hodnotu (\equiv globální transformace), ale také v každém světobodě o hodnotu jinou? Je možno docílit invariance vůči lokální cechovací transformaci

$$(19) \quad \psi(x) \rightarrow \exp\{i\alpha(x)\} \psi(x) ?$$

Ukazuje se, že ano – pokud existuje vektorové pole $A_\mu(x)$, které při záměně (19) se transformuje podle předpisu

$$(20) \quad A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

a které se spinorovým polem interaguje přesně specifikovaným způsobem odpovídajícím diagramu na obr. 5. Takto obdržena teorie interagujících polí ψ, A je identická se spi-



*) U slabých interakcí jde ovšem o kombinaci vektoru s axiálním vektorem, kdežto u interakcí elektromagnetických jde o čistý vektor.

***) Např. doba života slabě se rozpadajících hadronů π^+, Σ^- je $2,6 \cdot 10^{-8}$ s, resp. $1,5 \cdot 10^{-10}$ s, kdežto jejich neutrální partneři π^0, Σ^0 žijí jen po $0,8 \cdot 10^{-16}$ s, resp. $5,8 \cdot 10^{-20}$ s, protože se rozpadají elektromagneticky.

norovou elektrodynamikou, v níž cejchovací pole A_μ hraje roli čtyřpotenciálu a konstanta e představuje náboj elektronu.

Výše uvedené úvahy lze přímočaře zobecnit: Všechny transformace (17) tvoří jednoparametrickou abelovskou grupu $U(1)$. Invariance vůči globálním transformacím

$$(21) \quad \psi(x) \rightarrow U(\alpha_1, \dots, \alpha_N) \psi(x),$$

kde

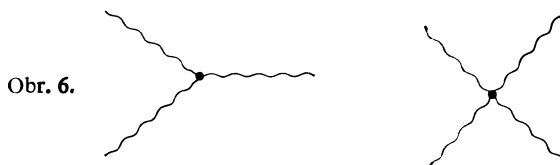
$$(22) \quad U(\alpha_1, \dots, \alpha_N) \equiv \exp\left(i \sum_{j=1}^N \alpha_j I_j\right)$$

tvoří unitární reprezentaci nějaké N -parametrické grupy, implikuje existenci N nezávislých integrálů pohybu.

Požadavek invariance vůči odpovídajícím lokálním transformacím lze splnit, pokud existuje N vektorových polí (\equiv cejchovací pole $A_\mu^{(j)}(x)$), která se mezi sebou transformují předepsaným způsobem (zobecnění formule (20)) a interagují se spinorovým polem přesně specifikovaným způsobem charakterizovaným opět diagramem na obr. 5. Jestliže jde o neabelovskou grupu, musí cejchovací pole interagovat také mezi sebou, a to opět přesně specifikovaným způsobem. Uplatňují se tu dva typy interakcí znázorněné na obr. 6. Každému z těchto N cejchovacích polí odpovídá jedna vektorová částice (\equiv cejchovací částice).

Neabelovskou cejchovací teorii pole publikovali C. N. Young a R. L. Mills již v r. 1954. J. Schwinger již v r. 1956 věřil, že právě v rámci cejchovací teorie bude možné spojení slabých a elektromagnetických interakcí. K realizaci této představy však stál v cestě velice vážný problém: Cejchovací částice mají všechny klidovou hmotnost nulovou, kdežto prostředníci slabých interakcí rozhodně nemohou být lehcí (viz (16)).

Jeho řešení (tzv. Higgsův mechanismus) bylo nalezeno až v r. 1964: Připustíme-li existenci alespoň jedné skalární částice (\equiv Higgsova částice), potom díky tzv. spontánnímu narušení symetrie*) lze dosáhnout toho, aby všechny cejchovací částice až na jednu



měly nenulovou klidovou hmotnost. To je ovšem přesně to, co potřebujeme: V přírodě existuje právě jedna vektorová částice s nulovou hmotností – foton.

Tím se do široka otevřela cesta konstrukcím cejchovacích modelů elektroslabých interakcí. V letech 1967–8 předložili takovýto model vycházející se čtyřparametrické

*) Základní stav není invariantní vůči transformacím nechávajícím invariantní pohybové rovnice. Situace je již dlouho dobře známá v teorii pevných látek: např. přestože dynamika feromagnetika se řídí zákony invariantními vůči rotacím, jeho základní stav je charakterizován nenulovou magnetizací, a tedy vůči rotacím invariantní není.

grupy $SU(2) \otimes U(1)$ (nezávisle na sobě) Steven Weinberg a Abdus Salam. Odpovídající 4 cejchovací částice v něm jsou přiřazeny fotonu a bosonům W^\pm, Z tak, že při emisi a absorpci W^\pm, Z^0 dochází k narušení parity, kdežto při obdobných procesech s fotony se parita zachovává. Hmotnosti těchto bosonů nejsou volnými parametry, ale musí pro ně platit

$$(23) \quad M_\gamma = 0,$$

$$(24) \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \Theta_W}, \quad M_W = \frac{1}{\sin \Theta_W} \frac{1}{c^2} \left(\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G} \right)^{1/2},$$

což po dosažení známých hodnot konstanty jemné struktury

$$(25) \quad \alpha \simeq 1/137$$

a Fermiho konstanty

$$(26) \quad G \simeq 1,17 \cdot 10^{-5} (\text{GeV})^{-2}$$

dává

$$(27) \quad M_W c^2 \simeq \frac{37,3}{\sin \Theta_W} \text{ GeV} \gtrsim 37,3 \text{ GeV},$$

$$(28) \quad M_Z c^2 \simeq \frac{74,6}{\sin 2\Theta_W} \text{ GeV} \gtrsim 74,6 \text{ GeV},$$

kde tzv. Weinbergův úhel Θ_W je možno určit změřením účinného průřezu nějakého slabého procesu, který probíhá přes neutrální proudy.

Ano, tento model se (díky přítomnosti Z^0) neobjede bez neutrálních proudů. Co však pak může mít společného s realitou? Těto potíže si byli autoři dobře vědomi, a proto ho zpočátku aplikovali pouze na elektroslabé interakce leptonů. Tím se jim sice podařilo problém obejít, nikoliv však uspokojivě řešit. *) Obětovat univerzálnost slabých interakcí**) by bylo příliš vysokou cenou za sjednocení popisu slabých a elektromagnetických interakcí leptonů.

Situace s neutrálními proudy se však brzy podstatně zjednodušila: V r. 1969 Shledon Glashow, John Iliopoulos a Luciano Maiani ukázali, že pokud akceptujeme existenci čtvrtého kvarku***) ($c \equiv \textit{charm}$), lze zákaz rozpadů typu (11) přirozeně vysvětlit, i když neutrální proudy existují.

*) Proč je rozpad (11) zakázán, vysvětlovat nemuseli (K^0 je hadron), a existenci neutrálních proudů v čistě leptonových procesech sice žádný experimentální fakt nevyžadoval, ale také nevyvracel.

***) Že slabé interakce všech částic jsou stejného charakteru, bylo zřejmě již začátkem šedesátých let, zejména díky úspěšnosti tzv. Cabibbovy teorie.

****) V 60. letech slavila v hadronové fenomenologii triumfy $SU(3)$ – symetrie. Její interpretace v rámci kvarkového modelu M. Gell-Manna a G. Zweiga pak přivedla k všeobecně přijatému názoru, že všechny hadrony jsou tvořeny různými kombinacemi tří kvarků ($u \equiv \textit{up}$, $d \equiv \textit{down}$, $s \equiv \textit{strange}$) a jejich antičástic. Je však pravda, že o existenci c -kvarku uvažoval Glashow (s Bjorkenem) již v r. 1964.

Díky tomu, bylo možno výše uvedený model přímočaře rozšířit i na hadrony. Vznikla tak dnes dobře známá teorie elektroslabých interakcí GSW (Glashow – Salam – Weinberg), ve které leptony a kvarky hrají zcela rovnocennou roli fundamentálních fermionů.

V r. 1973 byly pomocí pětimetrové bublinové komory *Gargamelle* v *CERNu* odhaleny procesy

$$(29) \quad \bar{\nu} + e \leftarrow \bar{\nu} + e$$

a zejména*)

$$(30) \quad \begin{aligned} \nu_{\mu} + N &\rightarrow \nu_{\mu} + \text{hadrony} , \\ \bar{\nu}_{\mu} + N &\rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \text{hadrony} . \end{aligned}$$

Tím byla experimentálně potvrzena existence neutrálních proudů $J(\nu, \nu)$, $J(e, e)$, ...

V tomto experimentu byly pozorovány také procesy

$$(31) \quad \begin{aligned} \nu_{\mu} + N &\rightarrow \mu^{-} + \text{hadrony} , \\ \bar{\nu}_{\mu} + N &\rightarrow \mu^{+} + \text{hadrony} , \end{aligned}$$

probíhající prostřednictvím nabitých proudů $J(\mu, \nu)$, ...

Nalezené výsledky nejen že byly v naprostém souladu s předpovědí GSW-modelu, ale umožnily již také první ocenění Weinbergova úhlu. Současná hodnota dává

$$(32) \quad \sin^2 \Theta_w \simeq 0,21 ,$$

a tedy podle formulí (24), by mělo být

$$(33) \quad M_w \simeq 80 \text{ GeV}/c^2 , \quad M_{Z^0} \simeq 90 \text{ GeV}/c^2 .$$

Další příznivé zprávy se poměrně brzo objevily. V r. 1974 (prakticky současně) nezávisle na sobě Burt Richter ve *SLACu* a Sam Ting v *BNL* zjišťují rezonanci J/ψ (3100), jejíž šířka je o několik řádů menší**) (tj. životní doba o několik řádů delší), než bylo možno vysvětlit s pomocí kvarků u , d , s . Všechny potíže zmizely, jakmile byla zjištěná rezonance interpretována jako vázaný stav kvarku c s jeho antičásticí. Tím byla existence čtvrtého kvarku prokázána.***) B. Richter a S. Ting za to získali Nobelovu cenu.

Díky existenci neutrálních proudů přispívají slabé interakce k celé řadě procesů, které jsme považovali za ryze elektromagnetické. Tak např. k procesu

$$(34) \quad e^{+} + e^{-} \rightarrow \mu^{+} + \mu^{-}$$

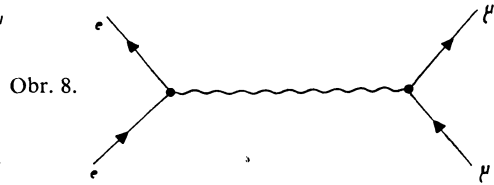
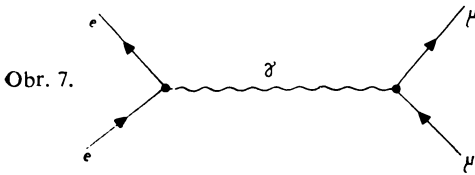
přispívá nejen elektromagnetická interakce znázorněná na obr. 7, ale i interakce slabá odpovídající obr. 8. V prvním případě se parita zachovává, kdežto v druhém nikoliv. Interference mezi odpovídajícími amplitudami proto vede k tzv. předozadní asymetrii.

*) $N \equiv$ nukleon. O něco později byly analogické výsledky získány i v *FNAL*.

**) Dnes víme, že $\Gamma \simeq 0,06 \text{ MeV}$, kdežto typická šířka rezonancí ležících v oblasti GeV činí víc než 100 MeV !

***) Podobně byla v r. 1977 dokázána existence pátého kvarku ($b \equiv$ *bottom*). Je pravděpodobné, že v letošním roce došlo také k objevu šestého kvarku ($t \equiv$ *top*), o jehož existenci nikdo nepochybuje.

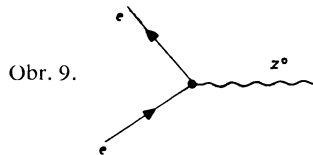
Při nepřilíh vysokých energiích jde o veličinu velice malou (díky malosti amplitudy odpovídající diagramu na obr. 8). Přesto byla její existence již v r. 1978 v SLACu jednoznačně prokázána a zjištěná hodnota ($\sim 10^{-4}$) souhlasí s předpovědí modelu GSW. Ostatní důsledky elektroslabých interferencí byly potom zjištěny v řadě dalších experimentů, a zcela v souladu s předpověďmi GSW modelu.



Mezitím v r. 1971 v Utrechtu mladý Veltmanův žák G. 't Hooft dokázal, že GSW teorie je skutečně renormalizovatelná.

Ve světle těchto faktů se nelze divit, že za teorii elektroslabých interakcí obdrželi S. Glashow, A. Salam a S. Weinberg v r. 1979 Nobelovu cenu.

Na druhé straně je však pravda, že existující data bylo možno úspěšně vysvětlit i řadou jiných modelů elektroslabých interakcí. Jsou to opět vesměs cejchovací teorie, ale jejich výchozí grupy jsou odlišné. Díky tomu mají také intermediární bosony v nich vystupující odlišné vlastnosti – mj. pro jejich hmotnosti již formule (33) neplatí.



Přímý důkaz existence nebo neexistence bosonů W^\pm , Z^0 , předpovídaných GSW modelem, se tím stal vysoce žádoucím. Akademicky vzato, nejde o nic obtížného: Tak např. boson Z^0 musí být podle tohoto modelu produkovatelný anihilací elektron-pozitronového páru (viz obr. 9). Přestože Z^0 nemá naději urazit měřitelnou vzdálenost (díky své extrémně krátké době života*), ověření, zda ke zmíněné produkci skutečně dochází, je (v principu) docela snadná záležitost. Taková produkce totiž nutně vede k rezonanci v účinném průřezu procesu

$$(35) \quad e^+ + e^- \rightarrow \text{produkty rozpadu } Z^0 .$$

Stačí tedy studovat energetickou závislost např. procesu

$$(36) \quad e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

nebo

$$(37) \quad e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$$

a přesvědčit se, zda tam skutečně příslušná rezonance je či není.

*) GSW-model předpovídá $\tau_Z \simeq 10^{-25}$ s.

Elektronů je v každé pevné látce dostatek. Pořídít si pozitrony již dnes také není žádný velký přepych*) a urychlovat je lze stejně dobře jako elektrony. Proč tedy nebombardovat vysokoenergetickými pozitrony nějaký pevný terč, nepodívat se, zda kýžená rezonance v procesech (36) a (37) je či není a nezačít se ucházet o (ještě kýženější) Nobelovu cenu? Nápad je to v principu výborný, ale jeho zařazení mezi superprioritní úkoly základního výzkumu přesto doporučit nemohu. Jeho praktické realizaci se totiž stává do cesty nepříjemná překážka. Musíme si uvědomit, že zmíněnou rezonanci musíme hledat při těžišťové energii

$$(38) \quad W \simeq M_Z c^2 \simeq 90 \text{ GeV} .$$

Těžišťová energie W však souvisí s laboratorní energií E bombardující částice (hmotnosti M_B) při srážce s terčikovou částicí (hmotnosti M_T), která je v klidu, vztahem

$$(39) \quad W = c[2M_T E + (M_B^2 + M_T^2) c^2]^{1/2} ,$$

který se při vysokých energiích zjednoduší na

$$(40) \quad W \simeq c[2M_T E]^{1/2} .$$

Realizace našeho programu by proto vyžadovala pozitrony urychlené na energii**)

$$(41) \quad E \simeq \frac{W^2}{2M_e c^2} \simeq 8 \cdot 10^3 \text{ TeV} ,$$

což o víc než 5 řádů přesahuje současné možnosti. (*PETRA*: $E \simeq 23 \text{ GeV}$)

Vzorec (39) je triviálním, ale velice nepříjemným důsledkem zákona zachování hybnosti: Čím dále, tím větší část energie

$$(42) \quad \frac{E - W}{E} \simeq 1 - \left[\frac{2M_T c^2}{E} \right]^{1/2}$$

pracně získané stavbou čím dále tím větších a nákladnějších urychlovačů jde na účet nárůstu energie naprosto nezajímavého rovnoměrného, přímočarého pohybu těžiště.***)

Lék proti tomuto mrhání společenskými prostředky je nasnadě. Nedovolit pohyb těžiště; toho lze docílit, když terčikovou částici nenecháme v klidu, ale pošleme ji v ústrety částici bombardující, tj. když místo svazku bombardujícího pevný terč užijeme dvou vstříčných svazků.

Využitelnost vstříčných svazků ke studiu vysokoenergetických srážek předpokládal D. W. Kerst již v r. 1956. O deset let později byly vstříčné svazky e^+e^- uvedeny do provozu v Novosibirsku (*VEPP 2*: $W = 1,4 \text{ GeV}$) a v Orsay (*ACO*: $W = 1,08 \text{ GeV}$). I když se v současné době na vstříčných svazcích e^+e^- dosahuje již energií $W \simeq 47 \text{ GeV}$, teprve kolem roku 1987–8 bude v provozu zařízení (*SLC*: $W \lesssim 100 \text{ GeV}$, *LEP*: $W \lesssim 100 \text{ GeV}$) umožňující experimentovat v oblasti pro nás zajímavé (38).****)

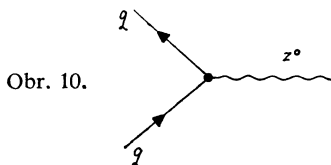
*) Stačí si je vybrat mezi produkty vysokoenergetické srážky elektronů s pevným terčem.

**) Klidová energie elektronu $M_e c^2 \simeq 0,5 \text{ MeV}$.

***) Situace je tím horší, čím lehčí je terčiková částice.

****) Dnes již víme, že na *LEP*u bude produkováno $\sim 10^4 Z^0/\text{den}$.

K ukojení naší touhy po poznání se však můžeme pokusit vydat i jinou cestou: Slabé interakce hadronů jsou podle GSW důsledkem interakcí kvarků, které jsou zcela analogické slabým interakcím leptonů. K produkci Z^0 lze proto využít také srážky libovolného kvarku s příslušným antikvarkem (viz obr. 10).



Volné kvarky sice zatím nikdo neviděl (a asi ani nikdy vidět nebude), ale protony představují snadno dostupnou zásobárnu kvarků u, d v nich „uvězněných“. Díky tomu např. proces

$$(43) \quad \bar{u} + u \rightarrow Z^0$$

lze realizovat srážkou antiprotonů s protony, pokud při ní těžišková energie $W_{\bar{u}u}$ (antikvarku a kvarku!) dosáhne klidové energie bosonu Z^0 .

Dnes víme, že jen $\sim 1/2$ hybnosti nukleonů připadá na všechny kvarky – zbytek odnášejí gluony. Protože v protonu jsou 3 (valenční) kvarky, připadá na každý z nich $\sim 1/6$ hybnosti nukleonu. Odtud vidíme, že k docílení srážek $\bar{u}u$ s energií $W_{\bar{u}u}$ musíme při srážkách $\bar{p}p$ dosáhnout energie

$$(44) \quad W \equiv W_{\bar{p}p} \simeq 6W_{\bar{u}u}.$$

Již z tohoto hrubého odhadu je zřejmé, že k produkci (43) je zapotřebí

$$(45) \quad W \simeq 6 \cdot M_{Z^0}c^2 \simeq 540 \text{ GeV}.$$

K dosažení této hodnoty bombardováním pevného protonového terče bychom museli užít svazek antiprotonů urychlených na energii*

$$(46) \quad E \simeq \frac{W^2}{2M_p c^2} \simeq 155 \text{ TeV}.$$

Antiprotony samozřejmě lze urychlovat na protonových urychlovačích. I když i ty nejsilnější z nich (*TEVATRON II*: $E \lesssim 1 \text{ TeV}$, *SPS*: $E \leq 400 \text{ GeV}$) zaostávají za hodnotou (46) stále ještě o více než 2 řády, můžeme pomocí nich „snadno“ dosáhnout hodnoty (45), pokud je využijeme k realizaci vstřícných svazků $\bar{p}p$.

Carlo Rubbia si je vědom slibných perspektiv této cesty již v polovině 70. let. V r. 1976 předkládá v *CERNu* schéma experimentu využívajícího *SPS* jako zařízení (tzv. Collider) umožňující srážky vstřícných svazků $\bar{p}p$.**)

*) Klidová energie protonu $M_p c^2 \sim 0,938 \text{ GeV}$.

***) Podobný návrh ještě o něco dříve předložil (s D. Clinem a P. Mc Intyrem) v USA, kde však počátku mnoho pochopení nenašel. Vysokoenergetické vstřícné svazky $\bar{p}p$ (*TEVATRON I*: $W \sim \simeq 2 \text{ TeV}$) budou v USA k dispozici až kolem r. 1986.

Dokázat urychlit částice na potřebnou energii však ještě nestačí k realizaci těchto srážek. Musíme jim k nim zajistit ještě dostatek příležitostí, tj. zajistit, aby dostatečně mnoho částic jednoho svazku se dostalo dostatečně blízko k dostatečně velkému počtu částic svazku druhého. Kvantitativní smysl tohoto vágního výroku se stává zřejmým z vyjádření očekávaného počtu případů, vybraného procesu ve tvaru součinu

$$(47) \quad N = \sigma \cdot L,$$

v němž první faktor (\equiv účinný průřez příslušného procesu) závisí pouze na dynamice individuální dvoučásticové srážky, kdežto druhý (\equiv integrální luminozita) závisí pouze na charakteristikách zařízení, jehož prostřednictvím studované procesy realizujeme.

Přitom

$$(48) \quad L = \int \mathcal{L} dt$$

a pro luminozitu v námi uvažovaném případě vstřícných svazků zhruba platí

$$(49) \quad \mathcal{L} \simeq c \frac{N_1 N_2}{S} \frac{d}{l^2},$$

kde $N_j \equiv$ celkový počet částic j -tého svazku,

$S \equiv$ plocha příčného řezu průniku svazků v interakční oblasti,

$d \equiv$ délka interakční oblasti,

$l \equiv$ obvod prstence.

Jaké luminozity musí Collider dosáhnout, aby poskytl reálnou naději k odhalení Z^0 ? Účinný průřez procesů*)

$$(50) \quad q + \bar{q} \rightarrow Z^0 \begin{matrix} \nearrow \mu^+ + \mu^- \\ \searrow e^+ + e^- \end{matrix}.$$

činí**) 10^{-34} cm^2 , a tak za každý případ procesů (50) musíme „zaplatit“ luminozitou

$$(51) \quad L \simeq 10^{34} \text{ cm}^{-2}.$$

Neměli bychom tedy rozumnou naději docílit jich alespoň jednou měsíčně, pokud luminozita Collideru nepřesáhne hodnotu

$$(52) \quad \mathcal{L} \simeq 3 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

K dosažení takovéto luminozity nestačí pouze zavést mnoho antiprotonů do prstence, ale je třeba, aby svazek z nich vytvořený měl velice malé příčné rozměry (srov. (49)). To není možné bez vysokého stupně jejich monoenergetičnosti.***) Antiprotony získané

*) Získat evidenci o existenci Z^0 z procesů

$$q + \bar{q} \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrony}$$

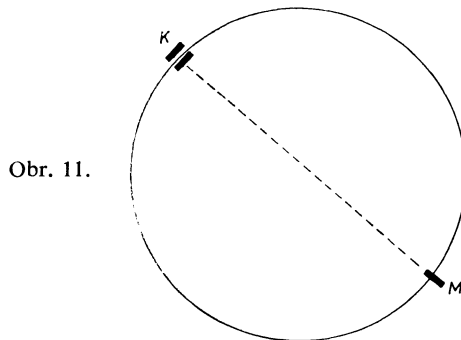
je mnohem obtížnější vzhledem k obrovskému hadronovému pozadí (počet hadronů produkováných při každé srážce protonu s antiprotonem se v uvažované energetické oblasti pohybuje kolem stovky).

***) Pro srovnání: účinný průřez pohlcování pomalých neutronů kadmiem je o 13 řádů větší!

****) Přesněji řečeno, rozdělení jejich hybností musí být velice úzké.

bombardováním vhodného terče vysokoenergetickými protony nejsou však ani zdaleka monoenergetické. Pokud bychom nezbytně monoenergetičnosti chtěli dosáhnout jejich filtrací, nepodařilo by se nám naplnit prstenec Collideru potřebným počtem antiprotonů ani za celou životní dobu urychlovače. *)

Reálnost výše naznačeného programu tedy zcela závisela na tom, zda je možno svazek antiprotonů účinně „chladit“, tj. ovlivňovat ho tak, aby se v něm za přijatelně dlouhou dobu mnohonásobně zúžilo rozdělení hybnosti. A právě zde vystupuje na scénu Simon van der Meer, **) který již v r. 1968 objevil stochastické chlazení. Byl však natolik skeptický, pokud jde o realizovatelnost příslušného postupu, že své výsledky uveřejnil až v r. 1972, avšak ani tehdy ještě nebyl plně přesvědčen o jejich praktické využitelnosti. V principu nejde o nic složitého: Shluk nabitých částic se pohybuje v prstenci znázorněném na obr. 11. Rozdělení jejich hybností monitorované v místě M je rychle vyhodnoceno a příslušně zesílený signál je přenesen do místa K , kde vyvolá korigující elektromagnetický puls. Ten ovšem nepůsobí na všechny částice stejně. Hybnost některých z nich se sice k optimální hodnotě přiblíží, u jiných ji naopak od ní vzdálí. Až potud je vše (z teoretického hlediska) triviální, Van der Meer však ukázal, že vhodnou volbou korigujícího pole lze docílit, aby částic, u nichž oprava působí správným směrem, bylo o něco málo více než ostatních. Díky tomu je tak při každém oběhu možno nepatrně snížit rozdělení hybnosti, a tedy po mnoha obězích docílit požadovaného zchlazení.



Obr. 11.

Obtížnost této cesty vyplývá ze závratné rychlosti, kterou musí být všechny naznačené operace prováděny. Částice se v prstenci pohybují prakticky rychlostí světla. K dispozici tak zůstává pouze časový interval získaný tím, že si signál „nadběhne“ přes střed, tj.

$$(53) \quad \Delta t \simeq \frac{1}{c} (\pi - 2) R .$$

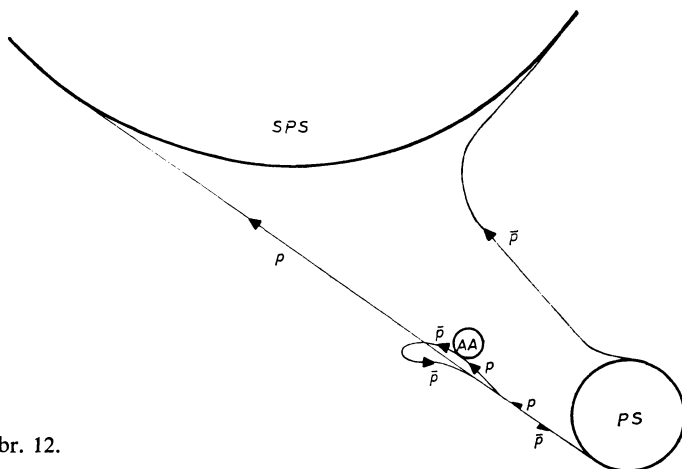
I při využití prstence o poloměru $R = 25$ m je to méně než desetina mikrosekundy. Bez účinné elektroniky v oblasti GHz (tj. ns) se zde neobejdeme. Zřejmě právě proto byl

*) Nezapomeňme, že obvod SPS $l \simeq 7$ km, kdežto délka interakční oblasti $d \sim$ m.

**) Tento vynikající „urychlovačový fyzik“ má ovšem na svém kontě také vynález „magnetického rohu“, a tím i podstatnou zásluhu na kvalitě neutrinového svazku v CERNu, s jehož pomocí došlo k objevu neutrálních proudů.

princip stochastického chlazení prvně experimentálně testován (na *ISR*) teprve 21. 10. 74. Dosažené zchlazení bylo sice nepatrné, ale jasně demonstrovalo, že princip pracuje. Díky technickému zdokonalování se chladicí výkon pomalu (zpočátku velmi pomalu) zvedal: v r. 1976, resp. 77 bylo dosaženo 10%/hod., resp. 89%/hod. Kvalitativní skok nastal v r. 1977, kdy výzkum chlazení dostal k dispozici vlastní prstenec (\equiv *ICE*).*) V březnu 78 se na něm dosahuje již zchlazení desateronásobného za 3 minuty a v květnu téhož roku dokonce dvacetinásobného za pouhých 15 s.**)

Naděje, že odstranění hlavní překážky na cestě k vybudování efektivních proton-antiprotonových vstřícných svazků je technicky zvládnutelné tím vzrostla natolik, že *CERN* v červnu 78 schválil $\bar{p}p$ projekt. Činnost Collideru v jeho rámci vybudovaného je znázorněna na obr. 12.:



Obr. 12.

Každých 2,4 s dopadne na terčik před *AA* puls $\sim 10^{13}$ protonů urychlených v *PS* na 26 GeV. Mezi obrovským množstvím sekundárních částic je $\sim 2 \cdot 10^7$ antiprotonů***) s energií 3,5 GeV, které se pomocí magnetické soustavy odseparují a uloží do vnější části *AA*. Zde dojde za 2 s k ~ 10 násobnému zchlazení. Chlazení pokračuje ve vnitřnější části prstence, kam jsou předchlazené antiprotony přisunuty *RF* polem. Do vyklizeného prostoru přijde další puls $\sim 2 \cdot 10^7$ antiprotonů. Celá procedura se opakuje po 5 dnů, čímž je v *AA* akumulováno $\sim 10^{12} \bar{p}$. Z nich $\sim 6 \cdot 10^{11}$ tvoří jádro s koncentrací chlazením zvětšenou 10^8 krát (!). Ty se magnetickou soustavou převedou z *AA* do *PS*, kde

*) Šlo o rychlou adaptaci prstence, který měl již za sebou slavnou historii: Tvořil klíčové zařízení tzv. (*g-2*)-experimentu, který přesným změřením magnetického momentu mionu sehrál fundamentální úlohu při testování kvantové elektrodynamiky.

***) Na *ICE* bylo také testováno tzv. „elektronové chlazení“ svazku. Již v r. 1974 A. N. Skrinsky v Novosibirsku prokázal, že tato metoda (navržená v r. 1965 G. Budkerem) je velmi účinná v nízkoenergetické oblasti. S rostoucí energií však její účinnost rychle klesá. To ovšem neznamená, že by v současné době musela patřit již pouze do historie. Její efektivní využití by se však pravděpodobně neobešlo bez předchozí deakcelerace (tj. zpomalení) antiprotonového svazku.

****) Nepřehlédněte, že k získání 2 antiprotonů je třeba miliónu protonů!

se urychlí z 3,5 GeV na 26 GeV a převedou do prstence SPS. Celý cyklus se pak znovu opakuje. Díky přítomnosti zbývajících $\sim 4 \cdot 10^{11} \bar{p}$ v AA je však nová dávka $\sim 6 \cdot 10^{11}$ náležitě zchladených antiprotonů k dispozici již za 1 den.

Jakmile je požadované množství antiprotonů v SPS, zavedou se do téhož prstence z PS také protony s energií 26 GeV. Oba druhy částic se pak v SPS současně urychlí na 270 GeV. Nyní již stačí jejich svazky nechat ve vybrané části prstence protínat a začne docházet ke srážkám. Zaregistrovány byly prvně 9. 7. 81.

Dosažení $\bar{p}p$ srážek při energii $W = 540$ GeV je obrovským úspěchem, avšak samo o sobě k ověření existence Z^0 a W^\pm ještě zdaleka nestačí.*) Nesmíme totiž zapomenout, že totální účinný průřez $\bar{p}p$ nabývá při této energii hodnoty $\sim 6 \cdot 10^{-26}$ cm². To znamená, že proces, který nás zajímá, proběhne pouze v jedné z několika desítek až stovek milionů (!) srážek $\bar{p}p$. Při každé z nich se produkují desítky až stovky sekundárních částic. Odtud vyplývají obrovské nároky na sběr a zpracování dat. Program rozhodnout o existenci bosonů W^\pm , Z^0 by byl čirou utopií, pokud by neměl k dispozici zařízení, které dokáže velice rychle vyhodnotit proběhlé srážky, okamžitě vyloučit ty, které nemohou souviset s uvedeným procesem a o ostatních nashromáždit maximální množství informací.*)

Na Collideru taková zařízení existují dvě: UA1 a UA2. První z nich bylo navrženo (v polovině roku 1978), vybudováno a exploatováno týmem ~ 130 fyziků ze 13 institucí vedeným C. Rubbiou. Výkonnost tohoto dvoutisícitunového**) komplexu snad nejlépe ilustrují následující skutečnosti: Během dvou měsíců, kdy na konci r. 1982 byl učiněn první systematický pokus o odhalení W^\pm , proběhlo v detektoru UA1 $\sim 10^9$ srážek $\bar{p}p$. Z nich 99,9% bylo rychlým výběrem vyloučeno jako nezajímavé. O každé ze zbývajících $\sim 10^6$ srážek bylo zaznamenáno $\sim 1,6$ megabytů informace***) na speciální magnetické pásky. Tento záznam zachycený na 10^3 páskách byl pak zpracováván v CERNu, Rutherfordově Laboratoři (GB) a v Saclay (F). Nabírání dat skončilo 6. 12. 82 a již na semináři, konaném 12.–14. 1. 83 v Římě, byla oznámena první evidence ve prospěch

*) Výše naznačené úvahy o produkci Z^0 ve vysokoenergetických srážkách $\bar{p}p$ lze beze zbytku zopakovat i pro produkci W^\pm . Pouze úlohu procesů



převězmou procesy



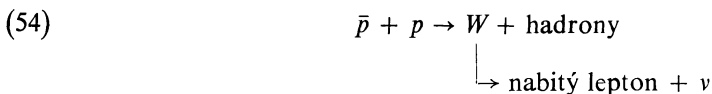
Zjistíme přitom, že účinný průřez produkce W^\pm , následované některým z uvedených leptonových rozpadů, by měl být $\sim 10^{-33}$ cm², tj. 10krát větší než v případě Z^0 .

*) Zde to znamená mít možnost u každé z částic (s výjimkou neutrin) rozhodnout (alespoň), zda jde o hadron nebo lepton a určit směry a velikosti proudů energie nesených jednotlivými složkami.

**) 800 t připadá na centrální magnet vytvářející pole 0,7 T v objemu 85 m³.

***) Obdobné množství informace je obsaženo ve velkém telefonním seznamu. Grafická rekonstrukce drah částic provedená na základě tohoto záznamu si v ničem nezadá se snímky z publikových komor.

existence W . A když 25. 1. 83 byl objev W oficiálně oznámen na tiskové konferenci v CERNu, mohla se kolaborace $UA1$ prokázat 6 zjištěnými případy.*)



V téže době také kolaborace $UA2$ (vedená Pierem Darrinlatem) zjistila již 4 takovéto rozpady W .

Nejen naměřená hmotnost ($\sim 80 \text{ GeV}/c^2$), ale také počet (10) zjištěných rozpadů dobře odpovídal GSW-teorii.***) Málokdo proto pochyboval, že v nejbližší době bude objeven i (~ 10 krát vzácnější) rozpad Z^0 . K tomu skutečně došlo krátce po zahájení druhého systematického nabírání dat.***) Na jeho konci (3. 7. 83) dosáhla integrální luminozita již hodnoty $1,5 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}$. Nashromážděná data umožnila identifikovat ~ 10 leptonových rozpadů Z^0 a ~ 100 leptonových rozpadů W^\pm . Tento počet je v dobrém souhlasu a nalezené hmotnosti****)

$$(55) \quad M_W = 80,8 \pm 2,7 \text{ GeV}/c^2,$$

$$M_Z = 92,9 \pm 1,9 \text{ GeV}/c^2$$

v perfektním souhlasu s předpovědí GSW teorie.

Existence intermediárních bosonů W^\pm , Z^0 je tak dnes mimo jakoukoliv pochybnost. Pokud mé neumělé vylíčení cesty vedoucí k tomuto závěru rozptýlilo možné pochybnosti o letošním rozhodnutí Královské švédské akademie, měl bych být spokojen. Přesto mi dovozte ještě několik poznámek.

Objevem W^\pm , Z^0 jedna významná kapitola v dějinách fyziky sice končí,^{†)} ale současně se další otvírá. Sotvaže W^\pm , Z^0 opustily kategorii nejhledanějších částic, již se z nich stávají nástroje dobývání dalších informací. Tak např. v datech kolaborace $UA1$ (opět C. Rubbia!) byly nalezeny případy, které pravděpodobně odpovídají procesům

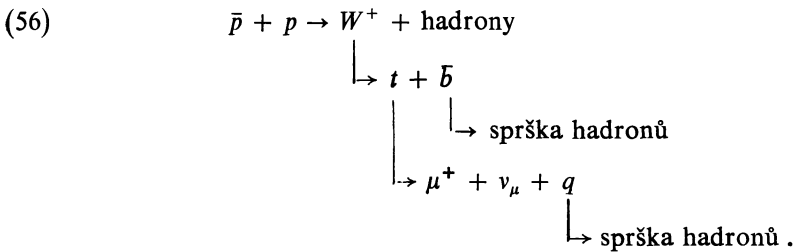
*) Za půldruhého měsíce se tak podařilo vyfiltrovat z 10^9 případů 6 hledaných (komplexnost každého z nich lze charakterizovat megabytem informace). Kdybychom to prováděli postupem obdobným tomu, který byl donedávna běžný u snímků z bublinových komor, trvalo by to ~ 90 let týmu 100 lidí, pokud by každý z nich pracoval tak fantasticky rychle, že by každou minutu dokázal vyloučit jeden nezajímavý případ a na proměření kinematiky $\sim 10^2$ částic v každém potenciálně zajímavém případě by nepotřeboval více než 1–2 hodiny.

***) Integrální luminozita dosáhla hodnoty $2,3 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}$.

****) Zahájeno 12. 4., první kandidát rozpadu Z^0 4.5. (z dat získaných 30. 4.), oficiální oznámení objevu Z^0 1. 6. 83.

†*) Jde o nejtěžší nalezené „elementární částice“. Nepřehlédněte, že jejich hmotnost je srovnatelná s hmotností středně těžkých jader (stroncía, resp. technicia).

†) K úplné spokojenosti stále ještě schází objev Higgsových bosonů. Situace je zde však kvalitativně odlišná, protože jejich hmotnost dosavadní teorie předpovědět neumí. Cesta k důkazu jejich existence je tím mnohem obtížnější (střelba do neznáma — srov. první pokusy o nalezení intermediárních bosonů) a případné pokusy o důkaz jejich neexistence jsou dokonce značně problematické.



Pokud se tato interpretace ukáže být správná, došlo zde konečně k objevu dlouho marně hledaného kvarku t .

Také Collider, cíleně budovaný k řešení problému existence W^\pm , Z^0 , již umožnil zjistit celou řadu dalších, zcela nečekaných a z dnešního hlediska dokonce těžko pochopitelných procesů. Možná, že právě ony se stanou klíčem k řešení dlouhých otevřených problémů v jiných oblastech subnukleární fyziky.

Cesta k dalšímu poznání je tedy opět doširoka otevřena. Matička příroda se však zřejmě zhlédla ve světovém vývoji a za vydávání svých tajemství žádá čím dále vyšší ceny. Jak se v této oblasti za posledních sto let zdražilo bádání, nejlépe pochopí ten, kdo měl možnost porovnat Hertzovu výbavu se zařízeními, o kterých jsme zde hovořili, a přitom si uvědomí, že důkaz existence elektromagnetických vln z r. 1888 poskytl teorii elektromagnetického pole J. C. Maxwella z r. 1864 naprosto stejnou službu jako důkaz existence W^\pm , Z^0 z let 1982 – 3 teorii elektroslabých interakcí GSW z let 1967 – 71.

Význam běžně užívaných zkratek a názvů

<i>AA</i>	≡ Antiproton Accumulator: Akumulační prstenec \varnothing 50 m v <i>CERNu</i> , v němž se konalo stochastické chlazení antiprotonů.
<i>ACO</i>	≡ Vstřicné svazky e^+e^- vybudované v Orsay (F) v roce 1966: $W = 1,08$ GeV.
<i>BNL</i>	≡ Brookhaven National Laboratory (USA).
<i>CERN</i>	≡ European Organization for Nuclear Research (Ženeva) oficiálně založena 29. 8. 1954. Zkratka souvisí s názvem prozatímního orgánu „Conceil Européen pour la Recherche Nucléaire“, ustaveného již v květnu 1952.
<i>DESY</i>	≡ Deutsches Elektronen Synchrotron = Laboratoř založená 18. 10. 1959 v Hamburku.
<i>FNAL</i>	≡ Fermi National Accelerator Laboratory (Batavia, USA)
<i>Gargamelle</i>	≡ Bublinová komora plněná těžkou kapalinou (freon) \varnothing 5 m, pracovala v <i>CERNu</i> od r. 1971 do r. 1979.
<i>ICE</i>	≡ Initial Cooling Experiment. V užším smyslu = skladovací prstenec, který byl v <i>CERNu</i> v r. 1977 adaptován pro studium chlazení svazku.
<i>ISR</i>	≡ Intersecting Storage Rings = Dva navzájem se protínající skladovací prstence, vybudované v r. 1971 v <i>CERNu</i> k realizaci srážek vstřicných svazků protonů při $W = 62$ GeV; v r. 1984 uzavřeny.
<i>LEP</i>	≡ Large Electron-Positron storage ring (\varnothing 8,5 km) budovaný v <i>CERNu</i> . Dokončením 1. etapy se má koncem r. 1988 dosáhnout $W = 100$ GeV.
<i>PETRA</i>	≡ Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage byl vybudován v r. 1978 v <i>DESY</i> .
<i>PS</i>	≡ Proton Synchrotron je v provozu v <i>CERNu</i> od r. 1959: \varnothing 200 m, $E = 28$ GeV.
<i>SLAC</i>	≡ Stanford Linear Accelerator Center – součást Stanford University (California).

- SLC* ≡ *SLAC* Linear Collider, budován v *SLACu*: Pomocí dvoumílového lineárního urychlovače by zde měly být koncem r. 1986 realizovány vstřícné svazky e^+e^- při $W = 100$ GeV.
- SPS* ≡ Super Proton Synchrotron v provozu v *CERNu* od r. 1976: \varnothing 2,2 km, $E = 400$ GeV.
- TEVATRON I* ≡ budován ve *FNAL*; v r. 1986–7 má realizovat $\bar{p}p$ Collider při $W = 2$ TeV.
- TEVATRON II* ≡ urychlovač protonů se supravodivými magnety budovaný ve *FNAL* má v r. 1985 dosáhnout $E = 1$ TeV (v r. 1984 již dosáhl $E = 800$ GeV).
- UA 1, 2* ≡ Underground Area 1, 2 (na Collideru v *CERNu*)
- VEPP 2* ≡ Vstřečně Elektron-Pozitronyje Pučky 2, vybudované v Novosibirsku v r. 1966: $W = 1,4$ GeV.

Podstata matematiky není ve formulích, ale v těch myšlenkových pochodech, s jejichž pomocí se dochází k formulím.

V. P. Jermakov

V nezávislosti matematických tvrzení na frázi, autoritě, životopisných údajích badatele a na „hledisku“ spočívá nejen vědecká, ale i pedagogická cena matematiky. Tím, že operujeme s pojmy, které nám napovídá zdravý rozum, přidělujeme matematice velmi závažnou roli „rozumové hygieny“.

H. Steinhaus

Je snadné zajít z domu reality do lesa matematiky, ale málokdo se dokáže vrátit.

H. Steinhaus

Aby bylo možno získat představu o tom, co je matematika, je třeba ji studovat. Samotná matematika se již natolik stala základním pojmem, že je snazší definovat jiné věci pomocí matematiky než matematiku pomocí jiných věcí.

N. I. Kovancov

Na otázku „Co je to matematika?“ není možné dát zevrubnou odpověď pouze na základě filozofických zobecnění, sémantických definic nebo pomocí hladké a povrchní novinářské mnohomluvnosti. Stejně jako nelze podat obecnou definici hudby nebo malířství: nikdo nemůže ocenit tyto formy umění, když nepochopí, co je to rytmus, harmonie a melodie v hudbě nebo forma, barva a kompozice v malířství. K pochopení obsahu matematiky je v ještě větší míře nutné opravdové proniknutí do jejích stavebních elementů.

R. Courant

Současná matematika mi připomíná velký zbrojný závod v době míru. Výloha je zaplněna exponáty, které svou nápaditostí, zručným a okouzlujícím provedením uvádějí znalce v nadšení. Vlastní původ a účel těchto věcí, jejich schopnost střílet a porážet nepřítele se v našem vědomí dostávají do pozadí a dokonce se na ně úplně zapomíná.

F. Klein (1849–1925)

Matematika byla vždy nesmiřitelným nepřítelem vědeckých nesmyslů.

D. F. Arago (1786–1853)

Měř všechno, co se dá měřit, a udělej měřitelným všechno, co se měřit nedá.

G. Galilei

Vesmír matematiky vyrůstá z okolního světa stejně jako sny a touhy vyrůstají z každodenních událostí.

Sh. Stein

Matematika je potenciálně bohatší než příroda, stejně jako možnost je bohatší než skutečnost.

Matematika — to je přirozený jazyk, kterým hovoří příroda, nebo v každém případě jazyk, kterým fyzikové zapisují hlas přírody.

L. Pišmen (sovětský novinář)

Matematika prožívá s předstihem všechno to, co musí prožít věda všeobecně, a dnešní problémy matematiky — to jsou zítřejší problémy vědy.

B. S. Grjaznov