

K teorii rozptylu protonů na protonech při velkých energiích

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 2 (1957), No. 2, 201--209

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137290>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1957

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>

K THEORII ROZPTYLU PROTONŮ NA PROTONECH PŘI VELKÝCH ENERGIÍCH¹⁾

Výklad povahy nukleárních sil, problém rozložení energie pole nukleonů a zejména systematika a vybudování konsistentní teorie elementárních částic je předmětem fyziky velkých energií.

Jedním z prostředků výzkumů v tomto směru jsou mohutné urychlovače elementárních částic, na jejichž stavbu se vynakládá mnoho úsilí a prostředků.

Jedním z pracovních úseků v této oblasti fyziky jsou pokusy s rozptylem protonů na protonech a snahy o jejich kvantitativní zpracování. O tom také pojednává v dalším otištěný výtah, který je nejen věcně velmi instruktivní, ale který je také poučný v tom, že ukazuje jednak obtížnost problémů, s nimiž se tu fyzik setkává, a také, přiznejme, jak dnes theoretická fyzika zůstává za fyzikou experimentální, nebo snad lépe, jak experimentální materiál se hromadí rychleji, než ho lze theoreticky zpracovat — situace jistě jen dočasná.

J. V.

Jedním ze základních problémů nukleární fyziky je problém stanovit vlastnosti nukleárních sil za předpokladu, že nukleony lze popsat pomocí kvantové mechaniky. Jednou z neefektivnějších možností, jak studovat vzájemná působení mezi nukleony, jsou rozptylové pokusy, zejména pak pokusy s rozptylem neutronů nebo protonů na protonech, neboť zde vystupují vedle deuteronu nejjednodušší možné nukleonové systémy.

První urychlovače umožňovaly pokusy s částicemi o energiích jen do 10 MeV. Došlo se k těmto výsledkům:

1. Nukleární síly je možno pomocí potenciálů různých tvarů (obdélníkový potenciál, Yukawův potenciál a j.), mají-li tyto potenciály jen malý dosah, fenomenologicky přibližně stejně dobře popsat;

2. nukleární síly závisí na spinu;

3. nukleární síly nejsou čistě kulově symetrické, nýbrž sestávají z jisté části z tenzorových sil, které kromě jiného vedou k pozorovanému kvadrupolovému momentu deuteronu;

4. nasycení, které se projevuje stálostí podílu vazbové energie, připadající na nukleon u těžkých jader, lze vysvětlit předpokladem, že nukleární síly jsou konglomerátem různých typů výměnných sil;

5. nukleární síly lze pokládat za nezávislé na náboji, to jest síly mezi neutronem a protonem jsou stejné jako síly mezi dvěma protony (až na coulombovské odpuzování v tomto druhém případě).

Stavby velkých urychlovačů na energie stovek MeV daly nové možnosti pro studium rozptylových jevů. Očekávalo se zejména, že bude možno zjistit přesněji, jaký je tvar nukleárního potenciálu. Soudilo se tak proto, že zvětšením energií, dodávaných částicím v mohutných urychlovačích, se příslušně zmenší délka de Broglieových vln, a že tak bude možno částice vstřelovat hlouběji do prostoru nukleárních sil.

Výsledky pokusů byly velmi nečekané. Ukázalo se sice, že relativně ploché potenciály, jako je na příklad potenciál Yukawův nebo exponenciální potenciál, souhlasí lépe s po-

¹⁾ Výtah z článku D. Geißler, *Zur Theorie der Proton-Proton-Strreuung bei hohen Energien*, *Annalen der Physik*, sv. 18, řada 6, č. 3/4, 1956.

zorovacími daty než potenciály strmé (na příklad obdélníkový potenciál), zároveň se však vynořila řada zcela nových problémů. Toto studium ukázalo bezpečně pouze to, že závěry z pokusů v oboru malých energií nelze beze všeho extrapolovat na situaci, která vzniká při velkých energiích částic.

Při theoretické interpretaci pokusů s rozptylem $n-p$ (neutronů na protonech) zjistili Christian a Hart³⁾, že nejlépe vyhovuje výměnná síla typu Serberova s potenciálem

$$V = \frac{1}{2} (1 + P^M) V(r),$$

kde P^M je Majoranův operátor, který zaměňuje souřadnice částic, nikoli však spin. Gerjuoy³⁾ však ukázal, že u těžkých jader, předpokládáme-li pouze existenci sil mezi dvěma tělesy, nevede toto vzájemné působení k nasycení.

Další podstatná obtíž, která se ukázala při studiu rozptylu nukleonů s velkými energiemi, je v tom, že neplatí závěr, uvedený výše sub 5), to jest síly působící mezi neutrony a protony jsou pravděpodobně jiné než síly působící mezi protony, že tedy tyto síly nejsou nezávislé na náboji částic.

Pokusy s rozptylem protonů na protonech konala řada fyziků. Tak na příklad Birge a j.⁴⁾ konal tyto pokusy při energiích 75 a 105 MeV, Cassels a j.⁵⁾ při 147 MeV, Chamberlain a j.^{6) 7)} při 120 a 350 MeV, Oxley a Schamberger⁸⁾ při 240 MeV, Towler⁹⁾ rovněž s protony o energii 240 MeV, Mott a j.¹⁰⁾ při 435 MeV, Marshall a j.¹¹⁾ při energiích 144, 271 a 429 MeV. Výsledky těchto pokusů se s jedné strany poněkud rozcházejí pokud jde o absolutní velikost diferenciálního účinného průřezu, s druhé strany se však [až na pokusy Mottovy¹⁰⁾] shodují v tom, že účinný průřez rozptylu nezávisí v mezích pozorovacích chyb a až na velmi malé úhly v těžištvém systému na úhlu rozptylu. Tato vlastnost je zcela nečekaná. Spíše by se bylo očekávalo, že příspěvek fází P , D atd. k rozptylem bude při uvedených velkých energiích tak velký, že povede k zřetelné anisotropii úhlových rozdělení.

Takové kulově symetrické rozdělení svádí při prvním pohledu k domněnce, že jde o čistý rozptyl S . Tento předpoklad však neobstojí při bližším zkoumání bez dodatečných hypotéz. Diferenciální účinný průřez pro prostorový úhel se totiž, jak známo, v tomto případě počítá v těžištvém systému ze vztahů

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_0, \quad k^2 = \frac{M}{2\hbar^2} B,$$

³⁾ R. S. Christian a E. W. Hart, Phys. Rev., sv. 77, 441 (1950).

⁴⁾ E. Gerjuoy, Phys. Rev., sv. 77, 568 (1950).

⁵⁾ R. W. Birge, U. E. Kruse a N. F. Ramsey, Phys. Rev., sv. 83, 274 (1951).

⁶⁾ G. M. Cassels, T. G. Pickavance a G. H. Stafford, Proc. Roy. Soc. London (A), sv. 214, 262 (1952).

⁷⁾ O. Chamberlain, E. Segrè a C. Wiegand, Phys. Rev., sv. 83, 923 (1951).

⁸⁾ O. Chamberlain, G. Pettengill, E. Segrè a C. Wiegand, Phys. Rev., sv. 93, 1424 (1954);

O. Chamberlain a John D. Garrison, Phys. Rev., sv. 95, 1349 (1954);

O. Chamberlain, Mitteilung v ¹¹⁾ $\pi\pi$.

⁹⁾ C. L. Oxley a R. D. Schamberger, Phys. Rev., sv. 85, 416 (1952).

¹⁰⁾ O. A. Towler jr, Phys. Rev., sv. 85, 1024 (1952).

¹¹⁾ W. E. Mott, R. B. Sutton, J. G. Fox a J. A. Kane, Phys. Rev., sv. 90, 712 (1953).

¹²⁾ J. Marshall, L. Marshall a V. A. Nedzel, Phys. Rev., sv. 92, 834 (1953).

kde δ_0 je fázové posunutí, způsobené nukleárním potenciálem u částečné vlny pro $l = 0$, B pak energie dopadajících protonů v laboratorním systému. Coulombovské síly, které při uvedených velkých energiích jsou vzhledem k nukleárním silám zanedbatelné, se neuvažují. Pro $B = 350$ MeV je maximum $\delta(\Theta)$ (nastávající při $\delta_0 = \frac{\pi}{2}$) rovno $\frac{1}{k^2} = 2,4 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2 = 2,4 \text{ mbarn}$ (1 barn = 10^{-24} cm^2). Experimentální výsledek je však asi 3,5 mbarn, nebo vyšší. To nelze bez dodatečných hypotéz uvést v soulad s prostým předpokladem, že jde o čistý rozptyl S .

O interpretaci isotropnosti rozptylu se lze pokusit dvojím způsobem.

I. Interpretaci pomocí superposice

Je myslitelné, že částečné vlny s různými kvantovými čísly l rotačního impulsu se překrývají právě tak, že výsledek je nezávislost na úhlu. Při pokusu se můžeme dokonce snažit o to, aby zůstala v platnosti hypotéza o nezávislosti nukleárních sil na náboji a pokusit se volit potenciály tak, abychom dostali správné výsledky i při malých energiích.

Funkce $\sigma_{np}(\Theta)$ a $\sigma_{pp}(\Theta)$ probíhají ovšem při velkých energiích zcela různě. σ_{pp} je jasně anisotropní a co do hodnoty poměrně malé, což odpovídá očekávání; σ_{np} je naproti tomu isotropní a poměrně velké, což neodpovídá očekávání. K tomu ještě přistupuje, že $\sigma_{pp}(\frac{\pi}{2})$ se při proměnné energii jen velmi málo mění. Přesto nejsou pokusy v tomto směru zcela bez vyhlídek na úspěch. U soustav $n-p$ se totiž vyskytují stavy (3S , 1P , ...), které u soustav $p-p$ jsou zakázané a které mohou rozptyl $n-p$ dosti silně ovlivnit. Kromě toho mají stavy v soustavě $p-p$ podle Pauliho principu jiné váhy než soustavy $n-p$. To stačí, aby bylo možno experimentální výsledky vysvětlit pomocí určitého typu nukleárních sil.

Takové pokusy konali Christian a Noyes¹²⁾, Case a Pais¹³⁾ a Jastrow¹⁴⁾.

Christian a Noyes zjistili, že hladkým, nesingulárním, monotonním (to jest všude přitahujícím nebo všude odpuzujícím) singletovým potenciálem, jaký se na příklad hodí k pokusům s malými energiemi, se favorisuje rozptyl vpřed. V nesingletových stavech se totiž vyskytují u soustav $p-p$ jen parciální vlny se sudým l . Příslušné kulové funkce $P_l(\cos \Theta)$ (Θ je úhel rozptylu v těžištové soustavě) nabývají pro $\Theta = 0$ jen hodnoty 1, pro $\Theta = \frac{\pi}{2}$ pak funkční hodnoty mění znamení: $P_0(0) = 1$, $P_2(0) = -0,5$, $P_4(0) = 0,375 \dots$ Poněvadž při monotonním potenciálu jsou všechny fáze téhož znamení, nastává superposicí jednotlivých vln v účinném průřezu rozptylu při $\Theta = 0$ konstruktivní, při $\Theta = \frac{\pi}{2}$ podstatně destruktivní interference, je-li energie dostatečně velká, aby se uplatnily fáze s většími hodnotami l . Tím se vysvětluje maximum (směrem) vpřed.

K tomu, aby funkce $\sigma_{pp}(\Theta)$ probíhala povlovně, bylo by třeba volit nemonotonní potenciál tak, aby $\sin \delta_l$ měnil pro sudá l znamení jako příslušná kulová funkce. Tím

¹²⁾ R. Christian a H. Noyes, Phys. Rev., sv. 79, 85 (1950).

¹³⁾ K. M. Case a A. Pais, Phys. Rev., sv. 80, 203 (1950).

¹⁴⁾ R. Jastrow, Phys. Rev., sv. 81, 165 (1951).

by $\sigma_{pp} \left(\frac{\pi}{2} \right)$ nabylo velké hodnoty. Přidal-li by se pak centrální tripletový potenciál, který vzhledem k antisymetrii funkce místa při $\Theta = \frac{\pi}{2}$ vždy vymizí, mohlo by nastat $\sigma_{pp}(\Theta) \approx \text{konst.}$ Podle Christiana a Noyese se však zdá nemožným najít takový potenciál, který by nadto vedl ještě k správným údajům při malých energiích.

Zbývá proto jen tensorový potenciál. Tensorový potenciál vede totiž k tomu, že vzniklý účinný průřez v tripletových stavech je pro $\Theta = \frac{\pi}{2}$ obecně nulový. Funkce místa se v tomto případě totiž může stát antisymetrickou nikoli pomocí úhlu Θ , nýbrž pomocí azimutálního úhlu Φ . Tak zůstává vyhlídka, že rozptyl vpřed se vyrovná singletovým potenciálem.

Christian a Noyes ukazují, že k interpretaci rozptylu $p-p$ při 340 MeV je třeba učinit potenciál v oblasti od 0 do $0,5 \cdot 10^{-13}$ cm velmi velký. Volí proto singulární tensorovou interakci. Úhrnný potenciál je

$$\begin{aligned} \text{singlet:} \quad V &= \begin{cases} -V_s, & r < r_s, \\ 0, & r \geq r_s, \end{cases} \\ \text{triplet:} \quad V &= V_t S_{12} \frac{e^{-\frac{r}{r_t}}}{\left(\frac{r}{r_t}\right)^2}, \\ S_{12} &= 3 \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2). \end{aligned}$$

Pro hodnoty $r_s = 2,6 \cdot 10^{-13}$ cm, $r_t = 1,6 \cdot 10^{-13}$ cm, $V_s = 13,27$ MeV, $V_t = \pm 18$ MeV se dá Bornovou aproximací vysvětlit rozptyl $p-p$ při 32 MeV a 340 MeV, nelze však pomocí téhož potenciálu vysvětlit rozptyl $n-p$ při 40 a 280 MeV. Autoři z toho soudí, že při použití statického potenciálu je nutno se vzdát hypotézy, že nukleonová interakce je nezávislá na náboji částice.

Case a Pais docházejí naproti tomu k závěru, že při aplikaci nestatického dodatkového potenciálu typu $V(r)(\vec{L} \cdot \vec{S})$, kde \vec{L} je operátor relativního dráhového rotačního impulsu a $\vec{S} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$ matice úhrnného spinu, je možno hypotézu nezávislosti nukleárních sil na náboji udržet. Přidáním takové složky k energii vzájemného působení se vztahy při malých energiích nemění, neboť při těchto energiích se na rozptylu podílejí jen stavy S , v nichž vzhledem k $L = 0$ dodatečná síla nevystupuje.

Case a Pais i Christian a Noyes se domnívají, že k výkladu rozptylu $p-p$ je nutná velká interakce na malé vzdálenosti, a pokládají za možné, že stavy $^1S, ^3P, \dots$ jsou citlivější na děje v malých vzdálenostech, než stavy $^3S, ^1P, \dots$. Vzhledem k tomu, že při rozptylu $n-p$ se velmi silně zúčastňuje stav 3S se svou relativně velkou statistickou vahou, bylo by snad možno na tomto podkladě vysvětlit rozdíly oproti rozptylu $p-p$.

Bornovou aproximací se ukazuje, že členy $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ ruší rozptylový průřez pro $\Theta = \frac{\pi}{2}$, což se převádí na rozdíly ve fázích pro $^3P_0, ^3P_1$ a 3P_2 . Tak je snad možno vysvětlit obecný průběh funkce $\sigma_{pp}(\Theta)$ při 350 MeV.

Poměr $\frac{\sigma\left(\frac{\pi}{6}\right)}{\sigma\left(\frac{\pi}{2}\right)}$ je při 350 MeV velmi citlivý na tvar $V(r)$. Nejlepší hodnotou se ukazuje $\frac{\sigma\left(\frac{\pi}{6}\right)}{\sigma\left(\frac{\pi}{2}\right)} = 1,6$ pro vysoce singulární dodatkový potenciál $V(r) \sim \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{d\left(\frac{r}{r_t}\right)} \left[e^{-\frac{r}{r_t}} \cdot \left(\frac{r}{r_t}\right)^{-1} \right]$, kde $r_t = \text{konst}$ je dosah. Pro malá r tu platí $V(r) \sim r^{-3}$.

Interferenční termy S a D způsobují anisotropii rozptylu $n \rightarrow p$, která si vynucuje, že znaménko termu $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ se volí opačně, než jaké se obvykle volí u slupkového modelu [Mayer¹⁵, Haxel a j.¹⁶]. Touž příčinu mají obtíže, které vznikají při sjednocování pokusů s rozptylem $p \rightarrow p$ při energiích 30 MeV a 350 MeV. Case a Pais mají za to, že experimentální data $n \rightarrow p$ lze vysvětlit z okolnosti, že při bilancování číň podíl sil $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ v soustavě $n \rightarrow p$, jímž přispívají k hodnotě $\sigma\left(\frac{\pi}{2}\right)$, jen čtvrtinu podílu v soustavě $p \rightarrow p$. Asi takový rozdíl vyžaduje také pokus.

Caseův a Paisův model má tu výhodu, že v něm vystupují jen síly, které mají opodstatnění s hlediska theorie pole. Zejména jistě existuje vazba oběžné dráhy a spinu, a aplikace operátoru $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ byla úspěšná u slupkového modelu.

Jastrow vychází z klasické fyzikální úvahy, že tuhá koule způsobuje isotropické rozdělení rozptylu. Takovému útvaru odpovídá síla, která, od jisté vzdálenosti r_0 počínaje, velmi náhle působí odpudivě mezi částicemi.

Jastrow volí tyto potenciály:

$$\text{singlet: } V = \begin{cases} \infty, & r < r_0, \\ V_0 \cdot [e^{-(r-r_0)/r_s}] \cdot \frac{1}{2} (1 + PM), & r > r_0, \end{cases}$$

$$\text{triplet: } V = \{a + (1 - a)PM + [b + (1 - b)PM] \gamma S_{12}\} V_0 \cdot [e^{-r/r_s}].$$

Parametrů je osm. Tuhá koule, jejíž poloměr r_0 byl zvolen rovní $0,6 \cdot 10^{-13}$ cm, se vyskytuje kupodivu jen v singletových stavech. Malá hodnota r_0 zaručuje, že odpuzování se při malých energiích ještě neprojeví, neboť částice se ani ve stavech S nemohou vzájemně velmi přiblížit vzhledem k poměrně velké délce de Broglieových vln.

Přitažlivý potenciál způsobuje kladná, odpudivý potenciál záporná fázová posunutí. Od jisté energie počínaje budou vlnové délky tak malé, že protony ve stavech S se při-

¹⁵) M. Goepfert-Mayer, Phys. Rev., sv. 75, 1969 (1949); sv. 78, 16, 22 (1950).

¹⁶) O. Haxel, J. H. D. Jensen a H. E. Suess, Naturwiss., sv. 35, 376 (1948); Phys. Rev., sv. 75, 1766 (1949); Z. Phys., sv. 128, 295 (1950).

blíží vzájemně dostatečně blízko, aby působení odpudivé koule převažovalo. Výsledkem bude záporná fáze 1S . Ve stavech D naproti tomu zabrání dodatečný odstředivý člen $\frac{6}{r^2}$ postačujícímu přiblížení. Částice D jsou vystaveny převážně účinku přitahující části potenciálu a fázová posunutí zůstanou kladná. Totéž platí tím spíše pro vyšší rotační impulsy (G, I, \dots ; stavy ${}^1P, {}^1F, \dots$ v soustavě $p-p$ nevznikají). Interferenční složka $S-D$ účinného průřezu se násobí faktorem $P_2(\cos \Theta)$. Tento faktor však mění pro $\Theta \approx 55^\circ$ znamení. Interferenční složka je tedy při malých úhlech záporná, v blízkosti $\Theta = \frac{\pi}{2}$ pak kladná, jak se také požaduje pro odstranění maxima vpřed. Interferenčních termů $S-D$ je nutno použít, neboť čistý rozptyl S na tuhé kouli dává sice isotropní rozdělení úhlů, zároveň však jen velmi malou absolutní hodnotu rozptylového průřezu.

Vymizením faktoru $P_2(\cos \Theta)$ pro $\Theta \approx 55^\circ$ vzniká minimum singletového účinného průřezu v okolí tohoto úhlu; toto minimum se však vyrovná tripletovým rozptylem.

Podmínkami pro potenciál, aby se také pokusy při malých energiích a rozptyly $n-p$ při velkých energiích správně reprodukovaly, je většina parametrů předem stanovena. Volný zůstává jen parametr r_0 . Hodnota $r_0 = 0,6 \cdot 10^{-13}$ cm se ukazuje nejlepší. Větší hodnoty porušují isotropii při velkých energiích, menší hodnoty sice zlepšují isotropii při 340 MeV, vedou však k výsledkům, jež nesouhlasí s experimentálními daty pro pokusy $p-p$ při 30 MeV.

Výpočty (částečně numerickou integrací, částečně bornovskou aproximací) ukazují dobrý souhlas s experimenty $p-p$ při 30 MeV; při 340 MeV je graf $\sigma_{pp}(\Theta)$ pro větší úhly poněkud isotropní, pro úhly menší než $\Theta = 25^\circ$ však prudce stoupá. Grafy $\sigma_{np}(\Theta)$ odpovídají pro 90 a 260 MeV lépe než pro 40 MeV.

Jastrowův model má tu výhodu, že pomocí tuhé koule se dá vysvětlit nasycenost nukleárních sil v těžkých jádrech, i když hodnota $r_0 = 0,6 \cdot 10^{-13}$ cm se tu ukázala příliš malou¹⁷⁾. Jinak je těžko vysvětlitelné, že u Jastrowa mají tensorový a centrální potenciál v tripletovém stavu týž dosah, zatím co jiní autoři¹⁸⁾¹⁹⁾ docházejí k značným rozdílům v těchto veličinách.

Jediná vlastnost, kterou mají Christianovy a Noyesovy, Caseovy a Paisovy a Jastrowovy síly společnou, je silná interakce dvou protonů na malou vzájemnou vzdálenost. Breit²⁰⁾ odhadl pro Jastrowův potenciál příslušnou mesonovou massu asi na 450 elektronových mass.

Pro fáze byly provedeny přesnější výpočty²¹⁾ s těmito potenciály:

	Christian a Noyes	Jastrow	Case a Pais
Singlet:	$-V_s, r < r_0$ $0, r \geq r_0$	$\infty, r < r_0$ $-V_s e^{-(r-r_0)/r_s}, r \geq r_0$	$-V_s \frac{e^{-r/r_s}}{r/r_s}$
Triplet:	$V_t S_{12} \frac{e^{-r/r_t}}{(r/r_t)^2}$	$V_t S_{12} e^{-r/r_t}$	$V_t \frac{\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}}{r/r_t} \frac{d}{d(r/r_t)} \left(\frac{e^{-r/r_t}}{r/r_t} \right)$

Parametry:

	Christian a Noyes	Jastrow	Case a Pais
r_s	$2,6 \cdot 10^{-13}$ cm	$0,40 \cdot 10^{-13}$ cm	$1,18 \cdot 10^{-13}$ cm
r_t	$1,6 \cdot 10^{-13}$ cm	$0,75 \cdot 10^{-13}$ cm	$1,07 \cdot 10^{-13}$ cm
r_0	—	$0,60 \cdot 10^{-13}$ cm	—
V_s	13,27 MeV	375 MeV	45,8 MeV
V_t	± 18 MeV	-50,8 MeV	$\pm 29,8$ MeV

Výsledky nejsou příliš uspokojivé. Jastrowův model tuhé koule do jisté míry vyhovuje. Rozptylový průřez je dosti plochý, i když leží hodně blízko. U Christiana a Noyese souhlasí $\sigma_{pp}(\theta)$ s experimentem jakž takž jen pro $\theta > \frac{\pi}{4}$; potenciál $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ vede k velké anisotropii, tedy ke kvalitativně chybným vztahům.

K podobným výsledkům dochází pro Christianův a Noyesův potenciál Swanson²²⁾.

Noyes a Gamnitz²³⁾ se pokusili vtáhnout do úvahy interferenci coulombovských a nukleárních sil. „Maximum vpřed“, které se ukázalo u Goldfarba a Feldmana²¹⁾, se však nepodařilo odstranit. Autoři z toho soudí, že Christianova a Noyesova forma potenciálu je takto pokusně vyvrácena.

Zároveň ukazují Noyes a Gamnitz, že Jastrowův model může být eventuálně velmi citlivý na kinematické relativistické efekty, které se až dosud zanedbávaly. Zvětšení redukované massy na $1,06 \left(\frac{M}{2}\right)$ vede ke kvalitativním změnám v rozptylovém průřezu.

Závěrem lze říci, že každá fenomenologická teorie má ten nedostatek, že nepřipouští důsledné relativistické zpracování. Kinematické efekty lze celkem vzít v úvahu¹³⁾, výzkum vlivu dynamických efektů je však velmi obtížný²⁴⁾²⁵⁾. Nemá proto mnoho smyslu snaha po větší přesnosti při výpočtech.

II. Interpretace isotropie protonovými isomery

Pokusy vysvětlit isotropii úhlového rozdělení při velkých energiích pomocí superposice parciálních vln, závislých na úhlu, jsou vesměs neuspokojivé. Breit²⁶⁾²⁷⁾ navrhl jiný výklad, který se vzdává obvyklých představ při malých energiích.

Breit poznamenává, že rozptylový proces může při energiích řádu klidové energie mesonu *př* povahu protonů eventuálně tak změnit, že je bude možno vzájemně rozeznat.

¹³⁾ G. Parzen a L. I. Schiff, Phys. Rev., sv. 74, 1564 (1948).

¹⁴⁾ H. Feshbach a J. Schwinger, Phys. Rev., sv. 84, 194 (1951).

¹⁵⁾ G. Breit a R. L. Gluckstern, Ann. Rev. of Nucl. Sc., sv. 2, 365 (1952).

¹⁶⁾ G. Breit, Intern. Conf. Nucl. Phys. and Phys. Fundam. Particles, 102 (1951).

¹⁷⁾ L. J. B. Goldfarb a D. Feldman, Phys. Rev., sv. 88, 1099 (1952).

¹⁸⁾ Don R. Swanson, Phys. Rev., sv. 89, 740 (1953).

¹⁹⁾ H. P. Noyes a H. G. Gamnitz, Phys. Rev., sv. 88, 1206 (1952).

²⁰⁾ H. Snyder a R. E. Marshak, Phys. Rev., sv. 72, 1253 (1947).

²¹⁾ A. Siggel, Phys. Rev., sv. 82, 194 (1951).

²²⁾ G. Breit, Phys. Rev., sv. 84, 1053 (1951).

²³⁾ G. Breit, Phys. Rev., sv. 87, 208 (1952).

Nový stav se nemusí nutně vyznačovat změněnou massou, nýbrž může být způsoben nějakou proměnnou veličinou, jinak vůbec nepozorovatelnou. V zásadě by mělo být možné rozhodnout experimentálně otázku, zda rozptýlené protony jsou po všech stránkách shodné s jinými protony. Nejvhodnější k tomu by byly pokusy, jejichž výsledky závisí na symetrii vlnové funkce. Je nasnadě domněnka, že se vytvářejí přes mezistavy soustavy $p-p$ isomery s velkou excitační energií.

Předpokládáme-li, že isomery mají spin rovný $\frac{1}{2}$ a lichou paritu, lze očekávat přechody od 3P_1 k 3S_1 při zachování úhrnného rotačního impulsu a parity. Z okolnosti, že stav 3P_1 má trojnásobnou váhu stavu 1S_0 , který je jediným stavem dovoleným bez isomerové hypotézy, vyplývá statistický faktor 4 v účinném průřezu rozptylu, který by umožňoval převést isotropii na převládání čistého rozptylu S .

Sotva však si smíme představovat, že se všechny částice, které jsou ve stavu 3P_1 , převedou do stavu 3S_1 . Faktor v účinném průřezu musí proto ležet mezi 1 a 4; udat jeho přesnou hodnotu by bylo asi obtížné. Další obtíž, která je spojena s touto představou, je okolnost, že snaha o dostatečně velký rozptyl S povede zároveň k dosti velkému rozptylu 3P_1 . Dále vzniknou také příslušné přechody ${}^3F_2 \rightarrow {}^3D_2$, ${}^3H_4 \rightarrow {}^3G_4$ atd., jejichž intenzitu lze sotva předem odhadnout.

Při pokusu o fenomenologickou konstrukci modelu, který by vysvětloval mechanismus excitace protonových isomerů přes mezistavy, který by dále zvládl uvedené obtíže a který by konečně správně předpovídal experimentální výsledky, se pravděpodobně neobejdeme bez více méně zřejmých dodatečných fyzikálních hypotéz. Vzniká tak otázka, nelze-li najít jeden jediný dodatečný předpoklad, který nevyžaduje podobných modelových představ a který se tak sice vzdává jednotlivostí při vzniku isomerních protonů, který však zato umožňuje poměrně jednoduché kvantitativní výpočty.

Takový předpoklad by mohl spočívat v představě, že dopadající protony jsou od zasažených protonů rozeznatelné ještě před vlastním rozptylovým aktem, to jest než ještě dorazí do oblasti působení nukleárních sil zasažených protonů. Bylo by na příklad možné si myslet, že blíží-li se sobě dva protony s velkou relativní rychlostí, realisuje se nějaký mechanismus, který činí protony již vzájemně nerozlišitelnými.

Takový předpoklad je jistě trochu provisorní. Přesto je snad alespoň částečně oprávněný názor, že hypotézy, jež je třeba vzít za základ hlubší teorie protonových isomerů, nebudou vcelku podstatně zřejmějšími.

Vzhledem k tomu, že naše znalosti nukleárních sil mají ještě značné mezery a že význam fenomenologických modelů, které zacházejí do detailů, je proto dosti pochybný, a dále vzhledem k tomu, že navrhovaná dodatečná hypotéza je jednoduchá a umožňuje eventuálně přehledné výpočty, stojí jistě za to pokus o výklad rozptylu $p-p$ pomocí takové hypotézy.

Takový pokus vede k těmto konečným závěrům:²⁸⁾

²⁸⁾ V původním pojednání, z něhož je tento výtah pořízen [viz pozn. 7)] je uveden podrobně pokus o takový výklad. Autor uvádí především řadu theoretických vztahů pro diferenciální účinný průřez; dále provádí z pokusných dat výběr vhodných potenciálů a příslušných účinných průřezů a provádí srovnání s experimentem. Konečné závěry vycházejí z podrobného rozboru těchto srovnání.

Výtah, který z celého pojednání přinášíme, má být jen informativní povahy. Jsou proto zmíněné podrobné výpočty a rozborů — ostatně dosti speciální — vynechány.

Problém: Studium rozptylu $p-p$ při energiích od 100 do 435 MeV.

Dodatečné předpoklady:

1. existují protonové isomery;
2. dopadající protony jsou od protonů v klidu rozeznatelné ještě před vlastním rozptylovým dějem;
3. v problému lze aplikovat relativistickou Schrödingerovu rovnici;
4. fáze F a fáze vyšší lze zanedbat;
5. nukleární potenciál má obdélníkovou formu.

V úvahu se berou

- a) obyčejné síly,
- b) síly, které připouštějí interakce jen ve stavech se sudým kvantovým číslem rotačního impulsu (výměnné síly typu Serber),
- c) síly, které připouštějí interakce jen ve stavech S .

Závěry:

K správnému výkladu pokusů je třeba volit pro všechny tři typy nukleárních sil obdélníkové potenciály s dosahem $a \approx 0,26 \cdot 10^{-13}$ cm až $0,56 \cdot 10^{-13}$ cm, a s hloubkou $V_0 \approx 1700$ MeV až 1200 MeV.

Typy a) a c) nukleárních sil dávají při energiích 420 MeV a větších příliš malé hodnoty účinného průřezu pro rozptylový úhel $80-90^\circ$ (v těžištové soustavě), průběh $\sigma\left(\frac{\pi}{2}\right)$ v závislosti na energii není příliš plochý a v celé řadě měření nesouhlasí s naměřenými hodnotami. V těchto ohledech oba typy sil odporují experimentálním výsledkům. Typ c) má proti typu a) větší isotropii.

Pro typ b) nukleárních sil lze vhodnými potenciály reprodukovat správně hodnoty σ při energiích přes 420 MeV, průběh $\sigma\left(\frac{\pi}{2}\right)$ jako funkce energie je plošší než u typů a) a c) a co do velikosti funkčních hodnot je tu souhlas s většinou měření.

Jeden z relativně nejpříznivějších potenciálů typu b) má parametry $a = 0,52 \cdot 10^{-13}$ cm, $V_0 = 1270$ MeV.

Vyjde-li se z nerelativistické Schrödingerovy rovnice, zvětší se pouze použitelné potenciály o několik set MeV (na příklad ve výše uvedeném případě je $V_0 = 1780$ MeV), jinak zůstávají všechny závěry v podstatě v platnosti.

Jistý význam může snad mít také fakt, že i při uvedené metodě studia rozptylu $p-p$ při vysokých energiích se ukazuje:

1. že mezi dvěma protony existuje silná interakce při vzdálenosti asi $0,5 \cdot 10^{-13}$ cm, což ukazuje na to, že v systému nukleárních sil intervenují těžší mesony, než je meson π ,
2. že převažuje výměnná síla typu Serber.

Poznámka: V poslední době byly publikovány výsledky Smithovy²⁹⁾, Morrisovy³⁰⁾ a jiné, podle nichž při velmi velkých energiích převažuje rozptyl vpřed.

Josef Veselka

²⁹⁾ L. W. Smith, A. W. Reynolds a G. A. Snow, Phys. Rev., sv. 98, 1167 (1955).

³⁰⁾ T. W. Morris, J. D. Garrison, E. C. Fowler, W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike a W. L. Whittemore, Phys. Rev., sv. 98, 1167 (1955).