

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Josef Kvasnica  
Jaderné síly

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 9 (1964), No. 1, 18--28

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137885>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1964

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>

# JADERNÉ SÍLY

JOSEF KVASNICA, Praha

V článku jsou vysvětleny základní metody, jimiž se získávají informace o jaderných silách, a hlavní myšlenky mezonové teorie jaderných sil.

## ÚVOD

Problém jaderných sil vyvstal bezprostředně poté, co se vyjasnilo, že atomové jádro je složeno z protonů a neutronů. (Proton a neutron označujeme společným názvem *nukleon*.)

Je předem jasné, že vazbové síly nukleonů v jádře (tj. jaderné síly) nemohou být elektromagnetickými silami. Uvedeme v krátkosti alespoň některé argumenty: dva protony se elektricky odpuzují, mezi protonem a neutronem nepůsobí elektromagnetické síly (nepřihlížíme-li k prakticky bezvýznamné interakci způsobené magnetickými momenty nukleonů) a přesto existuje stabilní jádro deuteria. Kromě toho elektromagnetické síly ubývají se vzdáleností pouze pozvolna, zatímco jaderné síly mají velmi krátký dosah  $r_0$ , řádově  $10^{-13}$  cm; vně této oblasti jsou jaderné síly prakticky nulové a uvnitř dosahu interakce jsou natolik mohutné, že mnohonásobně převyšují i značnou elektrostatickou repulzi protonů. Přitažlivé gravitační síly jsou však příliš slabé a příliš pomalu ubývají se vzdáleností.

Z toho usuzujeme, že vazbové síly mezi nukleony představují nový, specifický druh sil. O nejdůležitějších vlastnostech těchto sil a jejich teoretické interpretaci zde v krátkosti pojednáme.

## ZÁKLADNÍ INFORMACE O JADERNÝCH SILÁCH

Bezprostřední měření sil působících mezi nukleony není možné, proto veškeré informace o těchto silách je nutno získávat nepřímou cestou. Hlavním zdrojem našich informací o jaderných silách je studium rozptylu nukleonů na nukleonech (resp. na atomových jádrech). Řadu obecných poznatků o jaderných silách je možno odvodit také z vlastností atomových jader. Pojednáme v krátkosti o obou těchto metodách a hlavních výsledcích získaných těmito metodami.

Pro vysvětlení základních myšlenek „rozptylové metody“ se nejlépe hodí studium rozptylu neutronů na protonech (jádrech atomu vodíku). Tím vyloučíme některé pro naše účely nepodstatné komplikace vznikající v důsledku Coulombova rozptylu a identičnosti částic.

V důsledku sil působících mezi protony a neutrony se budou neutrony vychylovat

z původního směru.<sup>1)</sup> Kdybychom znali zákon vzájemného působení neutronu a protonu, mohli bychom vypočítat úhlové rozdělení (intenzitu) rozptýleného svazku neutronů. Jde-li však o jaderné síly, je situace právě obrácená: z experimentálně známého úhlového rozdělení rozptýlených nukleonů usuzujeme na vlastnosti působících sil.

Z kvantové teorie je totiž znám exaktní vztah mezi úhlovým rozdělením (diferenciálním účinným průřezem) a zákonem vzájemného působení dvou částic. Obecný vzorec je však značně komplikovaný, proto užijeme jistého zjednodušeného vzorce, který se lépe hodí k ilustraci uvedené metody. Tento zjednodušený vzorec má tvar [1]

$$(1) \quad d\sigma = \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 |U_{if}|^2 d\Omega .$$

Zde  $d\sigma$  značí diferenciální účinný průřez,<sup>2)</sup>  $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  je redukovaná hmota obou interagujících částic,  $d\Omega$  je element prostorového úhlu a

$$(2) \quad U_{if} = \int \psi_i^* U \psi_f d^3r$$

je maticový element interakčního zákona.

Vezmeme-li vlnové funkce počátečního ( $\psi_i$ ) a konečného ( $\psi_f$ ) stavu neutronu ve tvaru rovinných vln ( $\hbar\mathbf{k}$  a  $\hbar\mathbf{k}'$  je počáteční a konečný impuls neutronu),

$$(3) \quad \psi_i = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad \psi_f = e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}} .$$

dostaneme

$$(4) \quad U_{if} = \int e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} U e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}} d^3r .$$

Předpokládejme, že interakční zákon  $U$  protonu a neutronu závisí pouze na vzájemné vzdálenosti  $r$  obou nukleonů a že představuje obyčejnou funkci  $U = U(r)$ . V takovém případě je

$$(5) \quad U_{if} = \int U(r) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3r ,$$

kde

$$(6) \quad \hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}' - \hbar\mathbf{k}$$

je změna vektoru impulsu neutronu. Úhel rozptylu  $\vartheta$  je určen vztahem

$$(7) \quad \cos \vartheta = \frac{\mathbf{k}\mathbf{k}'}{kk'} .$$

<sup>1)</sup> Kromě toho může docházet k řadě dalších procesů, např. k zachycení neutronu, vzniku nových částic apod. Zde se však budeme zabývat pouze pružným rozptylem.

<sup>2)</sup> Veličina  $d\sigma$  určuje počet neutronů rozptýlených jedním protonem do prostorového úhlu  $d\Omega$ , byla-li intenzita dopadajícího svazku jednotková (jeden neutron na  $1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ .)

Je-li známo  $d\sigma$ , pak z rovnice (1) je možno určit  $U_{i,f}$ . Tím je tedy známa levá strana rovnice (5). Hledaná funkce  $U = U(r)$  se vyskytuje v integrandu. Rozřešíme-li rovnici (5) vzhledem k neznámé  $U = U(r)$ , dostaneme interakční zákon neutronu a protonu. Řešení rovnice (5) je známo z úvodního kursu matematiky:

$$(8) \quad U(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int U_{i,f} e^{-i\mathbf{q}r} d^3\mathbf{q}.$$

To je hlavní myšlenka metody získávání informací o jaderných silách na základě studia elastického rozptylu nukleonů na nukleonech.

Všimněme si nyní některých důsledků, k nimž vede vzorec (1) a (5). Nechť impuls dopadajícího neutronu je malý  $k \rightarrow 0$ . Poněvadž  $U \neq 0$  pouze uvnitř dosahu jaderné interakce ( $0 \leq r \leq r_0$ ), je možno faktor  $e^{i\mathbf{q}r}$  nahradit jedničkou; maticový element  $U_{i,f}$  je pak roven konstantě nezávislé na úhlu rozptylu:

$$U_{i,f} = \int_0^{r_0} U(r) d^3\mathbf{r} = 4\pi \int_0^{r_0} r^2 U(r) dr = U_0.$$

V důsledku tohoto vztahu je rozptyl pomalých neutronů *izotropní* (nezávislý na úhlu rozptylu  $\vartheta$ ):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{mU_0}{2\pi \hbar^2} \right)^2.$$

Přišli jsme tak k následujícímu závěru: mají-li jaderné síly krátký dosah, je rozptyl pomalých neutronů na protonech izotropní. Tuto úvahu je možno také obrátit: je-li úhlové rozdělení (při malých energiích) izotropní, jsou jaderné síly silami krátkého dosahu. Tento test krátkého dosahu jaderných sil je snadno dostupný experimentální prověrce.

Z rozptylu pomalých neutronů na protonech je možno odvodit i další důležitou vlastnost jaderných sil, a to jejich závislost na vzájemné orientaci spinů obou interagujících nukleonů. Je známo, že vodíková molekula se vyskytuje ve dvou různých modifikacích. Modifikaci s antiparalelní orientací spinů ( $S = 0$ ) nazýváme paravodík a modifikaci s paralelní orientací spinů ( $S = 1$ ) ortovodík. Je-li interakce neutronu s protonem závislá na vzájemné orientaci spinů protonu a neutronu, bude se rozptyl neutronů na ortovodíku lišit od rozptylu na paravodíku. (Podrobnosti viz např. v [2].) Experimenty potvrdily zcela jednoznačně závislost jaderných sil na spinu.

Krátký dosah jaderných sil značně komplikuje nalezení zákona vzájemného působení dvou nukleonů. Příčina je v tom, že v oblasti interakce se faktor  $\exp(i\mathbf{k}r)$  mění (při nízkých energiích) pouze nepatrně, takže rozptyl závisí pouze na konstantě  $U_0$ . Je však možno najít libovolný počet potenciálů krátkého dosahu s touž konstantou  $U_0$ . Z rozptylu pomalých neutronů na protonech je tedy možno určit pouze jistou *integrální* charakteristiku jaderných sil (konstantu  $U_0$ ); *detailní průběh* interakce  $U = U(r)$  uvnitř dosahu jaderných sil nelze z těchto pokusů určit.

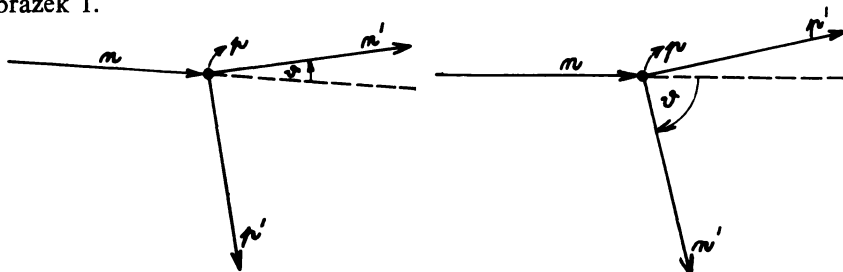
Chceme-li získat detailnější informace o jaderných silách, musíme zkoumat rozptyl dostatečně rychlých nukleonů. V takovém případě se faktor  $\exp(i\mathbf{kr})$ , resp.  $\exp(i\mathbf{qr})$  dostatečně rychle mění v dosahu interakce, takže hodnota maticového elementu  $U_{if}$  bude dosti silně záviset na změně impulsu  $\mathbf{k}' - \mathbf{k}$ , resp. úhlu rozptylu  $\vartheta$ .

Poněvadž  $U \neq 0$  pouze v oblasti  $(0, r_0)$ , faktor  $\mathbf{qr}$  se bude měnit v intervalu  $(-qr_0, +qr_0)$ . Je-li  $qr_0 > 1$ , pak faktor  $\exp(i\mathbf{qr})$  rychle osciluje, což způsobí, že maticový element  $U_{if}$  bude velmi malý. V důsledku toho by měl být malý i účinný průřez  $d\sigma$ . Výjimku tvoří pouze oblast  $\vartheta \rightarrow 0$  (tj.  $\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p}$ ), při níž je  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ . Při malých rozptylových úhlech je faktor  $\exp(i\mathbf{qr})$  blízký k jedné, takže  $U_{if} \neq 0$  pouze v oblasti  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ , resp.  $\vartheta \rightarrow 0$ . Při vysokých energiích by tedy měl převládat rozptyl na malé úhly ( $\vartheta \rightarrow 0$ ). To znamená, že většina rozptýlených neutronů by se měla pohybovat ve směru blízkém k původnímu směru neutronového svazku. Ze zákona zachování energie a impulsu plyne, že protony by měly být odraženy kolmo ke směru rozptýleného neutronu. Důkaz tohoto tvrzení je elementární. Označíme-li  $\mathbf{p}_p, \mathbf{p}_n$  impulsy protonu a neutronu před srážkou a  $\mathbf{p}'_p, \mathbf{p}'_n$  impulsy po srážce, pak platí (proton je před srážkou v klidu  $\mathbf{p}_p = 0$ ):

$$\mathbf{p}_n = \mathbf{p}'_n + \mathbf{p}'_p,$$

$$\frac{1}{2M} \mathbf{p}_n^2 = \frac{1}{2M} \mathbf{p}'_p{}^2 + \frac{1}{2M} \mathbf{p}'_n{}^2.$$

Vektory  $\mathbf{p}_n, \mathbf{p}'_n, \mathbf{p}'_p$  tedy tvoří pravoúhlý trojúhelník s přeponou  $\mathbf{p}_n$ . Situaci znázorňuje obrázek 1.



Obr. 1.

Obr. 2.

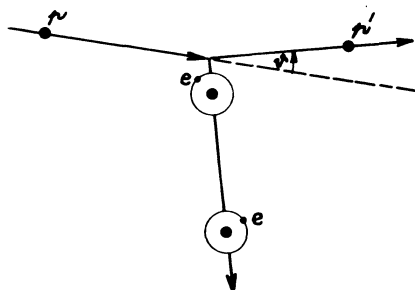
Tento očekávaný průběh rozptylu je možno pochopit i z následující elementární úvahy: Při vysokých energiích bude energie dopadajícího neutronu značně převyšovat interakční energii, takže interakční energie bude představovat relativně malý vliv. Uvážíme-li ještě, že neutron se bude vyskytovat v dosahu interakce pouze velmi krátkou dobu, dospějeme k následujícímu závěru: vychýlení neutronu bude ve většině případů velmi malé.

Jaké jsou experimentální výsledky? Ukazuje se, že při energii neutronů  $E_n \gtrsim 100 \text{ MeV}$  se pozoruje značná část (asi polovina) neutronů, které jsou rozptýleny pod úhlem  $\vartheta \cong 90^\circ$  ke směru dopadajícího neutronového svazku. (Asi polovina protonů je odražena ve směru původního neutronového svazku.) Můžeme proto říci,

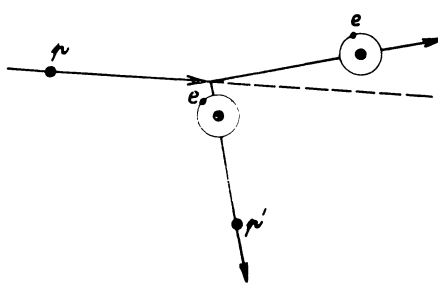
že v procesu interakce neutronu s protonem dochází asi v polovině případů ke vzájemné výměně protonu a neutronu. (Neutron a proton si navzájem vymění svá místa, popř. elektrické náboje.) V tom je právě podstata výměnného charakteru jaderných sil. Situace při rozptylu vlivem výměnných sil je zřejmá z obr. 2.

V této vzájemné výměně interagujících nukleonů není nic záhadného. S podobnou situací se setkáváme i při jiných příležitostech. Pokládáme za užitečné uvést jednoduchý názorný příklad, který nám pomůže lépe pochopit mechanismus výměny.

Mějme neutrální atomy vodíku, které jsou ostřelovány (bombardovány) svazkem protonů (ionizovaných vodíkových atomů). V procesu interakce protonu s vodíkovým atomem může dojít ke dvěma základním procesům. V prvním případě je proton vychýlen v důsledku elektromagnetických sil, jež působí mezi protonem a vodíkovým atomem. Tato situace je znázorněna na obr. 3a. Ve druhém případě dojde ke vzájemné



Obr. 3a.



Obr. 3b.

výměně elektronu mezi oběma interagujícími částicemi; rozptýlený proton se dále pohybuje jako neutrální vodíkový atom (viz obr. 3b). Vzájemná výměna míst protonu a neutrálního vodíkového atomu tedy záleží v tom, že v procesu interakce si tyto částice vymění jistou částici — elektron.

Obdobným způsobem interpretujeme i výměnnou interakci mezi dvěma nukleony (např. neutronem a protonem): interagující nukleony si navzájem vymění jistou částici (mezon). Vysvětlíme si tuto myšlenku poněkud podrobněji.

## MEZONOVÁ TEORIE JADERNÝCH SIL

Současná fyzika interpretuje vzájemné působení částic pomocí polí vytvořených interagujícími částicemi. Interakci dvou elektrických nábojů  $e_1$  a  $e_2$  vysvětlujeme známým způsobem: elektrické náboje jsou zdroji elektrického (resp. elektromagnetického) pole; elektrické pole vytvořené každým z nábojů působí na druhý náboj.

Je však známo, že elektromagnetické pole je možno interpretovat jako systém

částic (fotonů), které se pohybují rychlostí světla. Interakci dvou elektrických nábojů pak interpretujeme takto: jeden z nábojů emituje foton (kvantum elektromagnetického pole), který je potom pohlcen druhým nábojem. V neustálém opakování této vzájemné výměny fotonů mezi oběma náboji záleží podstata elektromagnetické interakce. Z této představy je možno teoreticky odvodit např. známý Coulombův zákon.

Obdobným způsobem interpretujeme i interakci dvou nukleonů. Pro konkrétnost budeme opět mluvit o interakci neutronu s protonem. Každý z nukleonů vytvoří ve svém okolí jisté pole, které zprostředkuje interakci mezi oběma nukleony. (Pole vytvořené prvním nukleonem působí na druhý nukleon a obráceně.) Toto nové fyzikální pole (pole jaderné interakce) si můžeme opět představit jako systém částic, které jsou navzájem vyměňovány mezi interagujícími nukleony.

Vzájemnou výměnu neutronu a protonu můžeme vysvětlit následujícím způsobem: proton vyše kladně nabitou částici (kvantum uvedeného pole), která je pak absorbována neutronem. Je možný také následující proces: neutron vyše záporně nabitou částici (tím se neutron změní na proton), která je pak absorbována protonem, čímž se změní proton na neutron. Dojde-li k výměně elektricky neutrální částice mezi protonem a neutronem, nepozorujeme v procesu interakce vzájemnou výměnu protonu a neutronu. Uvedený mechanismus interakce nukleonů dovoluje tedy velmi jednoduše vysvětlit oba základní případy elastického rozptylu při vysokých energiích (viz obr. 1 a 2).

Hmotu těchto předpokládaných částic, jež zprostředkují jadernou interakci nukleonů, je možno odhadnout následující úvahou (YUKAWA, 1935). V jistém stadiu interakce obou nukleonů existuje (kromě obou nukleonů) také částice zprostředkující interakci. Tento stav je však nestacionární (dojde k absorpci částice), takže energie obou nukleonů se změní o  $\Delta E$ . Označíme-li  $\tau$  dobu trvání nestacionárního stavu, platí mezi oběma veličinami známá relace (viz např. [1])

$$(9) \quad \tau \Delta E \cong \hbar .$$

Je-li  $m$  hmota vyměňované částice, pak  $\Delta E = mc^2$ . Veličinu  $\tau$  můžeme interpretovat jako dobu, která je potřebná k tomu, aby zprostředkující částice proběhla vzdálenost mezi oběma interagujícími nukleony. Označíme-li  $r_0$  dosah interakce, pak  $\tau = r_0/v$ , kde  $v$  je rychlost částice. Položíme-li rychlost  $v$  řádově rovnu rychlosti světla, pak  $v \cong c$ , resp.  $\tau \cong r_0/c$ . Použijeme-li obou vztahů ( $\Delta E = mc^2$  a  $\tau \cong r_0/c$ ), pak z rovnice (9) dostaneme

$$(10) \quad r_0 \cong \frac{\hbar}{mc} .$$

Dosah interakce  $r_0$  je tedy řádově roven Comptonově vlnové délce částice zprostředkující jadernou interakci. Položíme-li  $r_0 \cong 1,4 \cdot 10^{-13}$  cm, dostaneme pro hmotu  $m$  hodnotu

$$(11) \quad m \cong 270 m_e ,$$

kde  $m_e$  je hmota elektronu. Hmota částic zprostředkujících jadernou interakci má tedy ležet mezi hmotou elektronu a hmotou nukleonu ( $M \cong 1836 m_e$ ). Z toho důvodu byly tyto částice nazvány *mezony*. (Řecky mezos značí střední.)

Dnes známe několik druhů mezonů. Mezony, které mají zprostředkovat jadernou interakci nukleonů, musí velmi silně interagovat s nukleony (musí docházet k silné absorpci těchto mezonů atomovými jádry). Tyto mezony byly objeveny v kosmickém záření r. 1948 (POWELL a OCCHIALINI). Yukawovy mezony dnes nazýváme mezony  $\pi$ . (Symbol  $\pi$  má svůj původ ve slově primární). V dalším výkladu — nebude-li řečeno jinak — budeme výrazem mezon rozumět mezon  $\pi$ .

Vlnovou rovnici mezonů  $\pi$  (rovnici mezonového pole) najdeme touto úvahou. Z kvantové teorie je známo, že vlnovou rovnici dostaneme tak, že energii  $\varepsilon$  a impuls  $\mathbf{p}$  nahradíme operátory

$$(12) \quad \varepsilon \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad \mathbf{p} \rightarrow -i\hbar \nabla,$$

kteří působí na vlnovou funkci. Vyjdeme-li z relativistického výrazu pro energii

$$\frac{\varepsilon^2}{c^2} = p^2 + m_0^2 c^2,$$

dostaneme ( $\varphi$  je vlnová funkce mezonového pole)

$$\frac{1}{c^2} \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \varphi = (-i\hbar \nabla)^2 \varphi + m_0^2 c^2 \varphi.$$

Po jednoduché úpravě odtud plyne známá KLEINOVA-GORDONOVA rovnice

$$(13) \quad \nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \kappa^2 \varphi = 0,$$

kde

$$(14) \quad \kappa = \frac{m_0 c}{\hbar}.$$

Z předešlého výkladu víme, že veličina  $\kappa$  souvisí s akčním rádiem jaderných sil:  $\kappa \cong 1/r_0$ . V dalším výkladu se k této skutečnosti ještě vrátíme.

Statické mezonové pole  $\varphi = \varphi(\mathbf{r})$  je tedy popsáno rovnicí

$$(15) \quad \nabla^2 \varphi - \kappa^2 \varphi = 0.$$

Tato rovnice má (až na důležitý člen  $-\kappa^2 \varphi$ ) obdobný tvar jako LAPLACEOVA rovnice ( $\nabla^2 \varphi = 0$ ) pro elektrostatický, resp. gravitační potenciál. Funkci  $\varphi$  můžeme ztotožnit s potenciálem mezonového pole.

Jaderné síly lze s dostatečnou přesností pokládat za centrální:  $\varphi(\mathbf{r}) = \varphi(r)$ . Přepíše-



me-li Laplaceův operátor  $\nabla^2$  do sférických souřadnic a uijeme předpokladu sférické symetrie ( $\varphi$  nezávisí na polárních úhlech), dostaneme

$$(16) \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) - \kappa^2 \varphi = 0.$$

Vzniklou rovnici snadno rozřešíme substitucí

$$(17) \quad \varphi(r) = \frac{\chi(r)}{r}.$$

Po elementární úpravě dostaneme obyčejnou lineární rovnici s konstantními koeficienty

$$(18) \quad \chi'' - \kappa^2 \chi = 0.$$

Obecné řešení této rovnice zní

$$(19) \quad \chi = C_1^{-\kappa r} + C_2^{+\kappa r},$$

kde  $C_1, C_2$  jsou integrační konstanty. Poněvadž jaderné síly s rostoucí vzdáleností rychle klesají (při  $r \rightarrow \infty$  je  $\varphi \rightarrow 0$ ), musí být  $C_2 = 0$ . Potenciál  $\varphi$  mezonového pole je tedy určen rovnicí ( $C_1 \equiv -g$ )

$$(20) \quad \varphi(r) = -g \frac{e^{-\kappa r}}{r}.$$

Tato rovnice určuje potenciál  $\varphi$  mezonového pole ve vzdálenosti  $r$  od nukleonu (zdroje mezonového pole).

Konstanta  $g$  má analogický význam jako elektrický náboj pro elektrostatickou (Coulombovu) interakci:  $g$  určuje při dané vzdálenosti hodnotu mezonového pole vytvořeného jedním z nukleonů. Z tohoto důvodu je možno nazvat veličinu  $g$  „mezonovým nábojem nukleonu“. Veličina  $g$  je tedy mírou intenzity jaderné interakce, obdobně jako elektrický náboj je mírou intenzity elektrostatického pole, resp. elektrostatické interakce. Vložíme-li do mezonového pole  $\varphi$  jiný nukleon s „mezonovým nábojem“  $g$ , je možno interakci  $U$  obou nukleonů vyjádřit rovnicí  $U = g\varphi$ , resp.

$$(21) \quad U = -g^2 \frac{e^{-\kappa r}}{r}.$$

To je známý *Yukawův interakční zákon* dvou nukleonů.

Ze vzorce (21) je vidět, že při vzdálenostech  $r \gtrsim 1/\kappa$  je  $U$  velmi malé; veličinu  $1/\kappa$  je tedy možno ztotožnit s dosahem jaderné interakce.

Yukawův zákon (21) jsme odvodili za předpokladu, že interakce je zprostředkována mezonovým polem. Ke stejnému výsledku je možno dospět i na základě mechanizmu výměny mezonů mezi nukleony. Naznačíme v krátkosti příslušný postup.

V důsledku interakce obou nukleonů dojde ke změně jejich energie o  $\Delta E$ . Z kvantové mechaniky je známo [1], že změna energie  $\Delta E$  souvisí s interakčním zákonem  $U$  následujícím vztahem

$$(22) \quad \Delta E = - \sum_{\mathbf{k}} \frac{U_{0\mathbf{k}} U_{\mathbf{k}0}}{E_{\mathbf{k}} - E_0},$$

kde  $E_0$  je energie obou nukleonů před interakcí a  $E_{\mathbf{k}}$  jsou energie intermediálních stavů (stavů, v nichž existuje mezon s impulsem  $\hbar\mathbf{k}$ ). Symboly  $U_{0\mathbf{k}}$  a  $U_{\mathbf{k}0}$  značí maticové elementy interakce. Poněvadž  $U = g\varphi$ , bude  $U_{0\mathbf{k}}$  a  $U_{\mathbf{k}0}$  souviset s vlnovou funkcí emitovaného, resp. absorbovaného mezonu. Normované vlnové funkce emitovaného a absorbovaného mezonu mají známý tvar

$$\varphi_{01} = \sqrt{\frac{2\pi}{\varepsilon}} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_1}, \quad \varphi_{10} = \sqrt{\frac{2\pi}{\varepsilon}} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_2}.$$

(Symbolem  $\varphi_{01}$  označujeme přechod  $0 \rightarrow 1$ , tj. emisi mezonu  $\hbar\mathbf{k}$  v bodě  $\mathbf{r}_1$ ; symbol  $\varphi_{10}$  označuje absorpci mezonu v bodě  $\mathbf{r}_2$ . Rozdíl energií  $E_{\mathbf{k}} - E_0$  je roven energii mezonu  $\varepsilon = c(p^2 + m_0^2 c^2)^{\frac{1}{2}} = \hbar c(k^2 + \kappa^2)^{\frac{1}{2}}$ . Platí tedy

$$(23) \quad U_{0\mathbf{k}} U_{\mathbf{k}0} = \frac{2\pi g^2}{\varepsilon} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = \frac{2\pi g^2 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{\hbar c(k^2 + \kappa^2)^{\frac{1}{2}}},$$

kde  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$  je relativní vzdálenost obou nukleonů.

Pro změnu  $\Delta E$  energie tak dostaneme

$$(24) \quad \Delta E = - \frac{2\pi g^2}{\hbar^2 c^2} \sum_{\mathbf{k}} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{k^2 + \kappa^2}.$$

Součet přes všechny možné impulsy emitovaných (resp. absorbovaných) mezonů je možno poměrně jednoduše vypočítat. Po provedení příslušných výpočtů dostaneme

$$(25) \quad \Delta E = - g^2 \frac{e^{-\kappa r}}{r}.$$

Změna  $\Delta E$  energie nukleonů způsobená vzájemnou výměnou mezonů je však právě interakční energie obou nukleonů. (Proces interakce je ekvivalentní vzájemné výměně mezonů.)

V předešlých úvahách jsme zanedbávali vliv spinu nukleonů. Započtením spinu nukleonů dostaneme závislost jaderných sil na spinu obou nukleonů. Tyto otázky mají však poněkud speciální charakter, proto se zde jimi nebudeme zabývat.

Jak jsme už dříve uvedli, řadu informací o jaderných silách je možno získat z obecných vlastností atomových jader. Zde se zaměříme především na tzv. *saturaci* (nasyčení) jaderných sil, která úzce souvisí s výměnným charakterem jaderných sil.

Z úvodního kursu fyziky je známo, že střední vazbová energie jader připadající na jeden nukleon je zhruba konstantní. To znamená, že celková vazbová energie jádra je

zhruba přímo úměrná celkovému počtu nukleonů. Kdyby působil každý nukleon s každým jiným nukleonem v jádře, vazbová energie by rostla jako počet interagujících dvojic:

$$\binom{A}{2} = \frac{1}{2} A(A-1) \cong \frac{1}{2} A^2 .$$

Vazbová energie by tedy rostla *kvadraticky* s hmotovým číslem  $A$ . Odtud je nutno učinit závěr, že každý nukleon může interagovat pouze s *několika* jinými (tj. *ne se všemi*) nukleony v jádře. Můžeme proto říci, že jaderné síly se nasatí (saturují) při jistém malém počtu nukleonů.

Síly podobných vlastností jsou známy např. v chemii. Je např. známo, že vodíková molekula se vždycky skládá ze dvou a nikdy ne více atomů. To znamená, že síly zprostředkující vazbu vodíkových atomů se nasatí při dvou atomech. Čtenář zajisté ví, že vazba atomů ve vodíkové molekule je způsobena vzájemnou výměnou elektronů obou atomů dané molekuly. Obdobným způsobem souvisí saturace jaderných sil s výměnou mezonů mezi nukleony: každý nukleon si může vyměňovat mezony pouze s jistým omezeným počtem sousedních nukleonů. Proto se vazbová energie jader mění zhruba lineárně s počtem nukleonů. Výměnný charakter jaderných sil tedy velmi úzce souvisí se saturací.

## ZÁVĚR

Mezonová teorie jaderných sil dovede kvalitativně vysvětlit všechny známé vlastnosti jaderných sil, jako jsou krátký dosah, spinová závislost, výměnný charakter, saturace apod. V současné době není znám ani jediný experiment, který by mezonové teorii *odporoval*. Doposud se však nepodařilo najít interakční zákon, který by *kvantitativně správně* vystihoval všechny experimentálně známé projevy a důsledky jaderných sil. Tato neuspokojivá situace příliš nepřekvapuje. Všechny výsledky mezonové teorie byly odvozeny pouze v jistých *nejnižších aproximacích* poruchové teorie. Poněvadž jaderné síly nejsou slabé, není vůbec jasné, zdali rozvoj poruchové teorie konverguje, resp. zdali má vůbec matematický smysl. V současné době neznáme jinou metodu výpočtu, než je poruchová teorie. Kromě toho existuje i řada dalších komplikací. Při interakci vysokoenergetických nukleonů vznikají nové částice, o jejichž vlivu na jaderné síly nemáme v současné době prakticky žádných informací. Zdá se proto nanejvýš pravděpodobné, že problém jaderných sil bude možno řešit až po vytvoření obecné teorie elementárních částic.

Možnost experimentálního nalezení interakčního zákona dvou nukleonů je v současné době také velmi malá. Z předchozího výkladu plyne, že k detailnímu určení interakčního zákona je nutno použít vysokoenergetických nukleonů. S rostoucí energií nukleonů však rostou i experimentální obtíže a pozorovací chyby. Z experimentálních výsledků není tedy možno jednoznačně rozhodnout mezi různými interakčními zákony dvou nukleonů.

Byl bych nerad, kdyby z těchto závěrečných poznámek vznikl zbytečný pesimismus o problému jaderných sil. S podobnou „beznadějně vyhlížející“ situací jsme se setkali ve fyzice už vícekrát a vždycky jsme se dočkali překvapivě jednoduchého vysvětlení. (Stačí připomenout teorii relativity a kvantovou teorii.) Není důvodů pochybovat o tom, že i neobyčejně obtížný problém jaderných sil bude uspokojivě rozřešen.

#### Literatura

- [1] D. BLOCHINCEV: *Základy kvantové mechaniky*.  
[2] J. KVASNICA: *Úvod do teorie atomového jádra* (skriptum).

#### Šrouby s dynamometrem

vyrábí jedna anglická firma. Mají čtyřhrannou hlavu s dosedací plochou vybranou takovým způsobem, že při utahování dosednou na podložku nejprve rohy. Při dalším utahování s rostoucím axiálním tahem se hlava deformuje a její střed se přibližuje k podložce. Velikost axiálního tahu je možno snadno kontrolovat tím, že se změří vzdálenost středu hlavy od podložky jednoduchou plechovou měrkou. Citlivost zařízení je vyhovující a chyba měření nepřesáhne  $\pm 7\%$ . Šrouby se uplatní při montáži namáhaných ocelových konstrukcí.

*Ivan Soudek*

#### Usměrňovače s organickými polovodiči

byly postaveny v SSSR. Jejich výkonnost je zatím malá, ale autoři jsou přesvědčeni, že během dvou až tří let dosáhnou prakticky použitelných výsledků.

*Ivan Soudek*

#### Rozsáhlé měření osobního reakčního času

provedli na veletrhu v Lipsku pracovníci firmy Ihagee. Měřili dobu, která uplyne od rozsvícení světla do stisknutí spouště fotografického přístroje. Zjistili, že u největšího počtu osob je tato doba při prvním pokusu 250–300 ms (u žen spíše delší), kdežto při třetím pokusu 200 ms (bez ohledu na pohlaví), že osoby zaměstnané převážně duševní prací mají nepatrně kratší reakční čas než osoby pracující převážně tělesně, že se s pokračujícím věkem rekační čas prodlužuje asi o 50 ms při prvním pokusu, že asi  $\frac{1}{3}$  osob měla při druhém pokusu větší zpoždění než při prvním a že u 95% zkoumaných osob ležel reakční čas mezi 150 a 600 ms.

*Ivan Soudek*