

Vedecká rada Fakulty matematiky, fyziky a informatiky
Univerzity Komenského v Bratislave

Mgr. Roman Pekarík

Autoreferát dizertačnej práce

**Univerzálny prístup k popisu elektromagnetickej
štruktúry silnointeragujúcich častíc**

na získanie vedecko–akademickej hodnosti

philosophiae doctor

v odbore doktorandského štúdia

11-24-9 jadrová a subjadrová fyzika

Bratislava 2006

Dizertačná práca bola vypracovaná v dennej forme doktorandského štúdia na Fyzikálnom ústave Slovenskej akadémie vied v Bratislave, oddelenie teoretickej fyziky.

Predkladateľ: Mgr. Roman Pekarík
Fyzikálny ústav Slovenskej akadémie vied
Dúbravská cesta 9
845 11 Bratislava

Školiteľ: RNDr. Stanislav Dubnička, DrSc.
Fyzikálny ústav SAV
Dúbravská cesta 9
845 11 Bratislava

Oponenti: Ing. Rostislav Mach, DrSc.
Ústav jaderné fyziky AVČR
250 68 Řež u Prahy

Doc. RNDr. Michal Hnatič, CSc.
Ústav experimentálnej fyziky SAV
Watsonova 47
042 53 Košice

RNDr. Fedor Šimkovic, CSc.
Katedra jadrovej fyziky a biofyziky
FMFI UK
Mlynská dolina F2
842 48 Bratislava

Autoreferát bol rozoslaný dňa 2006

Obhajoba dizertačnej práce sa uskutoční dňa 2006 o hod. na Fyzikálnom ústave SAV, Dúbravská cesta 9, 845 11 Bratislava, v miestnosti č., pred komisiou pre obhajobu dizertačnej práce doktorandského štúdia vymenovanou dňa 2006 predsedom spoločnej odborovej komisie vo vednom odbore 11-24-9 Jadrová a subjadrová fyzika.

Predseda spoločnej odborovej komisie:
prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.
Katedra jadrovej fyziky FMFI UK
Mlynská dolina F2
842 48 Bratislava

Obsah

Úvod	2
1 Ciele dizertačnej práce	3
2 Metódy a výsledky	4
2.1 Asymptotické podmienky pre formfaktory reprezentované VMD modelom	4
2.2 Elektromagnetické prechodové formfaktory hadrónov	6
2.3 Podivné prechodové formfaktory mezónov	13
2.4 Príspevky procesov elektrón-pozitrónovej anihilácie na $\phi\eta$ a pseudoskalárny (skalárny) mezón a fotón k $g - 2$ miónov	17
3 Literatúra	21
4 Resumé	23
5 Zoznam publikácií a citácií	24
Summary	25

Úvod

Pri interpretácii existujúcich údajov o elektromagnetickej štruktúre hadrónov sa ukázalo užitočným využitie analytických vlastností odpovedajúcich formfaktorov. Tieto sa obvykle využívali v podobe integrálnych (tzv. disperzných) vzťahov spolu s podmienkou unitarity, ktoré potom dávajú do súvisu skúmaný formfaktor s inými formfaktormi a amplitúdami rôznych silno interagujúcich častíc. Takýto prístup historicky zohral významnú úlohu v prípade nukleónov. Priviedol k predpovedaniu existencie izoskalárnych a izovektorových mezónov, ktoré mali potom za následok vytvorenie modelu vektorovej dominantnosti (VMD) [1], ako jedného z najpoužívanějších modelov pre popis elektromagnetickej štruktúry hadrónov.

Hoci z pohľadu globálnej analýzy existujúcich údajov o elektromagnetických formfaktorech bol VMD model v minulosti najzaužívanejší, má rad nedostatkov. Nezahŕňa nestabilitu vektorových mezónov, podmienku unitarity a analytické vlastnosti formfaktorov, ktoré vedú k realistickejšiemu popisu správania formfaktorov v časupodobnej oblasti. Iným vážnym nedostatkom VMD modelu je rovnaké asymptotické správanie formfaktorov všetkých hadrónov, čo zjavne nesúhlasí s predpoveďou kvarkového modelu pre asymptotické správanie elektromagnetických formfaktorov baryónov a atómových jadier.

Východiskom z takej situácie je univerzálny unitárny a analytický model, ktorý konzistentne zjednocuje experimentálny fakt kreácie vektorovo-mezónových rezonancií v elektrón-pozitrónových anihilačných procesoch na hadróny, analytické vlastnosti elektromagnetických formfaktorov a asymptotické správanie predpovedané kvarkovým modelom hadrónov.

Predložená dizertačná práca je venovaná rozpracovaniu unitárneho a analytického prístupu k neštandardným rozmerným prechodovým formfaktorm, ktoré úzko súvisia s presnejším vyhodnotením hadrónových príspevkov k anomálnym magnetickým momentom nabitých leptónov, v minulosti ovplyvňujúcich vývoj Štandardného Modelu (SM) elektroslabých interakcií. Najskôr sa vyriešil klasický problém VMD modelu, týkajúci sa správneho spôsobu získania asymptotického správania sa formfaktora v rámci VMD modelu. Potom boli rozpracované unitárne a analytické modely prechodových formfaktorov. V analógii s podivnými nukleónovými formfaktormi, predpovedalo sa správanie podivných prechodových formfaktorov v celej oblasti ich definície. Napokon sa previedla podrobná analýza existujúcich experimentov o prechodových formfaktorech, vylúčili sa z analýzy nespoľahlivé údaje a následne sa vyhodnotili realistické príspevky procesov elektrón-pozitrónovej anihilácie na pseudoskalárny (skalárny) mezón, respektíve na phi-eta, k anomálnemu magnetickému momentu miónu.

Výsledky, ktoré sú obsahom predkladanej dizertačnej práce, sú opublikované v štyroch prácach renomovaných zahraničných časopisov a boli prezentované na medzinárodných konferenciách doma i v zahraničí ako: Hadron Structure '02 v Herľanoch (SR), Photon '03 vo Frascati (Taliansko), NAPP '03 v Dubrovniku (Chorvátsko), SIGHAD '03 v Pise (Taliansko) a Hadron Structure '04 v Smoleniciach (SR). Jedna práca je zaslaná do tlače a ešte jedna je pripravená do tlače.

1 Ciele dizertačnej práce

Pri stanovení cieľov dizertačnej práce sme vychádzali zo súčasného stavu skúmanej problematiky. Napriek päťdesiatročnému záujmu expertov k otázke vyhodnotenia anomálnych magnetických momentov nabitých leptónov problém nie je uzavretý a nové spresňujúce experimenty E821 kolaborácie v BNL si vynucujú stále nové a presnejšie teoretické vyhodnotenia anomálneho magnetického momentu miónu, dávajúce šancu objaveniu sa novej fyziky za SM. Tento proces si vynútil rozpracovanie nových realistickejších modelov elektromagnetickej štruktúry hadrónov, ktoré sa stali cieľmi predkladanej dizertačnej práce.

Ciele dizertačnej práce je možné zhrnúť do nasledujúcich bodov:

- Vyriešiť problém s asymptotickými podmienkami pre formfaktory hadrónov reprezentovaných VMD modelom
- Rozpracovať unitárne a analytické modely pre prechodové formfaktory
- Previest' analýzu existujúcich experimentálnych údajov o prechodových formfaktoroch
- Predpovedať správanie podivných prechodových formfaktorov
- Vyhodnotiť príspevky od procesov elektrón-pozitrónovej anihilácie na pseudoskalárne (skalárne) mezóny, eventuálne na phi-eta, k anomálnemu magnetickému momentu miónu

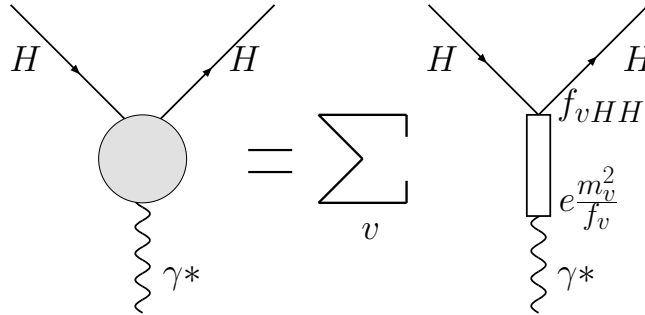
2 Metódy a výsledky

2.1 Asymptotické podmienky pre formfaktory reprezentované VMD modelom

Model dominantnosti vektorových mezónov popisuje vznik vektorových mezónov v e^+e^- anihilácii vzťahom (pozri Obr.1)

$$F(t) = \sum_V \frac{f_{VH\bar{H}}}{f_V} \frac{m_V^2}{m_V^2 - t}, \quad (1)$$

kde $f_{VH\bar{H}}$ a f_V sú vektorovo-mezónovo hadrónové a univerzálne vektorovo-mezónové väzbové konštanty, m_V sú hmotnosti vektorových mezónov a $t = q^2$ je kvadrát hybnosti prenesenej virtuálnym fotónom.



Obrázok 1: Grafická prezentácia VMD modelu

Asymptotické správanie FF pri veľkých hodnotách $|t|$ vyplývajúce z VMD parametrizácie je $\sim t^{-1}$. Tento priebeh však vo všeobecnosti nesúhlasí s kvarkovými počtovými pravidlami (QCR), ktorých platnosť je experimentálne potvrdená. Na základe týchto pravidiel je asymptotika FF funkciou počtu kvarkov tvoriacich hadrón $F(t) \sim t^{1-n_q}$, kde n_q je počet konštituentných alebo tiež valenčných kvarkov. To znamená, že ak je počet valenčných kvarkov $n_q > 2$, asymptotické správanie EM FF hadrónu sa líši od VMD modelu. Nezhodu asymptotík sa podarilo vyriešiť transformáciou VMD reprezentácie (1) s n vektorovými mezónmi na spoločného menovateľa, čím dostaneme racionálnu funkciu s polynómom $(n-1)$. stupňa v čitateli, a následným položením koeficientov pred najvyššími mocninami t rovnými nule. Takto dostávame nasledujúce asymptotické podmienky v tvare sústavy homogénnych rovníc pre pomery väzbových konštánt $a_v = f_{vH\bar{H}}/f_v$

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^n m_j^2 a_j = 0 \\
& \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^n m_i^2 \sum_{j=1}^n m_j^2 a_j = 0 \\
& \sum_{\substack{i_1, i_2=1 \\ i_1 < i_2, i_r \neq j}}^n m_{i_1}^2 m_{i_2}^2 \sum_{j=1}^n m_j^2 a_j = 0 \\
& \sum_{\substack{i_1, i_2, i_3=1 \\ i_1 < i_2 < i_3, i_r \neq j}}^n m_{i_1}^2 m_{i_2}^2 m_{i_3}^2 \sum_{j=1}^n m_j^2 a_j = 0 \\
& \dots\dots\dots \\
& \sum_{\substack{i_1, i_2, \dots, i_{m-2}=1 \\ i_1 < i_2 < \dots < i_{m-2}, i_r \neq j}}^n m_{i_1}^2 m_{i_2}^2 \dots m_{i_{m-2}}^2 \sum_{j=1}^n m_j^2 a_j = 0.
\end{aligned} \tag{2}$$

Koeficienty takto získanej sústavy rovníc pre väzbové konštanty sú pomerne komplikovanými sumami súčinov obsahujúcimi kvadráty vektorovo-mezónových hmotností a nie je ľahké ich prakticky aplikovať.

V minulosti sa využívala jednoduchšia sústava rovníc

$$\begin{aligned}
& \sum_{i=1}^n m_i^2 a_i = 0 \\
& \sum_{i=1}^n m_i^4 a_i = 0 \\
& \sum_{i=1}^n m_i^6 a_i = 0 \\
& \dots\dots\dots \\
& \sum_{i=1}^n m_i^{2(m-1)} a_i = 0,
\end{aligned} \tag{3}$$

ktorá sa odvodila vychádzajúc z predpokladu o analytčnosti EM FF hadrónu a použitím Cauchyho vety k EM FF (aj na FF vynásobený mocninami t). VMD formula (1), pre ktorú sa asymptotické podmienky odvodili, ale nevlastní využité analytické vlastnosti a to vzbudzovalo nedôveru k odvodeným vzťahom.

Tento klasický problém VMD modelu sme vyriešili v práci [2], kde sme matematickou indukciou dokázali, že oba systémy sú ekvivalentné.

Našlo sa raz navždy aj všeobecné riešenie [3] jednoduchších asymptotických podmienok kombinovaných s normou FF, ktoré umožnilo napísať VMD parametrizáciu formfaktora $F_h(t)$ nasýteného n vektorovými mezónmi ($n > m$) v tvare

$$\begin{aligned}
F_h(t) = & F_0 \frac{\prod_{j=1}^m m_j^2}{\prod_{j=1}^m (m_j^2 - t)} + \\
& + \sum_{k=m+1}^n \left\{ \sum_{i=1}^m \frac{m_k^2}{(m_k^2 - t)} \frac{\prod_{j=1, j \neq i}^m m_j^2}{\prod_{j=1, j \neq i}^m (m_j^2 - t)} \frac{\prod_{j=1, j \neq i}^m (m_j^2 - m_k^2)}{\prod_{j=1, j \neq i}^m (m_j^2 - m_i^2)} - \frac{\prod_{j=1}^m m_j^2}{\prod_{j=1}^m (m_j^2 - t)} \right\} a_k,
\end{aligned} \tag{4}$$

ktorý je vhodný pre konštrukciu unitárnych a analytických modelov.

2.2 Elektromagnetické prechodové formfaktory hadrónov

Pod prechodovým EM FF všeobecne rozumieme taký trojčasticový vrchol s virtuálnym fotónom a aspoň jedným hadrónom, kde reálne dve častice sú rôzne. Ak jedna z týchto častíc je reálny fotón, potom hovoríme o prechodovom EM FF ostávajúceho hadrónu.

Aktuálnymi sú prechodový formfaktor $\phi\eta$ a prechodové formfaktory pseudo-skalárnych mezónov, pre ktoré v súčasnej dobe existujú experimentálne údaje.

Prechodový formfaktor $\phi\eta$ je definovaný ako parametrizácia EM toku cez spinový parameter ε^ν a štvorhybnosti P^ρ a k^σ mezónov ϕ a η

$$\langle \phi(P)\eta(k) | J_\mu^{em} | 0 \rangle = \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon^\nu P^\rho k^\sigma \cdot F_{\phi\eta}(t) \tag{5}$$

a totálny účinný prierez e^+e^- anihilácie na $\phi\eta$ je vyjadrený cez formfaktor $F_{\phi\eta}$ nasledujúcim spôsobom

$$\sigma(t) = \frac{\pi\alpha^2}{6t^3} (t + 2m_e^2) \left[\frac{[(t + m_\phi^2 - m_\eta^2)^2 - 4m_\phi^2 t]^3}{t(t - 4m_e^2)} \right]^{1/2} |F_{\phi\eta}|^2. \tag{6}$$

Z predchádzajúcej formuly vidno, že FF $F_{\phi\eta}$ má rozmernosť GeV^{-1} .

Na medzinárodnej konferencii Hadron Structure '04 Baldini prezentoval [4] nové experimentálne údaje o prechodovom FF (ďalej pFF) $f_{\phi\eta}$ normovanom v $t = 0$ na hodnotu 1. V oblasti $2m_e^2 < t < (m_\phi - m_\eta)^2$ bol zdrojom údajov leptónový rozpad ϕ mezónu na η a elektrón-pozitrónový pár [5], v $t > (m_\phi + m_\eta)^2$ dáta pochádzajú z anihilácie elektrón-pozitrónového páru na ϕ a η v BaBar experimente [4]. Tieto údaje Baldinimu umožnili použitím logaritmického disperzného vzťahu predpovedať správanie $|f_{\phi\eta}(Q^2)|$ v nefyzikálnej oblasti $(m_\phi - m_\eta)^2 < q^2 < (m_\phi + m_\eta)^2$, a tiež fázu formfaktora.

V najideálnejšom prípade je výsledkom Baldiniho práce určenie dominantného príspevku mezónu $\phi(1020)$ a príspevku rezonancie $\phi'(1635)$.

Naším cieľom bolo súčasné popísanie existujúcich experimentálnych údajov [6], t.j. údajov z VEPP-2M [5] a detekčného zariadenia BaBar [4], pomocou rozmerného FF $F_{\phi\eta}(q^2)$, konštruovaného v rámci unitárneho a analytického prístupu, a následné porovnanie našich predpovedí v nefyzikálnej oblasti s výsledkami Baldiniho.

Keďže v konečnom stave procesu $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ sú obidve častice izoskaláry, prechodový formfaktor $F_{\phi\eta}(q^2)$ je čistý izoskalár a môže byť teda v rámci VMD parametrizácie nasycovaný iba známymi [7] izoskalárnymi vektorovými rezonanciami s kvantovými číslami fotónu.

Vhodnou variantou sa ukázala kombinácia $\omega(782)$, $\phi(1020)$, $\omega'(1420)$ a $\phi'(1680)$. Potom unitárny a analytický (UA) model $F_{\phi\eta}(t)$ nadobudol tvar

$$\begin{aligned}
F_{\phi\eta}(t) = & \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^2 \left(F_0 \frac{(U_N - U_{\phi'}) (U_N - U_{\phi'}^*) (U_N + U_{\phi'}) (U_N + U_{\phi'}^*)}{(U - U_{\phi'}) (U - U_{\phi'}^*) (U + U_{\phi'}) (U + U_{\phi'}^*)} + \right. \\
& + \left[\frac{(U_N - U_\omega) (U_N - U_\omega^*) (U_N - 1/U_\omega) (U_N - 1/U_\omega^*)}{(U - U_\omega) (U - U_\omega^*) (U - 1/U_\omega) (U - 1/U_\omega^*)} - \right. \\
& \left. - \frac{(U_N - U_{\phi'}) (U_N - U_{\phi'}^*) (U_N + U_{\phi'}) (U_N + U_{\phi'}^*)}{(U - U_{\phi'}) (U - U_{\phi'}^*) (U + U_{\phi'}) (U + U_{\phi'}^*)} \right] a_\omega + \\
& + \left[\frac{(U_N - U_\phi) (U_N - U_\phi^*) (U_N - 1/U_\phi) (U_N - 1/U_\phi^*)}{(U - U_\phi) (U - U_\phi^*) (U - 1/U_\phi) (U - 1/U_\phi^*)} - \right. \\
& \left. - \frac{(U_N - U_{\phi'}) (U_N - U_{\phi'}^*) (U_N + U_{\phi'}) (U_N + U_{\phi'}^*)}{(U - U_{\phi'}) (U - U_{\phi'}^*) (U + U_{\phi'}) (U + U_{\phi'}^*)} \right] a_\phi \\
& + \left[\frac{(U_N - U_{\omega'}) (U_N - U_{\omega'}^*) (U_N + U_{\omega'}) (U_N + U_{\omega'}^*)}{(U - U_{\omega'}) (U - U_{\omega'}^*) (U + U_{\omega'}) (U + U_{\omega'}^*)} - \right. \\
& \left. - \frac{(U_N - U_{\phi'}) (U_N - U_{\phi'}^*) (U_N + U_{\phi'}) (U_N + U_{\phi'}^*)}{(U - U_{\phi'}) (U - U_{\phi'}^*) (U + U_{\phi'}) (U + U_{\phi'}^*)} \right] a_{\omega'} \Big)
\end{aligned} \tag{7}$$

kde $U(t)$ je konformné zobrazenie štvorlistovej Riemannovej plochy premennej q^2 do roviny U

$$U(t) = i \frac{\sqrt{q_{in}^s + q(t)} - \sqrt{q_{in}^s - q(t)}}{\sqrt{q_{in}^s + q(t)} + \sqrt{q_{in}^s - q(t)}}, \tag{8}$$

pričom $q(t) = [(t - t_0)/t_0]^{1/2}$ a $q_{in}^s = [(t_{in}^s - t_0)/t_0]^{1/2}$ a

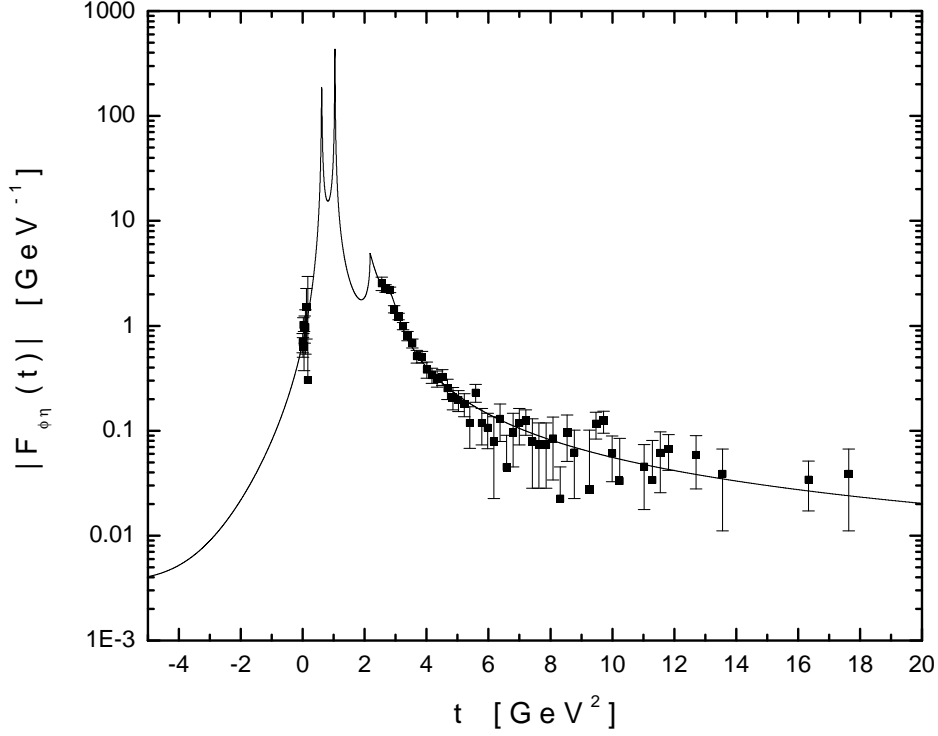
$$U_N = q_{in}^s - \sqrt{(q_{in}^s)^2 + 1}.$$

Porovnaním modelu s existujúcimi 56 experimentálnymi údajmi [4]-[5] vynásobenými hodnotou

$$F_{\phi\eta}(0) = \left(\frac{2m_\phi}{m_\phi^2 - m_\eta^2} \right) \sqrt{\frac{6m_\phi \Gamma(\phi \rightarrow \eta\gamma)}{\alpha(m_\phi^2 - m_\eta^2)}} = 0.689674 \text{ GeV}^{-1}, \tag{9}$$

ktorá sa určila pomocou tabuľkovej hodnoty [7] rozpadovej šírky $\Gamma(\phi \rightarrow \eta\gamma)$, sme našli $\chi^2 = 37.7$ a nasledovné hodnoty pomerov rozmerných väzbových konštánt $a_s = f_{s\phi\eta}/f_s$

$$t_{in}^s = 2.1754 \pm 0.0320 \text{ GeV}^2$$



Obrázok 2: Správanie prechodového FF $|F_{\phi\eta}(t)|$ predpovedaného UA modelom

$$\begin{aligned}
 (f_{\omega\phi\eta}/f_{\omega}) &= +2.3441 \pm 0.1083 \text{ GeV}^{-1} \\
 (f_{\phi\phi\eta}/f_{\phi}) &= -1.8006 \pm 0.0108 \text{ GeV}^{-1} \\
 (f_{\omega'\phi\eta}/f_{\omega'}) &= +0.4225 \pm 0.0146 \text{ GeV}^{-1},
 \end{aligned} \tag{10}$$

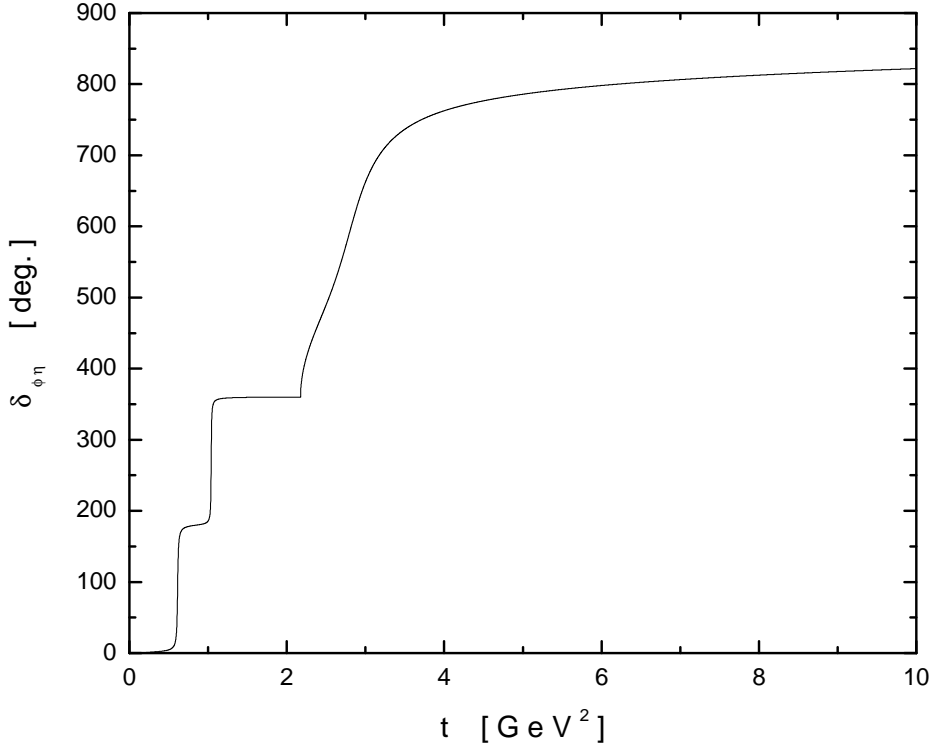
kde rozmernosť pomerov väzbových konštánt GeV^{-1} je definovaná rozmernosťou $F_{\phi\eta}(t)$.

Porovnanie správania sa FF $F_{\phi\eta}(t)$ predpovedaného UA modelom s existujúcimi experimentálnymi údajmi a jeho fáza sú zobrazené na obr.2 a obr.3.

Číselné hodnoty pomerov väzbových konštánt $(f_{\omega\phi\eta}/f_{\omega})$ a $(f_{\phi\phi\eta}/f_{\phi})$ indikujú menej výrazný príspevok $\omega'(1420)$ k správaniu sa $F_{\phi\eta}(t)$ v porovnaní s príspevkom $\omega(782)$ a $\phi(1020)$. Potvrdzujeme ale Baldiniho výsledok dominantného príspevku $\phi(1020)$ mezónu.

Prechodové formfaktory pseudoskalárnych mezónov $F_{\gamma P}(t)$ sú definované vzťahom

$$\langle P(p)\gamma(k)|J_{\mu}^{em}|0 \rangle = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^{\nu} \varepsilon^{\alpha} k^{\beta} \cdot F_{\gamma P}(q^2), \tag{11}$$



Obrázok 3: Fáza $\delta_{\phi\eta}(t)$ prechodového FF $F_{\phi\eta}(t)$, v stupňoch

kde $J_\mu^{em} = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\mu d - \frac{1}{3}\bar{s}\gamma_\mu s$, ε^α je polarizačný vektor reálneho fotónu, q^2 je hybnosť prenesená γ^* a antisymetrický tenzor $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ sa objaví, pretože pseudoskalárne mezóny patria do abnormálnej spinovo-paritnej skupiny.

Priamy výpočet $F_{\gamma P}(Q^2)$ v oblasti experimentálnych údajov v rámci QCD nie je možný.

Brodsky a Lepage [8] použili pQCD (poruchovú QCD) na odvodenie asymptotického tvaru

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} Q^2 F_{\gamma P}(Q^2) = 2f_P \quad (12)$$

kde f_P je mezónová konštanta slabého rozpadu a $-Q^2 = q^2 \equiv t$.

Správanie $F_{\gamma P}(Q^2)$ pre $Q^2 \rightarrow 0$ môže byť určené [8] z axiálnej anomálie v chirálnej limite QCD

$$\lim_{Q^2 \rightarrow 0} F_{\gamma P}(Q^2) = \frac{1}{4\pi^2 f_P}. \quad (13)$$

Ak však zoberieme do úvahy fakt, že f_η a $f_{\eta'}$ na rozdiel od f_π nie sú experimentálne merateľné veličiny, použitím vzorca pre dvojfotónovú parciálnu šírku pseudoskalárneho mezónu

$$\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{64\pi^3 f_P^2} m_P^3 \quad (14)$$

môžeme normu (13) predefinovať na tvar cez dvojfotónovú parciálnu šírku

$$F_0 = F_{\gamma P}(0) = \frac{2}{\alpha m_P} \sqrt{\frac{\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)}{\pi m_P}}. \quad (15)$$

Zo všetkých vzťahov (12)-(15) vidno, že aj v tomto prípade prechodový FF má rozmer GeV^{-1} .

Analytické vlastnosti pFF pseudoskalárnych mezónov sú nasledovné: $F_{\gamma P}(t)$ je analytický v celej komplexnej rovine t okrem rezu na kladnej časti reálnej osi od $t = m_{\pi^0}^2$ po ∞ , pretože existuje intermediálny stav $\pi^0\gamma$, ktorý generuje najnižší bod vetvenia odpovedajúceho FF.

Z dôvodu, že EM prúd sa v izotopickom priestore transformuje ako suma izotopického skalára a tretej zložky izotopického vektora, rozložíme EM prechodový FF pseudoskalárnych mezónov nasledovne

$$F_{\gamma P}(t) = F_{\gamma P}^{I=0}(t) + F_{\gamma P}^{I=1}(t), \quad (16)$$

kde

$$F_{\gamma P}^{I=0}(t) = \sum_{s=\omega, \phi, \omega'} \frac{m_s^2}{m_s^2 - t} \left(\frac{f_{s\gamma P}}{f_s} \right) \quad (17)$$

a

$$F_{\gamma P}^{I=1}(t) = \sum_{v=\rho, \rho'} \frac{m_v^2}{m_v^2 - t} \left(\frac{f_{v\gamma P}}{f_v} \right). \quad (18)$$

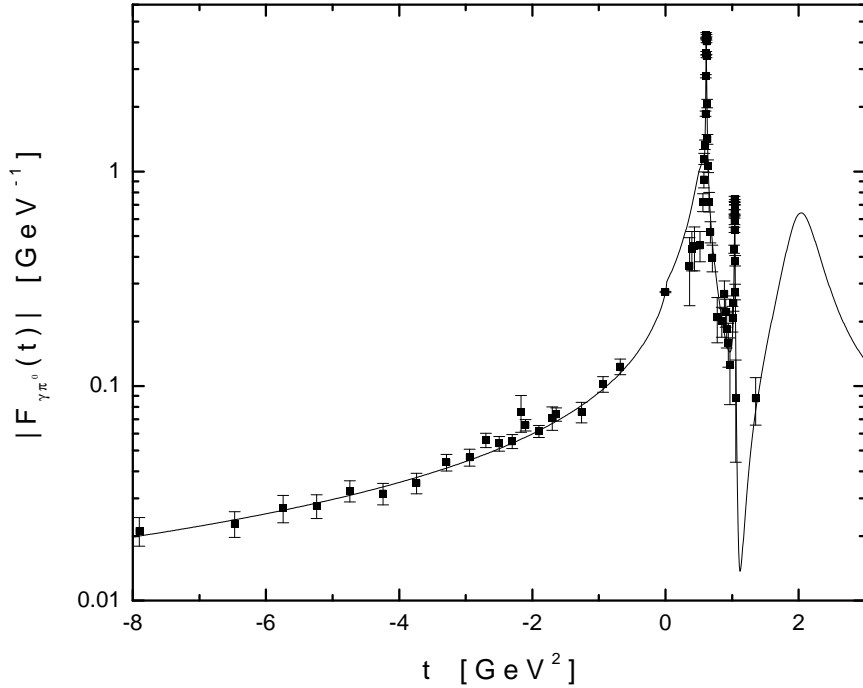
Opodstatnenosť takého rozloženia na izoskalárnu a izovektorovú časť je potvrdená aj experimentálne tým, že vektorové mezóny v základnom stave $\rho(770)$, $\omega(782)$, a $\phi(1020)$ sa rozpadajú na $\gamma\pi^0$ a $\gamma\eta$ s určitou pravdepodobnosťou.

Naším zámerom bolo dosiahnuť popis všetkých existujúcich $t < 0$, $t > 0$ dát v rámci UA prístupu [9], rešpektujúc všetky známe vlastnosti $F_{\gamma P}$.

Ak rozdelíme normu (15) na presné polovice medzi $F_{\gamma P}^{I=0}(t)$ a $F_{\gamma P}^{I=1}(t)$, potom dostávame unitárny a analytický model tvaru

$$\begin{aligned} F_{\gamma P}^{I=0}(t) = & \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^2 \left(\frac{1}{2} F_0 \frac{(U_N - U_{\omega'}) (U_N - U_{\omega'}^*) (U_N + U_{\omega'}) (U_N + U_{\omega'}^*)}{(U - U_{\omega'}) (U - U_{\omega'}^*) (U + U_{\omega'}) (U + U_{\omega'}^*)} + \right. \\ & + \left[\frac{(U_N - U_{\omega}) (U_N - U_{\omega}^*) (U_N - 1/U_{\omega}) (U_N - 1/U_{\omega}^*)}{(U - U_{\omega}) (U - U_{\omega}^*) (U - 1/U_{\omega}) (U - 1/U_{\omega}^*)} - \right. \\ & \left. - \frac{(U_N - U_{\omega'}) (U_N - U_{\omega'}^*) (U_N + U_{\omega'}) (U_N + U_{\omega'}^*)}{(U - U_{\omega'}) (U - U_{\omega'}^*) (U + U_{\omega'}) (U + U_{\omega'}^*)} \right] a_{\omega} + \\ & + \left[\frac{(U_N - U_{\phi}) (U_N - U_{\phi}^*) (U_N + U_{\phi}) (U_N + U_{\phi}^*)}{(U - U_{\phi}) (U - U_{\phi}^*) (U + U_{\phi}) (U + U_{\phi}^*)} - \right. \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{(U_N - U_{\omega'}) (U_N - U_{\omega'}^*) (U_N + U_{\omega'}) (U_N + U_{\omega'}^*)}{(U - U_{\omega'}) (U - U_{\omega'}^*) (U + U_{\omega'}) (U + U_{\omega'}^*)} \Big] a_\phi \Big) \\
F_{\gamma P}^{I=1}(t) = & \left(\frac{1 - V^2}{1 - V_N^2} \right)^2 \left(\frac{1}{2} F_0 \frac{(V_N - V_{\rho'}) (V_N - V_{\rho'}^*) (V_N + V_{\rho'}) (V_N + V_{\rho'}^*)}{(V - V_{\rho'}) (V - V_{\rho'}^*) (V + V_{\rho'}) (V + V_{\rho'}^*)} + \right. \\
& + \left[\frac{(V_N - V_\rho) (V_N - V_\rho^*) (V_N - 1/V_\rho) (V_N - 1/V_\rho^*)}{(V - V_\rho) (V - V_\rho^*) (V - 1/V_\rho) (V - 1/V_\rho^*)} \right. \\
& \left. \left. - \frac{(V_N - V_{\rho'}) (V_N - V_{\rho'}^*) (V_N + V_{\rho'}) (V_N + V_{\rho'}^*)}{(V - V_{\rho'}) (V - V_{\rho'}^*) (V + V_{\rho'}) (V + V_{\rho'}^*)} \right] a_\rho \right). \tag{20}
\end{aligned}$$



Obrázok 4: Výsledok analýzy pFF π^0 mezónu

Hodnotu $F_{\gamma P}(0)$ získame zo vzťahu (15), $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)$ dosadíme z tabuliek.

S UA modelom bola prevedená analýza [10] iba s najnovšími údajmi π^0 a η pFF z Novosibirska [11] súvisle pokrývajúcich oblastí všetkých troch ρ, ω a ϕ rezonancií [7], ktoré boli skombinované so všetkými existujúcimi priestorupodobnými údajmi [12]-[17]. Výsledne boli pre π^0 nájdené efektívne body vetvenia v hodnotách

$$t_{in}^s = 0.61751 \pm 0.00530 \text{ GeV}^2; \quad t_{in}^v = 0.61123 \pm 0.01956 \text{ GeV}^2$$

a pomery väzbových konštánt

$$\begin{aligned}
f_{\omega\gamma\pi^0}/f_\omega &= +0.04043 \pm 0.00050 \text{ GeV}^{-1} \\
f_{\phi\gamma\pi^0}/f_\phi &= -0.00307 \pm 0.00007 \text{ GeV}^{-1} \\
f_{\rho\gamma\pi^0}/f_\rho &= +0.18914 \pm 0.00364 \text{ GeV}^{-1}. \tag{21}
\end{aligned}$$

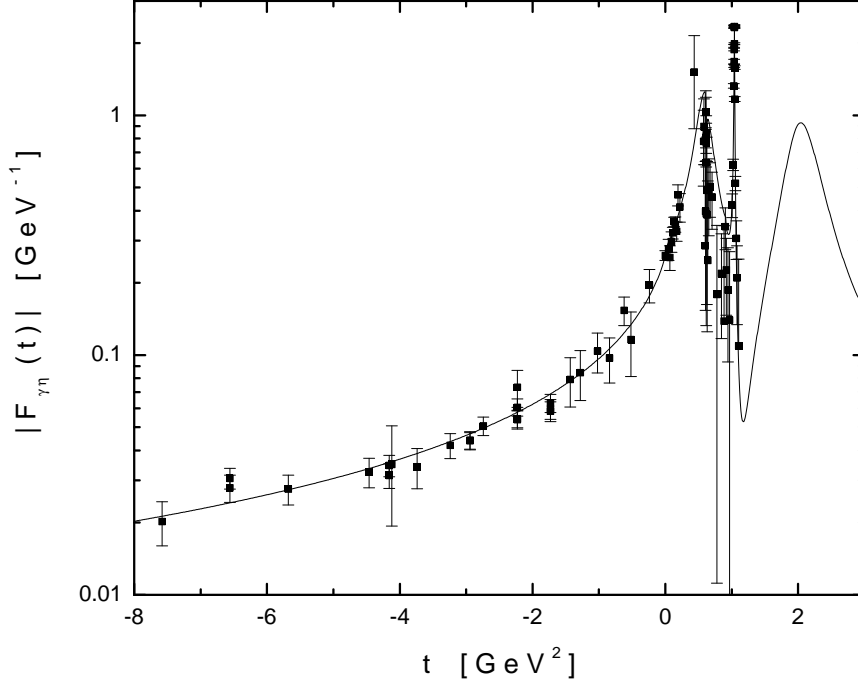
Pre η pFF boli nájdené body vetvenia v hodnotách

$$t_{in}^s = 0.68019 \pm 0.07898 \text{ GeV}^2; \quad t_{in}^v = 0.91027 \pm 0.03723 \text{ GeV}^2.$$

a pomery väzbových konštánt

$$\begin{aligned} f_{\omega\gamma\eta}/f_{\omega} &= -0.02036 \pm 0.00179 \text{ GeV}^{-1} \\ f_{\phi\gamma\eta}/f_{\phi} &= -0.00993 \pm 0.00007 \text{ GeV}^{-1} \\ f_{\rho\gamma\eta}/f_{\rho} &= +0.23507 \pm 0.00507 \text{ GeV}^{-1}. \end{aligned} \quad (22)$$

Predpovedané správania sú zobrazené na obr.4 a obr.5.



Obrázok 5: Správanie sa pFF η mezónu predvedané U a A modelom

Pre FF mezónu η' sme takéto dáta žiaľ v [9] nemali k dispozícii, poznali sme len 4 experimentálne body v oblasti $t > 0$, preto sme priebeh FF η' mohli určiť menej presne ako v ostatných prípadoch.

Výsledky analýzy s unitárnym a analytickým modelom pre η' pFF dajú nasledujúce hodnoty.

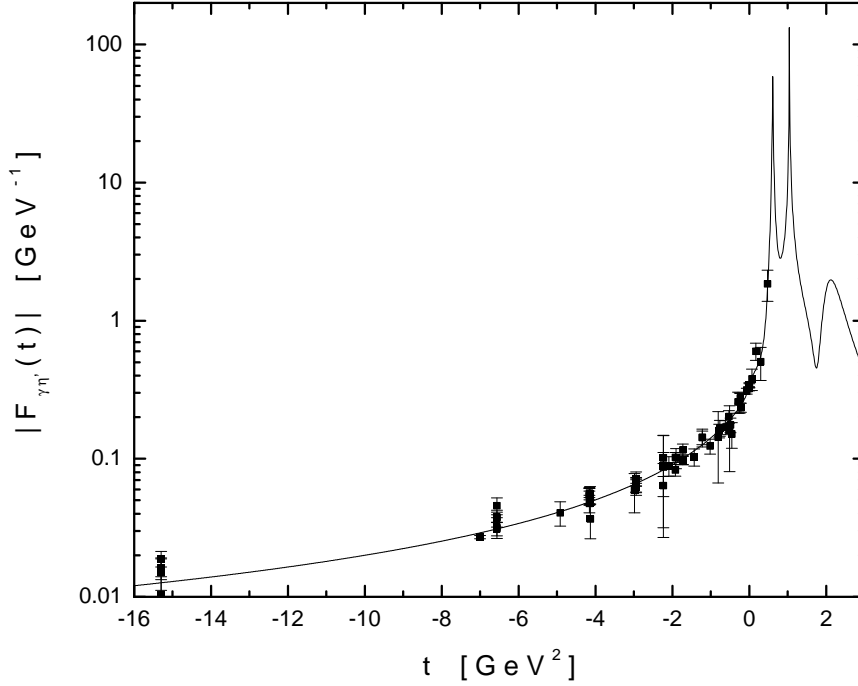
Efektívne body vetvenia sú

$$t_{in}^s = 1.03928 \pm 0.48383 \text{ GeV}^2; \quad t_{in}^v = 1.03245 \pm 0.33097 \text{ GeV}^2$$

a pomery väzbových konštánt

$$\begin{aligned} f_{\omega\gamma\eta'}/f_{\omega} &= +0.06446 \pm 0.00093 \text{ GeV}^{-1} \\ f_{\phi\gamma\eta'}/f_{\phi} &= +0.04502 \pm 0.00151 \text{ GeV}^{-1} \\ f_{\rho\gamma\eta'}/f_{\rho} &= +0.05656 \pm 0.00077 \text{ GeV}^{-1}. \end{aligned} \quad (23)$$

Predpovedané správanie je zobrazené na obr.6.



Obrázok 6: Predpoveď UA modelu pre absolútnu hodnotu pFF η' mezónu

2.3 Podivné prechodové formfaktory mezónov

V posledných rokoch bolo venované veľké úsilie experimentálnemu potvrdeniu [18]-[20] príspevku podivných kvark-antikvarkových párov z mora do štruktúry nukleónov, ktoré ako vieme sú zložené z nepodivných kvarkov $p(u, u, d)$, $n(u, d, d)$ a teda v konečnom dôsledku sú nepodivné častice. Výsledkami týchto experimentov boli hodnoty nukleónových podivných elektrických a magnetických FF a ich kombinácií pri nenulovom kvadráte prenesenej hybnosti t .

Na druhej strane boli rozpracované rôzne teoretické prístupy [21]-[25], v rámci ktorých sa dajú predpovedať priebehy podivných elektrických a magnetických (alebo Diracových a Pauliho) FF nukleónov. Prístup [25], ktorý úspešne opísal experimentálne údaje o nukleónoch, možno aplikovať tiež na predpovedanie správania sa podivných pFF mezónov.

Idea spočíva v nasledovnom. Nakoľko podivný kvark s je izoskalárom, podivné FF ľubovoľných hadrónov môžu prispievať len ku správaniu izoskalárnych častí EM FF uvažovaných hadrónov. Navyiac, keďže pri predpovedi podivných FF pomocou izoskalárnych častí EM FF sa využíva efekt $\omega - \phi$ zmiešavania, je žiadúce aby v izoskalárnych častiach EM FF boli voľnými parametrami pomery väzbových konštánt vždy dvojice $\omega(782)$, $\phi(1020)$ mezónov (a prípadne tiež ich excitácií) súčasne. Potom ak a_ω, a_ϕ sú voľné parametre UA modelu izoskalárnej časti EM FF hadrónu a b_ω, b_ϕ parametre UA modelu odpovedajúceho podivného FF s rovnakou vnútornou analytickou štruktúrou, až na odlišné asymptotické správanie a odlišnú normu, neznáme parametre b_ω, b_ϕ sa zo známych parametrov a_ω, a_ϕ určia pomocou nasledovných vzťahov

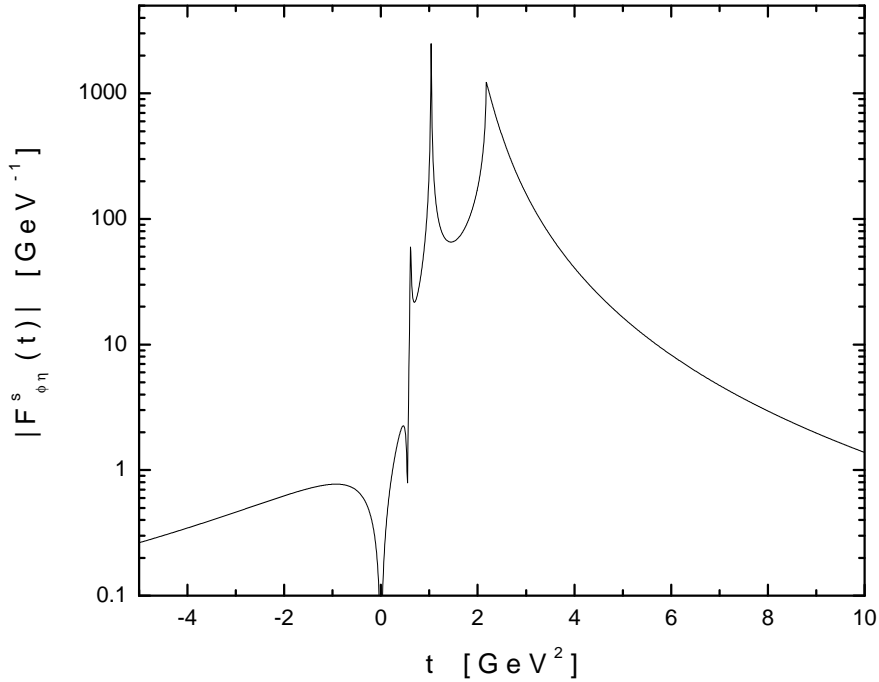
$$\begin{aligned}
b_\omega &= -\sqrt{6} \frac{\sin \varepsilon}{\sin(\varepsilon + \theta_0)} a_\omega \\
b_\phi &= -\sqrt{6} \frac{\cos \varepsilon}{\cos(\varepsilon + \theta_0)} a_\phi,
\end{aligned} \tag{24}$$

kde $\varepsilon = 3.7^\circ$ je odchýlka od ideálneho zmiešavania ω a ϕ , $\theta_0 = 35.3^\circ$.

Pri konštrukcii UA modelu prechodového podivného formfaktora $F_{\phi\eta}^s(t)$ využijeme VMD parametrizáciu s tromi prvými izoskalárnymi vektorovými mezónmi. Pomocou špeciálnej nelineárnej transformácie a korektným zabudovaním nestabilnosti vektorových mezónov prichádzame k tvaru so správnymi analytickými vlastnosťami

$$\tilde{F}_{\phi\eta}^s(t) = \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^2 \cdot \left([D_\omega(U) - H_{\omega'}(U)]b_\omega + [D_\phi(U) - H_{\phi'}(U)]b_\phi \right), \tag{25}$$

ale stále s asymptotikou počiatočného VMD modelu.



Obrázok 7: Priebeh predpovedanej absolútnej hodnoty podivného pFF $F_{\phi\eta}(t)$

Až po vynásobení oboch strán výrazu (25) faktorom $\left(\frac{1-U^2}{1-U_N^2}\right)^4$ a predefinovaním podivného prechodového FF

$$F_{\phi\eta}^s(t) = \tilde{F}_{\phi\eta}^s(t) \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^4 \tag{26}$$

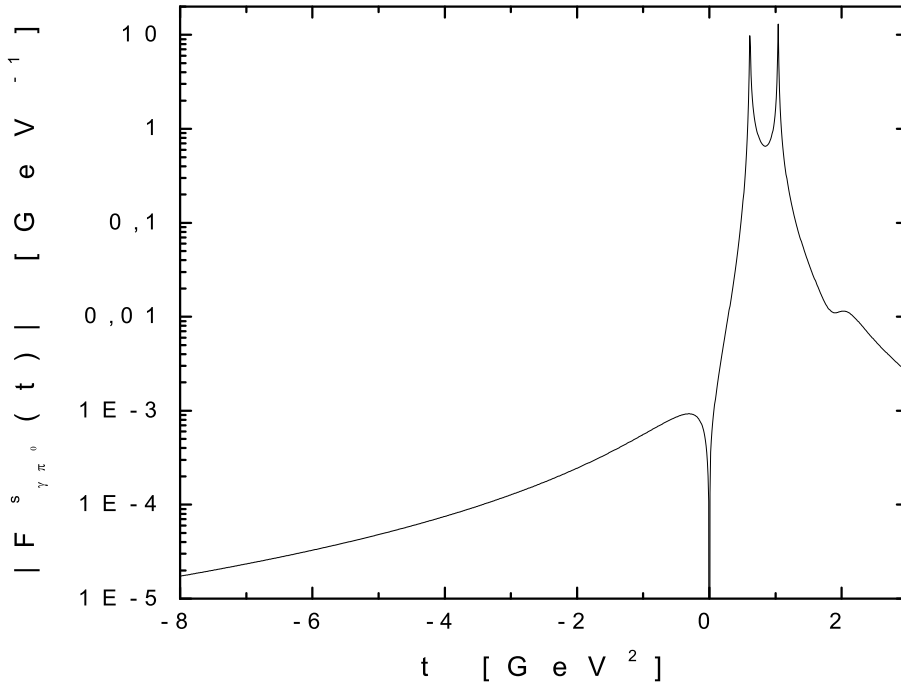
prichádzame k UA modelu pre podivný $\phi\eta$ formfaktor

$$F_{\phi\eta}^s(t) = \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^6 \cdot \left([D_\omega(U) - H_{\omega'}(U)]b_\omega + [D_\phi(U) - H_{\omega'}(U)]b_\phi \right), \quad (27)$$

s požadovanou normou a správnym asymptotickým správaním.

Voľné parametre b_ω a b_ϕ sú vypočítané pomocou vzťahov (24) zo známych a_ω a a_ϕ .

Predpovedané správanie podivného prechodového formfaktora $F_{\phi\eta}^s(t)$ je uvedené na obr. 7.



Obrázok 8: Správanie absolútnej hodnoty podivného pFF π^0 mezónu

Podivné prechodové formfaktory pseudoskalárnych mezónov sú definované analogicky s elektromagnetickými FF

$$\langle P(p)\gamma(k)|J_\mu^s|0\rangle = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}p^\nu \epsilon^\alpha k^\beta F_{\gamma P}^s(t) \quad (28)$$

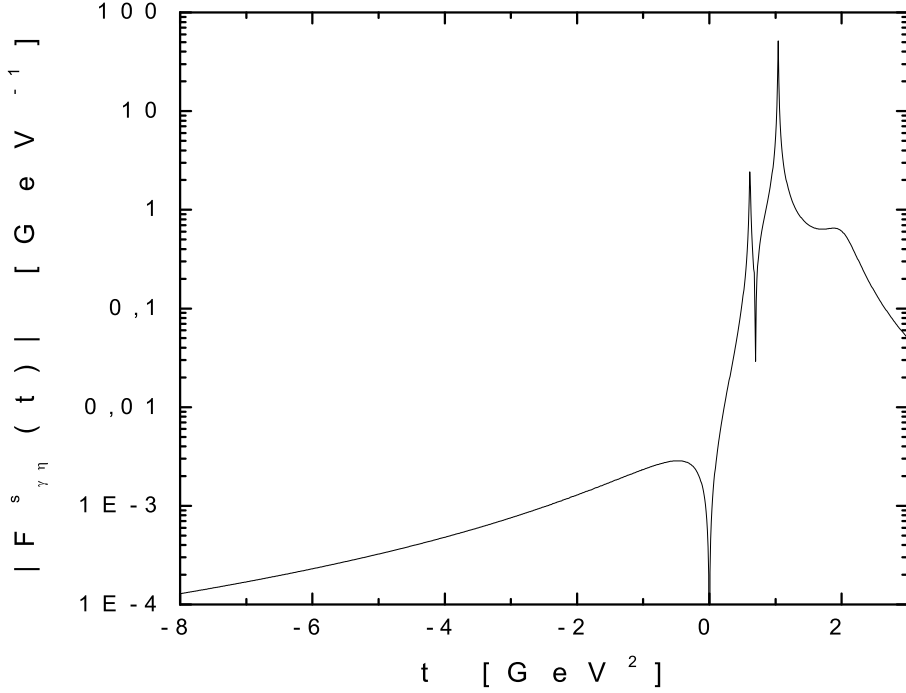
kde $J_\mu^s = \bar{s}\gamma_\mu s$ je podivný vektorový prúd.

Pretože celková podivnosť P a γ je nulová, norma podivného FF nadobúda tvar

$$F_{\gamma P}^s(0) = 0. \quad (29)$$

Asymptotika podivného formfaktoru pre $|t| \rightarrow \infty$ je

$$F_{\gamma P}^s(t)|_{|t|\rightarrow\infty} \sim t^{-3}, \quad (30)$$



Obrázok 9: Priebek absolútnej hodnoty podivného pFF η mezónu

pretože k štruktúre P prispievajú aj kvarky s a \bar{s} .

Analytické vlastnosti $F_{\gamma P}^s(t)$ sú totožné s analytickými vlastnosťami $F_{\gamma P}^{I=0}(t)$. Potom UA model $F_{\gamma P}^s(t)$ [26] nadobúda tvar

$$\tilde{F}_{\gamma P}^s(t) = \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^2 \cdot \left([D_\omega(U) - H_{\omega'}(U)]b_\omega + [H_\phi(U) - H_{\omega'}(U)]b_\phi \right) \quad (31)$$

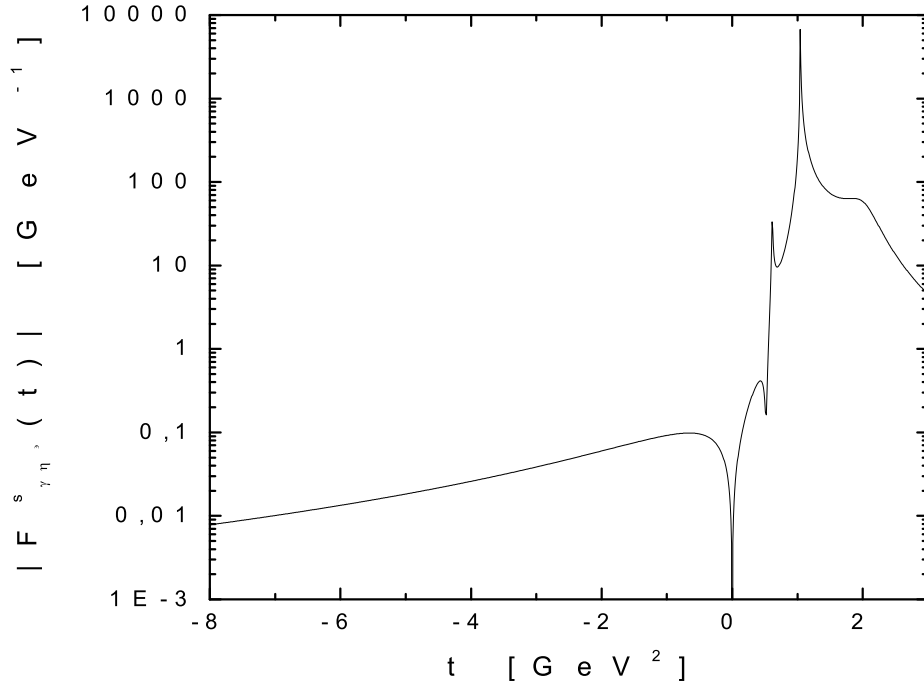
avšak asymptotika je stále asymptotikou VMD modelu. Ak ale zmeníme exponent v asymptotickom člene

$$\left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^2 \rightarrow \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^6, \quad (32)$$

dostaneme požadovaný asymptotický priebeh $\sim t^{-3}$. Teda vynásobením oboch strán v (31) faktorom $\left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^4$ a predefinovaním FF

$$F_{\gamma P}^s(t) = \tilde{F}_{\gamma P}^s(t) \left(\frac{1 - U^2}{1 - U_N^2} \right)^4, \quad (33)$$

dostávame UA model $F_{\gamma P}^s(t)$ s požadovanou asymptotikou, závisiaci iba od b_ω a b_ϕ určených vzťahmi (24), pričom hodnoty a_ω a a_ϕ sú známe z fitov experimentálnych údajov elektromagnetických pFF. Pomocou vzťahov (24) a hodnôt a_ω , a_ϕ dostávame pre pomery väzbových konštánt všetkých pravých neutrálnych pseudoskalárnych



Obrázok 10: Predpovedané správanie absolútnej hodnoty podivného pFF η' mezónu

mezónov

$$\begin{aligned}
\pi^0 : \quad & f_{\omega\gamma\pi^0}/f_\omega^s = -0.01019 \text{ GeV}^{-1}; \quad f_{\phi\gamma\pi^0}/f_\phi^s = +0.00966 \text{ GeV}^{-1}; \\
\eta : \quad & f_{\omega\gamma\eta}/f_\omega^s = +0.00513 \text{ GeV}^{-1}; \quad f_{\phi\gamma\eta}/f_\phi^s = +0.03130 \text{ GeV}^{-1}; \\
\eta' : \quad & f_{\omega\gamma\eta'}/f_\omega^s = +0.17821 \text{ GeV}^{-1}; \quad f_{\phi\gamma\eta'}/f_\phi^s = -1.60964 \text{ GeV}^{-1}. \quad (34)
\end{aligned}$$

a predpoveď správania odpovedajúcich podivných prechodových FF pseudoskalárnych mezónov je zobrazená na obr. 8, 9 a 10.

2.4 Príspevky procesov elektrón-pozitrónovej anihilácie na $\phi\eta$ a pseudoskalárny (skalárny) mezón a fotón k $g-2$ miónov

Magnetický moment miónu súvisí so spinom vzťahom

$$\vec{\mu} = g \left(\frac{e}{2m_\mu} \right) \vec{s}, \quad (35)$$

pričom z teoretickej predpovede [27] je gyromagnetický pomer g rovný presne 2. Avšak následkom interakcií existujúcich v prírode g zľahka prekračuje hodnotu 2 vďaka emisii a absorpcii virtuálnych fotónov, intermediálnych vektorových a Higgs-ových bozónov a vákuovej polarizácie do virtuálnych hadrónových stavov.

Za účelom teoretického popisu tejto odchýlky g bola zavedená magnetická anomália

$$a_\mu \equiv \frac{g-2}{2} = a_\mu^{(1)} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) + (a_\mu^{(2)QED} + a_\mu^{(2)had}) \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + a_\mu^{(2)weak} + O \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3, \quad (36)$$

kde α je konštanta jemnej štruktúry.

Miónový anomálny magnetický moment a_μ je najpresnejšie zmeraná fyzikálna veličina [28], [29]

$$\begin{aligned} a_{\mu^+}^{exp} &= (116592040 \pm 86) \times 10^{-11} \\ a_{\mu^-}^{exp} &= (116592140 \pm 85) \times 10^{-11}. \end{aligned} \quad (37)$$

Na druhej strane, presné teoretické (alebo skôr fenomenologické) určenie a_μ^{th} poskytuje dobrý test elektroslabej teórie. Nesúhlas medzi a_μ^{th} a a_μ^{exp} môže naznačiť existenciu novej fyziky za Štandardným Modelom (ŠM). Preto je dôležité čo najpresnejšie určenie a_μ^{th} .

Posledné teoretické odhady anomálneho magnetického momentu miónu v rámci ŠM

$$a_\mu^{th} = (116591832.6 \pm 82.7) \times 10^{-11}, \quad (38)$$

priviedli k nasledujúcemu rozdielu medzi priemernou experimentálnou a teoretickou hodnotou

$$a_\mu^{exp} - a_\mu^{th} = (257.4 \pm 146.6) \times 10^{-11}, \quad (39)$$

ktorý implikuje možnosť novej fyziky za ŠM. Avšak, stále sú možné spresnenia teoretickej hodnoty (38), ktoré môžu znížiť rozdiel (39). Máme na mysli hlavne procesy $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ a $e^+e^- \rightarrow P(S)\gamma$ (s $P=\pi^0$, η , η' a $S=\sigma$, a_0), ktorých príspevky ku $g-2$ miónu sme odhadli [30] pomocou unitárneho a analytického modelu prechodových FF $F_{\phi\eta}(t)$ a $F_{\gamma P(S)}(t)$ poskytujúceho tú istú analytickú funkciu pre priestorupodobnú a časupodobnú oblasť súčasne.

Príspevok od $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ procesu k anomálnemu magnetickému momentu miónu možno vyhodnotiť dosadením totálneho účinného prierezu

$$\sigma(t) = \frac{\pi\alpha^2}{6t^3} (t + 2m_e^2) \left[\frac{[(t + m_\phi^2 - m_\eta^2)^2 - 4m_\phi^2 t]^3}{t(t - 4m_e^2)} \right]^{1/2} |F_{\phi\eta}|^2 \quad (40)$$

do vzťahu

$$\begin{aligned} a_\mu^{(2)had} &= \frac{1}{4\pi^3} \left\{ \int_{m_{\pi^0}^2}^{3.24\text{GeV}^2} \sum_F \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow F) K_\mu(t) dt + \right. \\ &\quad \left. + \int_{3.24\text{GeV}^2}^{\infty} R(e^+e^- \rightarrow had) \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) K_\mu(t) dt \right\} \end{aligned} \quad (41)$$

kde

$$K_\mu(t) = \int_0^1 \frac{x^2(1-x)}{x^2 + (1-x)t/m_\mu^2} dx. \quad (42)$$

Výsledok integrácie od prahu $(m_\phi + m_\eta)^2$ do 3.24 GeV^2 je rovný

$$a_\mu(\phi\eta) = 90.3 \times 10^{-11} \quad (43)$$

Príspevok od $e^+e^- \rightarrow \gamma P$ procesu k anomálnemu magnetickému momentu miónu možno vyhodnotiť dosadením totálneho účinného prierezu

$$\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \gamma P) = \frac{\pi\alpha^2}{6}(1 - m_P^2/t)^3 |F_{\gamma P}(t)|^2, \quad (44)$$

do vzťahu (41).

Berúc do úvahy UA model pre $F_{\gamma P}$ a prevedením odpovedajúcej integrácie určili sme nasledujúce hadrónové príspevky procesov $e^+e^- \rightarrow P\gamma$ k miónovej anomálii

$$\begin{aligned} a_\mu(\pi^0\gamma) &= 51.1 \times 10^{-11} \\ a_\mu(\eta\gamma) &= 28.5 \times 10^{-11} \\ a_\mu(\eta'\gamma) &= 16.5 \times 10^{-11}, \end{aligned} \quad (45)$$

ktoré, ako sa dalo očakávať, nesúhlasia s nedávnymi odhadmi [31], [32], [33] a [34].

Podobne ako v prípade UA modelu EM pFF pseudoskalárnych mezónov, môžeme konštruovať aj UA model pFF $F_{\gamma S}(t)$ skalárnych mezónov. Tiež platí

$$F_{\gamma S}(t) = F_{\gamma S}^{I=0}[U(t)] + F_{\gamma S}^{I=1}[V(t)] \quad (46)$$

kde

$$\begin{aligned} F_{\gamma S}^{I=0}[U(t)] = \left(\frac{1-U^2}{1-U_N^2}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2}F_{\gamma S}(0)H_{\omega'}(U) + [D_\omega(U) - H_{\omega'}(U)]a_\omega^S \right. \\ \left. + [D_\phi(U) - H_{\omega'}(U)]a_\phi^S \right\} \end{aligned} \quad (47)$$

a

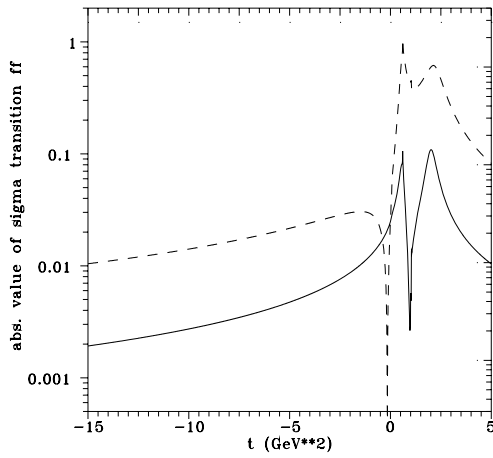
$$F_{\gamma S}^{I=1}[V(t)] = \left(\frac{1-V^2}{1-V_N^2}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2}F_{\gamma S}(0)H_{\rho'}(V) + [D_\rho(V) - H_{\rho'}(V)]a_\rho^S \right\}, \quad (48)$$

pričom najnižšie body vetvenia pre izoskalárnu a izovektorovú časť FF sú $t_0^{I=0} = 9m_\pi^2$ a $t_0^{I=1} = 4m_\pi^2$. Efektívne body vetvenia t_{in}^s a t_{in}^v sú fixované pri typickej hodnote 1 GeV^2 , získanej pri fitovaní dát prechodových FF pseudoskalárnych mezónov, čo približne odpovedá prahu $K\bar{K}$. Hodnotu $F_{\gamma\sigma}(0)$ poznáme z dvojfotónovej šírky rozpadu $\Gamma(\sigma \rightarrow \gamma\gamma) = 0.283 \text{ keV}$ odhadnutej v rámci Nambu-Jona-Lasinio modelu [35]. $F_{\gamma a_0}(0)$ je určené z experimentálnej hodnoty $\Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma) = 0.24 \text{ keV}$ [33]. Pomery väzbových konštánt $a_V^S = (f_{VS\gamma}/f_V)$, $V = \sigma, a_0$ sú určené priemernými hodnotami $\bar{f} \equiv \bar{f}_{VS\gamma}$ predpovedanými teoreticky a uvedenými v tab. 1.

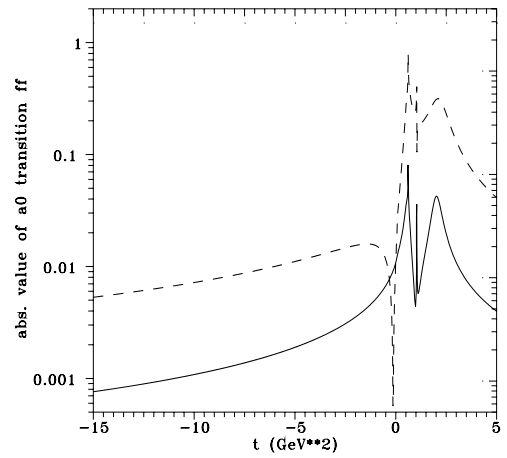
Ich dosadením do vzťahov (47) a (48), dostávame $|F_{\gamma S}(t)|$ (zobrazené prerušovanými čiarami na obr. 11 a 12), na základe čoho odhadujeme príspevky procesov $e^+e^- \rightarrow S\gamma$ k a_μ^{th} pomocou prvého integrálu v (41) rovné $a_\mu(\sigma\gamma) = 1081.8 \times 10^{-11}$ a $a_\mu(a_0\gamma) = 84.5 \times 10^{-11}$. Tieto hodnoty indikujú, že väzbové konštanty v tab. 1 sú nadhodnotené. Našu hypotézu potvrdzuje článok Rekala a Tomasi-Gustafssona [45], ktorých odhad $f_{\rho\sigma\gamma}$ je desaťnásobne menší ako v tab. 1. Ak všetky priemerné

f [GeV $^{-1}$]	QCD sum rules	light cone QCD SR	iná metóda	\bar{f}
$\rho\sigma\gamma$	4.15 ± 0.78 [36]	2.85 ± 0.52 [39]	3.51 [42]	3.5
$\rho a_0\gamma$	1.69 ± 0.39 [37]	-	-	1.69
$\omega\sigma\gamma$	-	0.92 ± 0.10 [40]	0.14 ± 0.01 [43]	0.53
$\omega a_0\gamma$	0.57 ± 0.13 [37]	-	-	0.57
$\phi\sigma\gamma$	0.042 ± 0.009 [38]	0.039 ± 0.009 [41]	0.046 [44]	0.042
$\phi a_0\gamma$	0.12 ± 0.03 [38]	0.13 ± 0.03 [41]	0.16 [44]	0.14

Tabuľka 1: Väzbové konštanty $VS\gamma$



Obrázok 11: Prechodový FF σ



Obrázok 12: Prechodový FF a_0

hodnoty $\bar{f}_{VS\gamma}$ vydáme faktorom 10, získame priebehy $|F_{\gamma\sigma}(t)|$ a $|F_{\gamma a_0}(t)|$ ukázané spojitou čiarou na obr. 11 a 12 a prijateľné hodnoty príspevkov k anomálnemu magnetickému momentu miónu

$$\begin{aligned}
 a_\mu(\sigma\gamma) &= 12.46 \times 10^{-11} \\
 a_\mu(a_0\gamma) &= 0.92 \times 10^{-11}.
 \end{aligned}
 \tag{49}$$

Keďže nemáme k dispozícii experimentálne údaje týkajúce sa prechodových FF skalárnych mezónov, odhad príspevkov $e^+e^- \rightarrow S\gamma$ k a_μ^{th} možno považovať iba za hypotetický a spoľahlivé hodnoty bude možné získať iba nameraním totálnych účinných prierezov procesov $e^+e^- \rightarrow \sigma\gamma$ a $e^+e^- \rightarrow a_0\gamma$.

3 Literatúra

- [1] J. J. Sakurai, Currents and mesons, Univ. of Chicago Press, 1967.
- [2] C. Adamuščín, S. Dubnička, A. Z. Dubničková, R. Pekarík, P. Weisenpacher, Eur. Phys. J. **C28** (2003) 115.
- [3] S. Dubnička, A. Z. Dubničková, P. Weisenpacher, Eur. Phys. J. **C32** (2003) 381.
- [4] R. Baldini, S. Pacetti: in *Proceedings of Hadron Structure '04 Int. Conf.*, Smolenice Castle, Slovak Republic 2004, (Eds. S. Dubnička, A. Z. Dubničková, P. Striženec, J. Urbán), Šafárik. Univ. Košice, 2005, p.196
- [5] T. V. Dimova *et al.*: in *Proceedings of International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2001)*, Budapest, Hungary 2001, hep2001/172.
- [6] R. Pekarík, Determination of transition $\phi\eta$ form factors in unphysical region by unitary and analytic model (zaslané do tlače)
- [7] Review of Particle Physics, Phys. Lett. **B 592** (2004) 1.
- [8] S. J. Brodsky, G. P. Lepage, Phys. Rev. **D24** (1981) 1808.
- [9] S. Dubnička, A. Z. Dubničková, G. Pancheri, R. Pekarík, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **126** (2004) 71.
- [10] S. Dubnička, A. Z. Dubničková, R. Pekarík, Pseudoscalar meson transition form factors revisited (pripravené do tlače)
- [11] R. R. Akhmetshin *et al.*, Phys. Lett. **B605** (2005) 26.
- [12] J. Gronberg *et al.* (CLEO collaboration), Phys. Rev. **D57** (1998) 33.
- [13] H.-J. Behrend *et al.* (CELLO collaboration), Z. Phys. **C49** (1991) 401.
- [14] H. Aihara *et al.* (TPC/2 γ collaboration), Phys. Rev. **D35** (1987) 2650.
- [15] H. Aihara *et al.* (TPC/2 γ collaboration), Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 172.
- [16] M. Acciarri *et al.* (L3 collaboration), CERN-PPE/97-110, (1997)
- [17] Ch. Berger *et al.* (PLUTO collaboration), Phys. Lett. **142** (1984) 125.
- [18] B. Muller *et al.* (SAMPLE collaboration), Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3824.
- [19] K. A. Aniol *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1096.
- [20] D. T. Spayde *et al.* (SAMPLE collaboration), Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1106.
- [21] R. L. Jaffe, Phys. Lett. **B229** (1989) 275.
- [22] T. D. Kohen, H. Forkel, M. Nielsen, Phys. Lett. **B316** (1993) 1.

- [23] H. Forkel, M. Nielsen, X. Jin, T. D. Kohen, Phys. Rev. **C50** (1994) 3108.
- [24] H. Forkel, Phys. Rev. **C56** (1997) 510.
- [25] A. Z. Dubničková, S. Dubnička, P. Weisenpacher, hep-ph/0102171 (2001)
- [26] A. Z. Dubničková, S. Dubnička, G.Pancheri, R.Pekarík, Fizika **B13** (2004) 295.
- [27] I. J. R. Aitchison and A. J. G. Hey, Gauge theories in particle physics, Institute of Physics Publishing, Briston and Philadelphia (2003)
- [28] G. W. Bennet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 101804-1.
- [29] G. W. Bennet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 161802-1.
- [30] A. Z. Dubničková, S. Dubnička, A. Liptaj, G. Pancheri, R. Pekarík, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **131** (2004) 176
- [31] N. N. Achasov, A. V. Kiselev, Phys. Rev. **D65** (2002) 097302.
- [32] J. F. de Troconiz, F. J. Yndurain, Phys. Rev. **D65** (2002) 093001.
- [33] K. Hagiwara, A. D. Martin, D. Nomura, T. Teubner, Phys. Lett. **557B** (2003) 62.
- [34] M. Davier, S. Eidelman, A. Höcker, Z. Zhang, Eur. Phys. J. **C31** (2003) 503.
- [35] S. Dubnička, A. Z. Dubničková, M. Sečanský (to be published)
- [36] A. Gokalp, O. Yilmaz, Phys. Rev. **D64** (2001) 034012.
- [37] A. Gokalp, O. Yilmaz, Eur. Phys. J. **C22** (2001) 323.
- [38] A. Gokalp, O. Yilmaz, Acta Phys. Polonica **B33** (2002) 1313.
- [39] T. M. Aliev *et al.*, Phys. Rev. **D65** (2002) 076004.
- [40] A. Gokalp, O. Yilmaz, hep-ph/0202091.
- [41] A. Gokalp, O. Yilmaz, hep-ph/0111072.
- [42] B. Friman, M. Soyeur, Nucl. Phys. **A600** (1996) 477.
- [43] A. Gokalp *et al.*, Phys. Rev. **D67** (2003) 073008.
- [44] A. I. Titov *et al.*, Phys. Rev. **C60** (1999) 035205.
- [45] M. Rekaló, E. Tomasi-Gustafsson, Nucl. Phys. **A714** (2003) 632.

4 Resumé

Cieľom dizertačnej práce bolo rozšíriť unitárny a analytický prístup k popisu elektromagnetickej štruktúry hadrónov na neštandardné elektromagnetické formfaktory, ako sú prechodové rozmerné formfaktory dvoch hadrónov s rôznymi hmotnosťami a prechodové rozmerné formfaktory pseudoskalárnych (skalárnych) mezónov a im odpovedajúce podivné formfaktory.

Toto bolo iniciované doterajším vyhodnotením príspevkov procesov $e^+e^- \rightarrow \gamma P$ do anomálneho magnetického momentu miónu iba integráciou cez experimentálne hodnoty odpovedajúcich účinných prierezov, čo nie je najvhodnejší spôsob. Prax totiž ukázala, že využitím EM FF reprezentovaných unitárnymi a analytickými modelmi sa dosahujú vyhodnotenia s omnoho menšou chybou, čo je prvoradou prednosťou, ale v prípade vyššie spomenutých procesov existuje nekonzistentnosť medzi rôznymi výsledkami merania tých istých formfaktorov a preto bolo potrebné previesť podrobnú analýzu údajov v rámci unitárneho a analytického prístupu a vylúčiť nekonzistentné experimentálne dáta.

Najskôr sa ale zhrnuli doterajšie poznatky o elektromagnetických formfaktoroch hadrónov a predemonštroval sa najznámejší model dominantnosti vektorových mezónov elektromagnetických formfaktorov.

Špeciálna pozornosť je venovaná analytickým vlastnostiam formfaktorov, na ktorých spočíva rozpracovaný unitárny a analytický prístup k popisu správania sa formfaktorov.

Prvým originálnym výsledkom predkladanej dizertácie je vyriešenie klasického problému VMD modelu, kde na zabezpečenie požadovanej asymptotiky formfaktorov kvarkovým modelom hadrónov sa doteraz využívali asymptotické podmienky odvodené pre VMD model pomocou analytických vlastností FF, ktoré ale VMD model v sebe neobsahuje. Korektným odvodením nových, na prvý pohľad zložitejších, asymptotických podmienok priamo z VMD modelu a dokázaním ekvivalentnosti s predchádzajúcimi sa zlegalizovalo používanie starých jednoduchších podmienok na zabezpečenie korektnej asymptotiky formfaktorov.

Ďalšia časť dizertácie je venovaná konštrukcii unitárnych a analytických modelov prechodových FF hadrónov, ktoré konzistentným spôsobom zjednocujú experimentálny fakt kreácie nestabilných vektorových mezónov s analytickými vlastnosťami a asymptotickým správaním, predpovedaným kvarkovým modelom hadrónov. Najskôr pre prechodový $\phi\eta$ formfaktor a potom pre prechodové formfaktory pseudoskalárnych mezónov.

Zhromaždilo sa kvantum experimentálnej informácie o prechodových FF π^0, η a η' mezónov v priestorupodobnej aj časupodobnej oblasti a previedli sa ich podrobné analýzy, na základe ktorých sa predpovedalo najrealistickejšie správanie formfaktorov v celej oblasti ich definície.

Potom v analógii s podivnými nukleónovými formfaktormi, ktorých nenulovosť demonštruje príspevok $s\bar{s}$ párov z mora do štruktúry nukleónov, sa predpovedali podivné prechodové formfaktory.

Napokon sa prvýkrát vyhodnotili príspevky procesov elektrón-pozitrónovej anihilácie na dve rôzne častice k anomálnemu magnetickému momentu miónu pomocou unitárnych a analytických modelov prechodových formfaktorov od prahu po 3.24 GeV², ktoré jasne demonštrujú opodstatnenosť ich využitia.

5 Zoznam publikácií a citácií

1. C. Adamuščín, S. Dubnička, A. Z. Dubničková, **R. Pekarík**, P. Weisenpacher, Eur. Phys. J. **C28** (2003) 115-118
2. A. Z. Dubničková, S. Dubnička, G. Pancheri, **R. Pekarík**, Fizika **B13** (2004) 295-304
 - L. Shi, S. Jeon, Phys. Rev. **C72** (2005) 034904.
 - T. Appelquist, M. Piai and R. Shrock, Phys. Lett. **B593** (2004) 175.
3. S. Dubnička, A. Z. Dubničková, G. Pancheri, **R. Pekarík**, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **126** (2004) 71-75
 - E. Masso and J. Redondo, JCAP 0509 (2005) 015.
4. A. Z. Dubničková, S. Dubnička, A. Liptaj, G. Pancheri, **R. Pekarík**, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **131** (2004) 176-181
 - V. N. Radionov, arXiv: hep-th/0403282.
5. C. Adamuščín, S. Dubnička, A. Z. Dubničková, **R. Pekarík**, P. Weisenpacher, Proof of equivalence of two systems of asymptotic conditions for electromagnetic form factors in VMD model
Proc. of Int. Conf. Hadron Structure '02, 22-27 Sept. 2002, Herľany, SR
Eds: J. Urban, J. Vrláková, P. J. Šafárik Univ., Košice (2003) p. 39-45
6. A. Z. Dubničková, S. Dubnička, A. Liptaj, G. Pancheri, **R. Pekarík**, Why unitary and analytic models of pseudoscalar meson transition form factors
Proc. of Int. Conf. Hadron Structure '04, 30 Aug.- 3 Sept. 2004, Smolenice Castle, SR
Eds: S. Dubnička, A. Z. Dubničková, P. Stríženec, J. Urban, P. J. Šafárik Univ., Košice (2005) p. 210-214
7. **R. Pekarík**, Determination of transition $\phi\eta$ form factors in unphysical region by unitary and analytic model (zaslané do tlače)
8. S. Dubnička, A. Z. Dubničková, **R. Pekarík**, Pseudoscalar meson transition form factors revisited (pripravené do tlače)

Summary

The main objectives of the Thesis are: extension of the unitary and analytic approach in the description of the hadron electromagnetic structure towards nonstandard electromagnetic form factors with dimension, namely transition form factors (tFF) of two hadrons with different masses and tFF of pseudoscalar (scalar) mesons and corresponding strange form factors.

This was initiated by the existing evaluation of contributions of $e^+e^- \rightarrow \gamma P$ processes into the anomalous magnetic moment of muon, which was done only by integration through experimental data of the corresponding cross-sections. Because this method is not considered precise enough, it was necessary to adopt different solutions. Practical demonstrations showed that evaluations of magnetic anomaly of muon result in much lower errors when electromagnetic form factors represented by unitary and analytic models are used. Considering this a priority, in view of the above-mentioned processes, and with proven inconsistency in various results of measurement of the same form factors, it was necessary to carry out a careful analysis of the data using unitary and analytic approach and excluding inconsistent experimental data.

First, present knowledge about electromagnetic form factors of hadrons was summarized, demonstrating the best-known vector-meson-dominance (VMD) model of electromagnetic form factors.

To describe the form factors' behavior, special attention was paid to analytic properties of form factors, which is a fundamental feature of our elaborated unitary and analytic approach.

The Thesis presents a solution to the typical problem of VMD model, where for predicting the asymptotic behavior of form factors (required by the quark model of hadrons) the asymptotic conditions derived from analytic properties of form factors are used, though original VMD model does not include analyticity of form factors. Deriving new asymptotic conditions directly from the VMD model and proving the equivalence with previous asymptotic conditions was the first result of the Thesis, essential to legalize the utilization of the old and simpler conditions that provide correct form factor asymptotics.

Furthermore, the Thesis is devoted to a construction of unitary and analytic models of tFF that in a consistent way unify the experimental fact of creation of unstable vector-meson resonances in electron-positron annihilation processes into hadrons with analytic properties of form factors and their asymptotic behavior as predicted by quark model of hadrons.

After collecting all available experimental data on tFF of π^0, η and η' mesons in space-like and time-like region a detailed analysis was carried out, which provided a base for predicting more realistic behavior of form factors in their whole region of definition.

Then, by analogy with strange nucleon form factors, which demonstrate nonzero contribution of $s\bar{s}$ sea-quarks into the nucleon structure, strange tFF were predicted.

Finally, the contributions of electron-positron annihilation processes into two different particles to the muon anomalous magnetic moment by unitary and analytic models of tFF from the threshold up to the 3.24 GeV^2 were evaluated, thus demonstrating the justification of such utilization.