АСИМЕТРІЯ В РОЗСІЯННІ ЛЕПТОНІВ ТА ПРОТОНІВ

Т.І Данило, В.І Сабов, М.Я.Любка

Ужгородський державний університет, 88000, м.Ужгород, вул.Підгірна, 46)

В припущенні про різницю в константах слабких взаємодій електрона, мюона і τ- лептонів розглянуто асиметрію взаємодій в процесах $e^+e^- \to f\bar{f}$, які якісно узгоджуються з новими експериментальними даними при енергіях $\sqrt{s} \geq 50$ГеВ. При вивченні асиметрії даних процесів лептонні мультиплети вибрано так, щоб порушувалась $\mu e-$, $\tau e-$ універсальність слабких взаємодій. Також в роботі розглянуті Р- непарні ефекти в $p\bar{p}$ - взаємодіях при енергиях порядка 1ТеВ. Запропонована факторизована форма для опису зарядової асиметрії гадронів.

Вступ

Модель Вайнберга-Салама (СМ) в цілому добре пояснює процеси $e^+e^- \to f\bar{f}$. Але асиметрія, одержана в рамках цієї моделі, була дещо меншою за спостережувану на експерименті, а також була розбіжність в константах слабких взаємодій [1]. Це протиріччя пов'язане з вибором компонент ізомультиплетів. У цій роботі в рамках SU(3)xU(1)-моделі ліві компоненти e^-, τ^-, μ^- включені в ізомультиплети таким чином, що порушують $\mu e^- -, \tau e^- -$універсальність. Основними причинами, які привели до створення такої схеми, були спостереження мультимюонних подій при глибоко пружному розсіянні нейтрино на нуклонах і результати експериментів з порушенням парності у важких атомах, несумісні із СМ. Мультимюонні події [2] пояснювали, розглядаючи народження і наступні каскадні розпади [3] нових(важких) лептонів, які містяться в лептонних мультиплетах більшості SU(3)xU(1)- моделей [4,5].

Найбільш ефективним шляхом регістрації народження векторних бозонів є знаходження їх розпадів в лептони. Народження лептонної пари при взаємодії гадронів може відбуватися як за рахунок електромагнітної, так і слабкої взаємодій. Внаслідок V-A структури нейтрального слабкого струму амплітуди з обміном Z та інтерференції γ Z приводить до появи в перерізах Р-непарних членів. Порушення Р-парності в процесі народження лептонної пари в e^+e^-- анігіляції приводить до асиметрії кутового розподілу лептонів, які дуже добре вивчені експериментально при енергіях PEP $\sqrt{s} = 29$ГеВ, PETPA $\sqrt{s} = 34$ГеВ, $\sqrt{s} = 90$ГеВ [6]. Диференціальний переріз процесу визначається одною змінною - кутом між віссю пучків та напрямком вильоту кінцевих лептонів:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2s}[c_1(1+\cos^2\theta) + c_2\cos\theta], \quad (1)$$

де

$$c_1 = 1 + 2g_v^e g_v^l \frac{s}{s-m_z^2}\frac{G_F m_z^2}{8\pi\alpha\sqrt{2}},$$

$$c_2 = 4g_A^e g_A^l \frac{s}{s-m_z^2}\frac{G_F m_z^2}{8\pi\alpha\sqrt{2}}.$$

Р- непарний внесок $c_2\cos\theta$ знаходять прямими вимірами. Нові експерименти по вивченню зарядової асиметрії зроблено в рамках програми LEP[4].

1.Основні характеристики моделі

Розглянемо такий спосіб розміщення ферміонів у мультиплетах:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ E^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} E^0 \\ E^- \\ e^- \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \\ M^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} M^0 \\ \mu^- \\ M^- \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \\ T^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^+ \\ \nu_\tau \\ T^0 \end{pmatrix}_R,$$

де індексами L і R позначено відповідно ліво- і правополяризовані ферміони.

Кварки розміщено в мультиплетах таким чином:

$$u_R, U_L, \begin{pmatrix} u \\ d \\ D \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} U \\ D \\ d \end{pmatrix}_R, c_R, G_L, \begin{pmatrix} c \\ s \\ H \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} G \\ H \\ s \end{pmatrix}_R, t_R, F_L, \begin{pmatrix} t \\ b \\ W \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} F \\ W \\ b \end{pmatrix}_R.$$

Симетрія SU(3)xU(1) порушується за допомогою скалярних полів, розміщених в триплетах і октетах. За допомогою Φ, Ψ - октетів скалярних полів симетрія порушується зразу до рівня U(1). Дев'ять калібровочних полів $A_i(i=1,...,8)$, B після діагоналізації масового члена утворюють три заряджених W_π, W_1, W_2 і три нейтральних A, Z_1, Z_2 поля. Маси заряджених полів

$$W_\pi = (W_1 - iW_2)/\sqrt{2}, \quad W_1 = (W_4 - iW_5)/\sqrt{2}, \quad W_2 = (W_6 - iW_7)/\sqrt{2}, \tag{2}$$

дорівнюють

$$m_{W_\pi}^2 = g^2(m^2 + \chi^2 + \lambda^2), \quad m_{W_1}^2 = g^2(m^2 + \lambda^2) + \frac{f}{2}g^2, \quad m_{W_2}^2 = g^2(2\chi^2 + \frac{f^2}{2}). \tag{3}$$

Поля W_π є аналогією зарядженого бозона СМ. За рахунок W1,2 можливі переходи легких кварків і лептонів у важкі.

Маси нейтральних калібровочних полів дорівнюють

$$m_{z_1,z_2}^2 = a + b \mp [(b-a)^2 + c^2]^{\frac{1}{2}}, m_A^2 = 0\,. \tag{4}$$

Масовий лагранжіан для нейтральних калібровочних полів має вигляд

$$L = \frac{\lambda^2}{4}[-\frac{4}{3}g'B + g(W_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_8)]^2 + f^2[-\frac{2}{3}g'B + \frac{g}{\sqrt{3}}W_8]^2. \tag{5}$$

Діагоналізуючи масову матрицю ортогональним перетворенням, виражаємо початково введені поля B, W_3, W_8 через фізичні A, Z_1, Z_2 [6].

Таким чином, в результаті спонтанного порушення симетрії із дев'яти калібровочних полів групи SU(3)xU(1) вісім бозонів стають масовими, а один - безмасовим.

2. Асиметрія в процесах $\bar{e}e \to \bar{f}f$

Амплітуду процесів $\bar{e}e \to \bar{f}f$ запишемо у такому загальному $\mu e^- -, \tau e^-$ – універсальному вигляді:

$$M_{f_i} = \frac{4\pi\alpha}{s}[\bar{U}(-p_2)\gamma_\mu U(p_A)][\bar{V}(k_1)\gamma_\mu V(-k_2)] - \sqrt{2}GD_1 \times [\bar{U}(-p_2)\gamma_\mu(g_v^e + g_A^e\gamma_5)U(p_1)][\bar{V}(k_1)\gamma_\mu(g_v^{\mu,\tau} + g_A^{\mu,\tau})\times V(-k_2)] + (D_1 \to D_2), \tag{6}$$

де p_1, p_2, k_1, k_2 - відповідно 4- імпульси електрона, позитрона, мюона (тау) і антимюона (антитау),

$$s = q^2, \qquad q = p_1 + p_2,$$

$$D_1 = (1 - \frac{s}{m_{z_1 2}} + i\frac{\Gamma_{z_1}}{m_{z_1}})^{-1},$$

$$D_2 = (1 - \frac{s}{m_{z_2}^2} + i\frac{\Gamma_{z_2}}{m_{z_2}})^{-1},$$

$m_{z_{1,2}}, \Gamma_{z_{1,2}}$ - маси і ширини розпадів нейтральних векторних мезонів Z_1, Z_2, які переносять слабкі взаємодії; $g_A^e, g_v^e, g_A^\mu, g_v^\mu, g_A^\tau, g_v^\tau$ - константи взаємодій, які залежать від форми включення e^-, μ^-, τ^-- полів у мультиплети. Інтерференційні ефекти виникають за рахунок ферміонів з трьома нейтральними бозонами A, Z_1, Z_2.

Переріз кутового розподілу поздовжньо-поляризованих ферміонів у випадку довільних поляризацій початкових частинок, обчислений на основі амплітуди (6), має вигляд

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s_1,s_2,h)=\frac{1}{2}\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big\{1+b_1+b_2\vec{p}^0(\vec{s}_1+\vec{s}_2)+b_3\vec{p}^0 s_1\vec{p}^0 s_2+ \\ +b_4\left[2(\vec{p}^0 s_1\vec{k}^0 s_2+\vec{p}^0 s_2\vec{k}^0 s_1)\cos\theta-2\vec{k}^0 s_1\vec{k}^0 s_2+s_1 s_2\sin^2\theta\right]\Big\}, \tag{7}$$

де

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\alpha^2\beta}{4s}\left(A_0-B_0\,Re\,\chi+\frac{1}{4}C_0|\chi|^2\right) \tag{8}$$

\- переріз процесу (мал.1), усереднений і просумований по поляризаціям частинок. В (7) і (8) введено такі позначення:

$$b_i=\frac{4A_i-4B_i\,\mathrm{Re}\,\chi+C_i|\chi|^2}{4A_0-4B_0\,\mathrm{Re}\,\chi+C_0|\chi|^2},\ (i=1\div 4),\qquad \chi=\frac{GsD_{1,2}}{\sqrt{2}\pi\alpha}, \tag{9}$$

$$B_0=g_V G_V^{\mu,\tau}(2-\beta^2\sin^2\theta)+2g_A G_A^{\mu,\tau}\beta\cos\theta,$$
$$B_1=-\left[g_V G_A\beta(1+\cos^2\theta)+2g_A G_V\cos\theta\right]h,$$
$$B_2=-2g_A G_A\cos\theta-g_A G_V(2-\beta^2\sin^2\theta)+$$
$$+\left[2g_V G_A\cos\theta+g_A G_A\beta(1+\cos^2\theta)\right]h,$$

$$\begin{aligned}B_3&=2g_V G_V(1+\beta^2\cos^2\theta)+2g_A G_A\beta\cos\theta-\\&-2\left[g_V G_A\beta(1+\cos^2\theta)+g_A G_V\cos\theta\right]h,\\B_4&=-g_V G_V\beta^2+g_V G_A\beta h,\\C_0&=(g_V^2+g_A^2)\left[G_V^2(2-\beta^2\sin^2\theta)+G_A^2\beta^2(1+\cos^2\theta)+\right.\\&\left.+8g_V g_A G_V G_A\beta\cos\theta\right],\\C_1&=-2\left[(g_V^2+g_A^2)G_V G_A\beta(1+\cos^2\theta)+2g_V g_A(G_V^2+\right.\\&\left.+G_A^2\beta^2)\cos\theta\right]h,\end{aligned} \tag{10}$$

$$
\begin{aligned}
C_2 &= -4(g_V^2 + g_A^2)G_V G_A \beta\cos\theta - 2g_V g_A\left[G_V^2(2-\beta^2\sin^2\theta)+\right.\\
&\left.+G_A^2\beta^2(1+\cos^2\theta)\right] + 2\left[(g_V^2+g_A^2)(G_V^2+G_A^2\beta^2)\cos\theta+\right.\\
&\left.+2g_V g_A G_V G_A\beta(1+\cos^2\theta)\right]h,\\
C_3 &= 2g_V^2\left[G_V^2(1+\beta^2\cos^2\theta)+G_A^2\beta^2(1+\cos^2\theta)\right]+2g_A^2G_V^2(1-\\
&-\beta^2)+8g_V G_A G_V G_A\beta\cos\theta - 4\left[g_V^2 G_V G_A(1+\cos^2\theta)+\right.\\
&\left.+g_V g_A(G_V^2+G_A^2\beta^2)\cos\theta\right]h,\\
C_4 &= (g_V^2-g_A^2)\left[-(G_V^2+G_A^2)\beta^2+2G_V G_A\beta h\right],
\end{aligned}
\tag{11}
$$

Величини A_i і B_0 одержуються відповідно із B_i і B_0 при $g_v=G_v=1$, а $g_A=G_A=0$. Другий і третій доданки в (8) показують на те, що переріз утворення $\mu^+\mu^-$ -, $\tau^+\tau^-$ - менший ніж в електродинаміці. Дійсно, при $s \ll m_{Z1,Z2}$, нехтуючи частково χ, одержуємо:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{16s}(1+\cos^2\theta)\left[\left(1-\frac{G_F g_v^2}{\pi\alpha\sqrt{2}}s\right)-\frac{G_F}{2\pi\alpha\sqrt{2}}\frac{\cos\theta}{1+\cos^2\theta}\right], \tag{12}$$

тобто переріз утворення $\mu^+\mu^-$ -, $\tau^+\tau^-$ - менший на множник

$$\left(1-\frac{G_F g_v^2}{\pi\alpha\sqrt{2}}\right).$$

Другий доданок в (12) описує інтерференційний факт “зарядової асиметрії”, завдяки якому імовірності випромінювання під заданим кутом θ для μ^+ і μ^- не дорівнюють одна одній. Легко побачити, що така асиметрія не має ніякого відношення до порушення парності. Експериментальні спостереження утворення $\mu^+\mu^-$ при великих s дають результати, які узгоджуються з (12).

Із (8) кутова асиметрія дорівнює

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \int \frac{d\sigma(\theta) - d\sigma(\pi-\theta)}{d\sigma(\theta) + d\sigma(\pi-\theta)}d\Omega = \frac{3}{4}\frac{G_A}{G_S}, \tag{13}$$

де

$$G_S = Q_f^2 - Q_f \vartheta_l \vartheta_f \operatorname{Re}\chi(s) + \frac{1}{4}(\vartheta_l^2 + a_l^2)(\vartheta_f^2 + a_f^2)|\chi(s)|^2, \tag{14}$$

$$G_A = -Q_f a_l a_f \operatorname{Re}\chi(s) + \vartheta_l \vartheta_f a_l a_f |\chi(s)|^2, \tag{15}$$

$$\vartheta_l = 2(g_L + g_R), \quad a_l = 2(g_L - g_R), \tag{16}$$

$$\vartheta_f = (G_L + G_R), \quad a_f = (G_L - G_R), \tag{17}$$

Таким чином, підставляючи значення мас $Z_{1,2}$ - бозонів і ϑ_l, a_l, a_f, $\Gamma_{Z1,2}$ одержуємо значення асиметрій, які приведені в таблиці 1.

Отже, припустивши, що константи слабких взаємодій електрона, мюона і τ-лептона не універсальні, можна пояснити асиметрію в реакціях e^+e^- - пучках. Більш точні експериментальні дані в реакціях $e^+e^- \to \mu^+(\tau^+)+\mu^-(\tau^-)$ дадуть можливість підтвердити запропоновану модель.

Таблиця 1

$\sqrt{s}$, ГеВ	Теоретичні дані		Експериментальні дані		СМ
	$A_{\mu\mu}$ (%)	$A_{\tau\tau}$ (%)	$A_{\mu\mu}$ (%)	$A_{\tau\tau}$ (%)	A(%)
1	2	3	4	5	6
52	-0.249	-0.153	-0.434±0.170	-0.184±0.192	-0.249
55	-0.294	-0.121	-0.110±0.165	-0.177±0.261	-0.294
56	-0.312	-0.391	-0.300±0.124	-0.459±0.166	-0.312
1	2	3	4	5	6
57	-0.330	-0.432	0.462±0.149	0.495±0.180	-0.330
88.480	-0.158	-0.112	-0.15±0.10	-0.11±0.13	
89.470	-0.100	-0.113	-0.20±0.07	-0.151±0.083	
90.228	-0.092	-0.1133	-0.041±0.052	-0.137±0.070	
91.222	0.033	-0.0337	0.013±0.021	-0.032±0.029	
91.967	0.094	0.0454	0.060±0.045	0.042±0.063	
92.966	0.095	0.1167	0.122±0.058	0.161±0.079	
93.716	0.086	0.1176	0.084±0.067	0.058±0.082	

3. Зарядова асиметрія при енергіях гадронних коллайдерів

Введення в дію гадронних коллайдерів дає можливість вивчення характеристик Р- непарних ефектів при енергіях більших від порогу народження Z- бозона. Диференціальний переріз процесу народження лептонної пари в реакції $p\bar{p} \to e^+e^-$ залежить від трьох змінних. Одна із них характеризує елементарний процес (θ- кут розсіювання в с. ц. м. партонів), а двома іншими можуть бути долі імпульсів партонів x_1, x_2.

Але замість $x_{1,2}$ зручно використати

$$x_1 = \sqrt{\tau}e^{y}, x_2 = \sqrt{\tau}\, e^{-y}, \tag{18}$$

де $\tau = \frac{M^2}{s}$, М- маса лептонної пари, у- її швидкість в с. ц. м. гадронів.

Зв'язок між кутом розсіювання в с. ц. м. гадронів θ_Γ и θ

$$cos\theta = \frac{cos\, y - cos\theta_\Gamma chy}{cos\theta_\Gamma shy - chy}. \tag{19}$$

Після підстановки (19) в (1) переріз уже явно не буде виражатися через парну та непарну частини. У зв'язку з тим, відбиту спінову структурну взаємодію інтегрують по θ. Далі проводиться інтегрування по у і досліджується $d\sigma / d\tau$.

4. Кутова змінна χ і факторизація асиметрії

Переріз народження лептонної пари в елементарному процесі має вигляд:

$$d\sigma = d\sigma_{\gamma\gamma} + d\sigma_{\gamma z} + d\sigma_{zz}, \qquad (20)$$

$$d\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{3}Q^2 \frac{\alpha^2}{2} \frac{1}{(p_1 p_2)^3} F_1 dR_2, \qquad (21)$$

$$d\sigma_{\gamma z} = \frac{1}{3}Q \frac{\alpha g^2}{8\pi} \frac{2p_1 p_2 - m_z^2}{(p_1 p_2)^2 [(2p_1 p_2 - m_z^2)^2 + m_z^2 \Gamma_z^2]} \times$$
$$\times [g_v^l g_v^q F_1 + g_A^l g_A^q F_2] dR_2, \qquad (22)$$

$$d\sigma_{zz} = \frac{1}{3} \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{g^4}{32(p_1 p_2)[(2p_1 p_2 - m_z^2)^2 + m_z^2 \Gamma_z^2} \times$$
$$\times [(g_v^{q^2} + g_A^{q^2})(g_v^{l^2} + g_A^{l^2}) F_1 +$$
$$+ 4 g_v^l g_A^l g_v^q g_A^q F_2] dR_2, \qquad (23)$$

де

$$F_1 = (p_1' p_2)(p_1 p_2') + (p_1 p_1')(p_2 p_2') + m^2 (p_1 p_2),$$
$$F_2 = (p_1 p_1')(p_2 p_2') - (p_1 p_2')(p_1' p_2),$$
$$Q = (\frac{e_q}{e})(\frac{e_l}{e}). \qquad (24)$$

Як уже згадувалося, для вивчення вигляду кутового розподілу лептонів змінна θ с.ц.м. партонів є незручною, тому що переріз не можна розділити явно на парну і непарну частини. Зцією метою введемо змінну, яка дає можливість виділити Р- непарний доданок :

$$\cos\theta_1 = \frac{(\vec{p}_1' - \vec{p}_2', \vec{l})}{|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|}, \qquad (25)$$

де кут θ_1 утворений віссю променів ;$\vec{l}$ - одиничний вектор в напрямку осі променів та різницею 3-імпульсів кінцевих лептонів в с.ц.м. гадронів.

При $x_1 = x_2$ кут θ_1 співпадає з θ. Визначимо

$$\cos\chi = \frac{\cos\theta_1}{\sqrt{1 + sh^2 y \sin^2\theta_1}}, \qquad (26)$$

тоді ($\hat{s} = x_1 x_2 s$)

$$F_1 = \frac{\hat{s}^2}{8}(1 + \cos^2\chi), F_2 = \frac{\hat{s}^2}{4}\cos\chi, \qquad (27)$$

$$dR_2 = \pi d\cos\chi. \qquad (28)$$

Формули (18) дають можливість записати кутовий розподіл $p\bar{p} \to e^+ e^- X$ у вигляді , аналогічному у випадку $e^+ e^- \to l^+ l^-$ за рахунок запровадження кута θ_1, який не зв'язаний з вильотом якої-небудь частинки.

Зарядова асиметрія в реакції $p\bar{p} \to e^+ e^- X$ визначається так :

$$A_c = \frac{d\sigma(\theta) - d\sigma(\pi - \theta)}{d\sigma(\theta) + d\sigma(\pi - \theta)}. \qquad (29)$$

У нашому випадку асиметрія має факторизований вигляд :

$$A_c^q = A_1(\tau) A_2(\theta, y) A_3(\tau, y), \qquad (30)$$

де

$$A_1(\tau) = \frac{\frac{-Q\alpha G_F}{2\pi\sqrt{2}} g_A^q g_A^l (1 - \frac{\tau s}{m_z^2}) + \frac{1}{16\pi^2} G_F^2 \tau s g_v^q g_A^q g_v^l g_A^l}{Q^2 \frac{\alpha^2}{2\tau s} R - Q \frac{\alpha G_F}{2\pi\sqrt{2}} g_v^q g_v^l (1 - \frac{\tau s}{m_z^2}) + \frac{1}{16\pi^2} G_F^2 (g_v^{q^2} + g_A^{q^2}) + (g_v^{l^2} + g_A^{l^2})}$$

$$A_2(\theta, y) = \frac{2\cos\chi}{1 + \cos^2\chi} = \frac{2\cos\theta\sqrt{1 + sh^2 y \sin^2\theta}}{1 + \cos^2\theta + sh^2 y \sin^2\theta},$$

$$A_3(\tau, y) = \frac{f_q^p(\tau, y) f_{\bar{q}}^{\bar{p}}(\tau, y) - f_{\bar{q}}^p(\tau, y) f_q^{\bar{p}}(\tau, y)}{f_q^p(\tau, y) f_{\bar{q}}^{\bar{p}}(\tau, y) + f_{\bar{q}}^p(\tau, y) f_q^{\bar{p}}(\tau, y)},$$

$$R = (1 - \frac{\tau s}{m_z^2}) + (\frac{\Gamma_z}{m_z})^2.$$

Структурні функції $f_q^p(\tau, y)$ взяті з роботи [7].

Відмітимо, що $A_1(\tau)$ сильно залежить від констант зв'язку нейтральних струмів і маси Z. В моделі [6] з двома нейтральними калібровочними бозонами інтерференція γZ_2 приводить до спадання $A_1(\tau)$ при $\tau \approx m_{Z_2}^2$ /s, $\sqrt{s} = 0{,}54\,\text{TeB}$. $A_c(\theta, \tau, y)$ у всій області зміни змінних τ, y дає значення $A_c(\theta)$, яке наближається до нуля. Звідси випливає, що експериментальне спостереження кутової асиметрії було б важливим аргументом в підтвердженні існування Z_2 - бозона.

Висновки

Відмітимо, що в стандартній моделі $A_{\mu\mu}$=-9.4% при M_Z=90 ГеВ, $A_{\tau\tau}$=-6.3%. Таким чином, теоретичні значення кутової асиметрії A узгоджуються з новими експериментальними даними і немає значних відхилень від стандартної моделі. Але стандартна модель в 1.3 рази дає менше значення для $A_{\mu\mu}$, ніж останні експериментальні дані [8]. У зв'язку з вимірюваням асиметрії, необхідно підкреслити, що тут, видно, вперше з'явилися посилання на кінцеву величину маси Z - бозона з m_Z =80±5 ГеВ. Останні експериментальні дані [8] знаходяться в кращому узгодженні з нашою моделлю, ніж модель Вайнберга - Салама.

1.Bacala A., Malcow R., Sporks W. et al.//Phys. Lett. 13.-1989.-218.-p.113-118.
2. Benvenuti A. et al.//Phys. Rev. Lett.-1977.-35.- p. 1110.
3. Barnett R.M., Chorg L.N.//Phys. Lett. B.-1977.-72.-p.239.
4. Lanpacker P., Segre G., Golskani M.// Ibid. D. -1978.-17.-p.1402.
5. Lee B.W., Weinberg S.//Phys. Rev. Lett. -1977.-38.-p.1237.
6. Данило Т.І., Сабов О.В.// УФЖ.-1995.-40.-с. 1157-1162
7. Панков А.// ЯФ.-1994.-57.-с.472.
8. DELPHI Collaboration, Aarnio P., Agnilar-Benitoz M.; Phlen S. et al. // Nucl. Instrum. Meth. -1991.-303.-P.233.

LEPTON AND PROTON SCATTERING ASYMMETRY

V.I. Sabov, T.I. Danylo, M.Y. Lyubka

Uzhgorod State University, 88000, Uzhgorod, Voloshin, 54

On the assumption of differences among the constants of weak interactions of electron, muon and τ - leptons the asymmetry of interactions has been considered in the processes $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$, being in qualitative agreement with new experimental data at $\sqrt{s} \geq 50$ GeV. On the consideration of asymmetry of these processes, the lepton multiplets are choosen such that the μe-, τe- universality of weak interactions is broken.