

## ОБРАЗОВАНИЕ SUSY - ЧАСТИЦ И ЛЕПТОКВАРКОВ НА ФОТОН-ФОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**Б.И.МЕХТИЕВ, Х.А.МУСТАФАЕВ, Ф.Т.ХАЛИЛ-ЗАДЕ**

*Институт Физики НАН Азербайджана  
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида 33*

Исследованы возможности обнаружения SUSY- частиц и лептокварков на встречных  $\gamma\gamma$  – пучках высоких энергий.

Возможности получения встречных  $\gamma\gamma$ -,  $\gamma e$  [1,2]- и  $\gamma p$  [3] - пучков с реальными фотонами на базе линейных  $e^+e^-$  – столкновений [4] , с примерно теми же энергий и светимостью, открывают большие перспективы в экспериментальном изучении процессов, происходящих в  $\gamma\gamma$ -,  $\gamma e$  и  $\gamma p$  – столкновениях.

В связи с этим исследованием процессов рождения SUSY-частиц и лептокварков на встречных  $\gamma\gamma$ -,  $\gamma e$  – и  $\gamma p$  – пучках представляет несомненный интерес. Рождение SUSY-частиц на встречных  $e^+e^-$  – пучках рассмотрено в работах [5,6]. В работе [7] рассмотрено рождение SUSY-частиц на встречных  $\gamma e$  – пучках.

В настоящей работе исследуются процессы рождения скалярных фермионов  $(\tilde{f}, \bar{\tilde{f}})$ , вино  $(\tilde{W}^+, \tilde{W}^-)$ , скалярных лептокварков  $(\tilde{D}, \tilde{D}^c)$  и фермионных лептокварков  $(D, D^c)$  на встречных  $\gamma\gamma$  – пучках:

$$\gamma + \gamma \rightarrow \tilde{f} + \bar{\tilde{f}}, \quad (1)$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \tilde{D} + \tilde{D}^c, \quad (2)$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \tilde{W}^+ + \tilde{W}^-, \quad (3)$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow D + D^c. \quad (4)$$

Отметим, что процессы (1) и (3) изучались нами в работе [8]. Представляется весьма важным изучение процессов (2) и (4) наряду с процессами (1) и (3), так как суперструнные теории предсказывают существование лептокварков, обнаружение которых могло бы пролить свет при выборе конкретной модели.

В рамках минимального суперсимметричного обобщения стандартной теории Глешоу-Вайнберга-Салама [9] амплитуды процессов (1) и (2) имеют вид:

$$M = i \cdot 4\pi\alpha Q_{\tilde{f}}^2 \varepsilon_{1\mu} \varepsilon_{2\nu} \left[ \frac{(\chi_1 - k_2)_\mu (\chi_1 + k_1)_\nu}{\chi_1^2 - m_{\tilde{f}}^2} + \frac{(\chi_2 + k_1)_\mu (\chi_2 - k_2)_\nu}{\chi_2^2 - m_{\tilde{f}}^2} - 2\delta_{\mu\nu} \right] \times \quad (5)$$

$$\times \varphi^*(k_1) \varphi(-k_2).$$

Здесь  $\tilde{l} = \tilde{f}$  для (1),  $\tilde{l} = \tilde{D}$  для (2),  $\chi_1 = p_1 - k_2 = k_1 - p_2$ ,  $\chi_2 = p_2 - k_2 = k_1 - p_1$ ,  $p_1, p_2$  – 4 импульсы фотонов,  $k_1, k_2$  – 4 импульсы скалярных фермионов в случае процесса (1) (скалярных лептокварков в случае процесса (2)),  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – векторы поляризации фотонов,  $\varphi$  – волновая

функция скалярной частицы,  $m_{\tilde{l}}$  – масса,  $Q_{\tilde{l}}$  – заряд в единицах  $|e|$  соответствующих частиц.

1. Произведя на основе (5) расчеты дифференциального сечения процессов (1) и (2), усредненного по поляризации фотонов, имеем следующее выражение в с.ц.и. начальных частиц:

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \tilde{l}\tilde{l}^*)}{dy} = N_c \frac{\pi\alpha^2 Q_{\tilde{l}}^4}{s(1-\beta_{\tilde{l}}^2 y^2)^2} \left[ (1-\beta_{\tilde{l}}^2)^2 + \beta_{\tilde{l}}^4 (1-y^2)^2 \right], \quad (6)$$

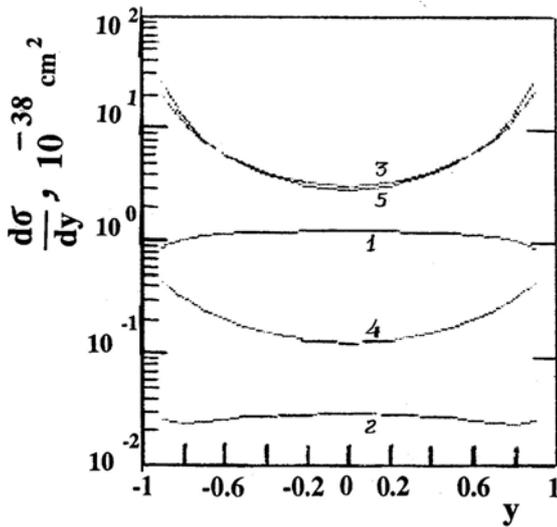
где  $\tilde{l} = \tilde{f}$  и  $N_c = 1$  для процесса (1),  $\tilde{l} = \tilde{D}$  и  $N_c = 3$  для процесса (2),  $y = \cos\theta$ ,  $\theta$  – угол вылета конечной частицы по отношению к направлению импульса фотона,  $s$  – квадрат суммы 4-импульсов начальных частиц,  $\beta_{\tilde{l}} = (1 - 4m_{\tilde{l}}^2/s)^{1/2}$ .

Отметим, что дифференциальные сечения процессов (3) и (4) имеют такой же вид, как и обычный электродинамический процесс  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  (см. например, [10]):

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow F^+F^-)}{dy} = N_c \frac{2\pi\alpha^2 \beta_F Q_F^4}{s(1-\beta_F^2 y^2)^2} \left[ 1 + 2\beta_F^2 (1-\beta_F^2)(1-y^2) - \beta_F^4 y^4 \right], \quad (7)$$

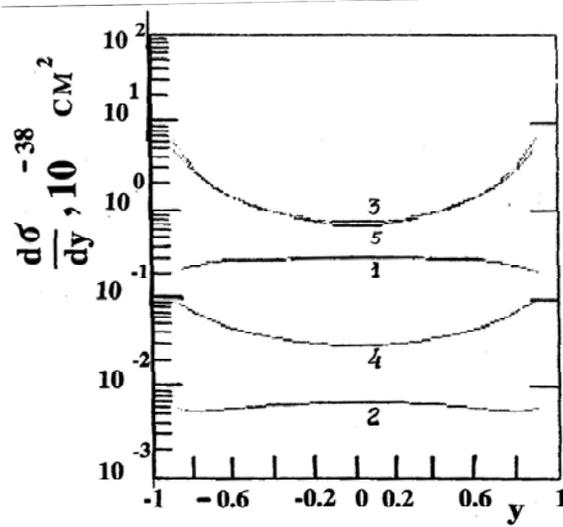
где  $F = \tilde{W}$  и  $N_c = 1$  для процесса (3),  $F = D$  и  $N_c = 3$  для процесса (4).

На Рис.1 при  $\sqrt{s} = 800$  ГэВ представлена зависимость дифференциальных сечений (6) и (7) от  $y$ . Нумерация кривых соответствует нумерацию процессов, а кривая (5) соответствует процессу  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ . При этом взято  $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 100$  ГэВ,  $m_{\tilde{D}} = m_D = 200$  ГэВ. Аналогичная зависимость при  $\sqrt{s} = 1600$  ГэВ,  $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 200$  ГэВ и  $m_{\tilde{D}} = m_D = 400$  ГэВ представлена на Рис.2.



**Рис.1.**

Зависимость дифференциальных сечений процессов (1)-(4) от  $y = \cos\theta$ , ( $\sqrt{s}=800$  ГэВ,  $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 100$  ГэВ,  $m_{\tilde{D}} = m_D = 200$  ГэВ).



**Рис.2.**

Зависимость дифференциальных сечений процессов (6) и (7) от  $y = \cos\theta$ , ( $\sqrt{s}=1600$  ГэВ,  $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 200$  ГэВ,  $m_{\tilde{D}} = m_D = 400$  ГэВ).

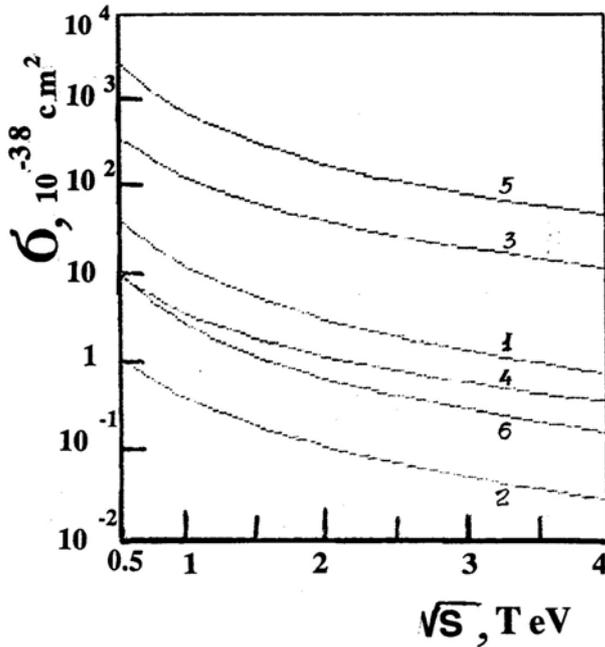
Отметим, что при рассматриваемых энергиях исключая область углов  $\theta \approx 0$  и  $\pi$  дифференциальное сечение процесса (3) почти не отличается от соответствующего сечения обычного процесса  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ .

II. Перейдем к исследованию полных сечений рассматриваемых процессов. Интегрируя выражения (6) и (7) по  $u$  для полных сечений процессов (1)- (4) имеем, соответственно:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \tilde{l}\tilde{l}^-) = N_c \frac{\pi\alpha^2 Q_l^4}{s} \left[ 2\beta_{\tilde{l}}(2 - \beta_{\tilde{l}}^2) - (1 - \beta_{\tilde{l}}^4) \ln \frac{1 + \beta_{\tilde{l}}}{1 - \beta_{\tilde{l}}} \right], \quad (8)$$

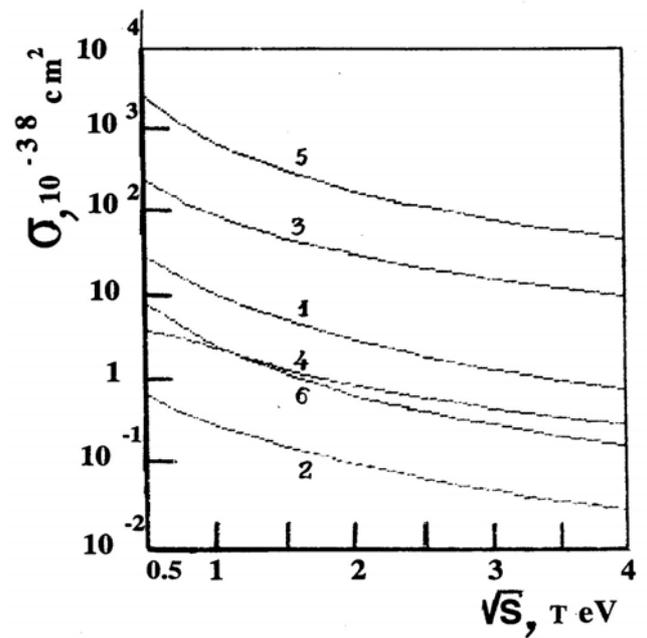
$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow F^+F^-) = N_c \frac{2\pi\alpha^2 Q_F^4}{s} \left[ (3 - \beta_F^4) \ln \frac{1 + \beta_F}{1 - \beta_F} - 2\beta_F(2 - \beta_F^2) \right]. \quad (9)$$

На Рис.3 представлена зависимость полных сечений (8) и (9) от  $\sqrt{s}$ . Нумерация кривых соответствует нумерацию процессов. Для сравнения на рис.3 также представлены зависимости полных сечений процессов  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  (кривая 5) и  $e^+e^- \rightarrow \tilde{f}_L\tilde{f}_L^-$  ( $\tilde{f} \neq \tilde{e}$ , кривая 6). При этом взято  $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 50\text{ГэВ}$ ,  $m_{\tilde{D}} = m_D = 100\text{ГэВ}$ . Аналогичная зависимость при  $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 100\text{ГэВ}$  и  $m_{\tilde{D}} = m_D = 200\text{ГэВ}$  представлена на Рис.4.



**Рис.3.**

Зависимость полных сечений процессов (1) - (4) от  $\sqrt{s}$  ( $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 50\text{ГэВ}$ ,  $m_{\tilde{D}} = m_D = 100\text{ГэВ}$ ).



**Рис.4.**

Зависимость полных сечений процессов от  $\sqrt{s}$  ( $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 100\text{ГэВ}$ ,  $m_{\tilde{D}} = m_D = 200\text{ГэВ}$ ).

Отметим, что при энергии  $\sqrt{s} = 1\text{ТэВ}$  и одинаковой светимости  $\gamma\gamma$ - и  $e^+e^-$ -пучков отношение числа событий процесса (1) к числу событий процесса

$e^+e^- \rightarrow \tilde{f}_L \tilde{f}_L^*$  составляет  $N_{\gamma\gamma \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}^*} / N_{e^+e^- \rightarrow \tilde{f}_L \tilde{f}_L^*} \sim 5$ . На первый взгляд поиск SUSY-частиц в данном случае более благоприятен в экспериментах со встречными  $\gamma\gamma$ -пучками. Однако, с учетом реальных светимостей  $\gamma\gamma$ -и  $e^+e^-$ -пучков [4], ситуация меняется на противоположную\*).

Теперь рассмотрим зависимость полных сечений процессов (1)- (4) от массы рождающихся SUSY-частиц. На Рис.5 при  $\sqrt{s} = 1\text{ТэВ}$  представлены зависимости полных сечений процессов (1)-(4) от массы рождающихся SUSY-частиц. Нумерация кривых как на Рис.3. Аналогичная зависимость представлена на Рис.6 при  $\sqrt{s} = 2\text{ТэВ}$ .

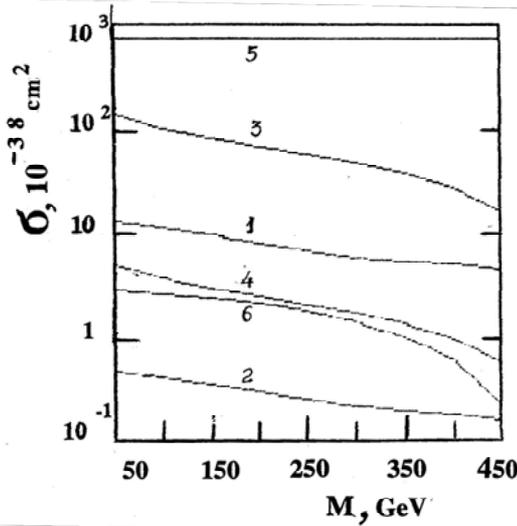


Рис.5.

Зависимость полных сечений процессов (1)-(4) от массы рождающихся SUSY-частиц и лептокварков ( $\sqrt{s} = 1\text{ТэВ}$ ).

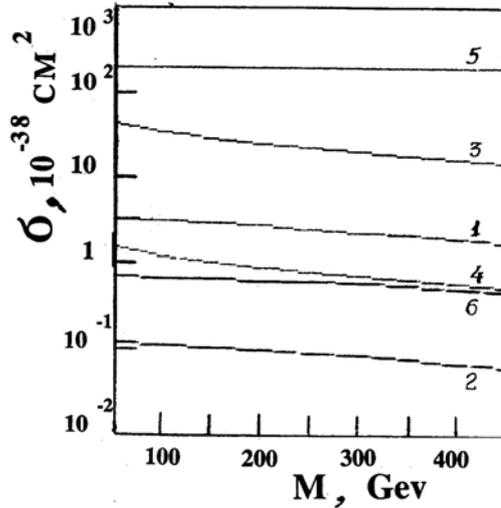


Рис.6.

Зависимость полных сечений процессов (8) и (9) от массы рождающихся частиц ( $\sqrt{s} = 2\text{ТэВ}$ ).

Как видно, при  $L_{\gamma\gamma} = L_{e^+e^-} = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек.}^{-1}$  рассматриваемые события (при  $\sqrt{s} = 1\text{ТэВ}$ ,  $m_{\tilde{f}} = m_{\tilde{W}} = 50\text{ТэВ}$ ,  $m_{\tilde{D}} = m_D = 100\text{ТэВ}$ ) для процессов (1) и (4) исчисляются тысячами в год, для процессов (2) и  $e^+e^- \rightarrow \tilde{f}_L \tilde{f}_L^*$  имеем несколько сот событий в год, а для процесса (3)  $\sim 10^4$  событий в год.

В заключение несколько слов о сигнатуре рассматриваемых процессов. В SUSY-теориях с безмассовым фотино, основным каналом распада скалярных фермионов будет  $\tilde{f} \rightarrow f \tilde{\gamma}$ . Если в процессе (1) рождаются скалярные лептоны, то сигнатурой процесса будут акомпланарные лептоны с большой потерянной энергией. В случае рождения скалярных кварков сигнатурой будут две акомпланарные струи с большим потерянным импульсом, либо если основной модой распада является  $\tilde{q} \rightarrow \tilde{g}q$  - многоструйные события с относительно меньшим

\*) Следует отметить, что в принципе, достижимая светимость  $\gamma\gamma$ -столкновений может даже существенно превышать светимость  $e^+e^-$  - коллайдера [2]. В этом случае  $\gamma\gamma$ -режим обладает явным преимуществом по сравнению с  $e^+e^-$  - режимом для изучения скалярных лептонов и кварков.

потерянным  $p_{\perp}$ . При этом сечение рождения скалярных кварков пропорционально  $Q_{\tilde{q}}^4$ . Следовательно, сечение рождения «верхних» («нижних») скалярных кварков составляет  $\sim 0,6$  (0,04) сечения рождения скалярных лептонов той же массы. Сигнатурой процесса (2) будут как акомпланарные события с большим потерянным  $p_{\perp}$ , так и многоструйные события с потерянным  $p_{\perp}$ . Наиболее яркая сигнатура будет иметь место в случае рождения лептокварков: в конечном состоянии будут наблюдаться два изолированных лептона и две кварковые струи.

1. И.Ф.Гинзбург, Г.Л.Коткин, В.Г.Серьбо, В.И.Тельнов, *Письма в ЖЭТФ*, **34** (1981) 514; И.Ф.Гинзбург, Г.Л.Коткин, В.Г.Серьбо, В.И.Тельнов, *ЯФ*, **38** (1983) 372; I.F.Ginzburg, G.L.Kotkin, V.G.Serbo, V.I.Telnov, *Nucl. Instr. Methods*, **205** (1983) 47.
2. В.И.Тельнов, *Препринт ИЯФ СО АН СССР 89-90, Новосибирск*, (1989).
3. С.И.Алехин, Э.Э.Боос, В.И.Бородулин, Г.В.Джикия, С.Р.Слабоспицкий, А.Ю.Смирнов, С.Ф.Султанов, *Препринт ИФВЭ 87-48, Серпухов*, (1987), *Препринт ИФВЭ 88-94, Серпухов*, (1988).
4. А.Н.Скринский, *УФН*, **138** (1982) 3; В.Е.Балакин, А.Н.Скринский. “*Линейные встречные пучки-перспективы развития*”. *Конспект лекций, МИФИ, Москва*, (1984); *J.Ellis, CERN preprint 97-367*, (1997).
5. P.Chiappetta et al., *Nucl.Phys.*, **B 259** (1985) 365.
6. P.Chiappetta et al., *Nucl.Phys.*, **B 262** (1985) 495; J. Blumlein, E.Boss and A. Kryukov, *Phys.Lett.*, **B292** (1997) 150.
7. J.A.Grifols, R.Pascual., *Phys. Lett.*, **B 135** (1984) 319; (Errata, *Phys. Lett.*, **B 142** (1984) 455), Т.М.Алиев, Kh.A.Mustafayev, *Yad. Fiz.*, **53** (1991)771; Х.А.Мустафаев, Б.И.Мехтиев, Ф.Т.Халил-заде, *Transaction of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXIII** №2 (2003) 70.
8. Н.А.Гулиев, Б.И.Мехтиев, С.Ф.Султанов, Ф.Т.Халил-заде, *Transaction of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXII** №2 (2002) 50.
9. Н.Е.Хабар, G.L.Kane., *Phys. Rep.*, **C 117** (1985) 75.
10. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий, *Квантовая электродинамика. Москва, Наука*, (1969).

**QARŞILIQLI FOTON-FOTON DƏSTƏLƏRİNDƏ SUSY-ZƏRRƏJİKLƏRİN VƏ  
LEPTOKVARKLARIN YARANMASI**

**B.İ.MƏHDİYEV, X.A.MUSTAFAİYEV, F.T.XƏLİL-ZADƏ**

Yüksək enerjili  $\gamma\gamma$  – toqquşmalarında SUSY-zərrəciklərin və leptokvarkların müşahidə olunması imkanları tədqiq edilmişdir.

**SUSY – PARTICLES AND LEPTOQUARKS PRODUCTION ON THE COLLIDING  
 $\gamma\gamma$  – BEAMS OF HIGH ENERGY**

**B.I.MEHDIYEV, Kh.A.MUSTAFAYEV, F.T.KHALIL-ZADE**

The possibilities of the detection of the SUSY-particles and leptoquarks on the high energy  $\gamma\gamma$  – colliders have been investigated.

Редактор: Ш.Нагиев