

ԵՐԵՎԱՆԻ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆԱԿԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆ  
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՈՒԿՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆ

ЕФИ-ТО-7(69)

*К.А.Исприян, И.А.Нагорская,  
А.Г.Оганесян, В.А.Ховсе*

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ РЕАКЦИИ  
 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

АРУС



ԵՐԵՎԱՆ

1969

ԵՐԵՎԱՆ

## А Н Н О Т А Ц И Я

В работе исследуются поляризационные эффекты в реакции образования пары двумя фотонами. Полученные результаты для произвольных поляризаций начальных фотонов подробно анализируются для некоторых частных случаев. Предложены два способа экспериментального исследования этого процесса.

K.A. Isirlian, I.A. Nagorskaya, A.G. Oganesian, V.A. Khose

Polarization effects in the Reaction  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  and Possibilities of the Experimental Investigation

### A b s t r a c t

Polarization effects in the reaction of pair production by two photons are investigated. The obtained results for the case of arbitrary polarization of the initial photons are analyzed for certain initial polarization. Two methods for experimental investigation of this process is suggested.

## 1. Введение

В последнее время обсуждаются возможности экспериментального наблюдения редкого, но фундаментального процесса рассеяния света на свете [1-3]. В то же время сечение процесса  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  существенно превышает сечение указанного процесса и в некоторых случаях может дать значительный фоновый вклад при его исследовании. Изучение процесса  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  представляет и самостоятельный интерес, например, с точки зрения проверки С-инвариантности квантовой электродинамики. Поэтому, в настоящей работе рассматриваются некоторые варианты экспериментального наблюдения процесса  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  и детально исследуются поляризационные эффекты в этой реакции. Заметим, что поляризационные эффекты в процессах двухквантовой аннигиляции электрон-позитронной пары и комптон-эффекта на движущемся электроне рассматривались в работах [4 - 7].

## 2. Поляризационные эффекты

Рассмотрим процесс рождения электрон-позитронной пары при лобовом столкновении двух фотонов. Пусть  $K_1(\omega_1, \vec{n}_1, \omega_1)$ ,  $K_2(\omega_2, -\vec{n}_2, \omega_2)$  - импульсы начальных фотонов,  $P(E, \vec{n}_e, P)$ -

$\zeta$  - импульс электрона. Плоскость, образованную векторами  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  будем называть плоскостью реакции. Остановимся на случае, когда по поляризациям позитрона проведемо суммирование.  $S(\frac{P(\vec{\zeta}\vec{n}_2)}{m})$

$\vec{\zeta} + \frac{(E-m)(\vec{\zeta}\vec{n}_2)}{m}$  - вектор поляризации электрона. Если  $\omega_1 \neq \omega_2$ , то угол вылета электрона  $\theta$  относительно направления  $\vec{n}_1$  из законов сохранения энергии - импульса задается формулой:

$$\cos \theta = \frac{2\omega_1\omega_2 - E(\omega_1 + \omega_2)}{P(\omega_2 - \omega_1)} \quad (1)$$

В дальнейшем, не нарушая общности, будем считать  $\omega_1 > \omega_2$ . Анализ формулы (1) показывает, что при  $\omega_1, \omega_2 \geq m$  допустимы все углы вылета электрона. При этом максимальное (минимальное) значение энергии достигается при  $\theta = 0$  ( $\theta = \pi$ )

$$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} - \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \sqrt{1 - \frac{m^2}{\omega_1\omega_2}} \leq E \leq \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} + \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \sqrt{1 - \frac{m^2}{\omega_1\omega_2}} \quad (2)$$

Если же выполняется условие

$$4\omega_1^2\omega_2^2 - m^2(\omega_1 + \omega_2)^2 < 0 \quad (3)$$

то допустимы не все углы вылета электрона, а только  $\theta_{\max} \geq \theta \geq 0$ , где

$$\sin^2 \theta_{\max} = \frac{4\omega_1\omega_2(\frac{\omega_1\omega_2}{m^2} - 1)}{(\omega_1 - \omega_2)^2} \quad (4)$$

При этом максимальное и минимальное значение энергии  $E$  достигается при  $\theta = 0$ , а формула (2) по прежнему имеет место. Параметры Стокса начальных фотонов  $\vec{\zeta}_i^{(1)}$ ,  $\vec{\zeta}_i^{(2)}$  приведем в ортах, привязанных к плоскости рассеяния:

$$\vec{\zeta}_1^{(1)} = \vec{\zeta}_1^{(2)} = [\vec{n}_1, \vec{n}_2] / |[\vec{n}_1, \vec{n}_2]| \quad (5)$$

$$\vec{\zeta}_2^{(1)} = -\vec{\zeta}_2^{(2)} = [\vec{n}_1, \vec{\zeta}_1^{(1)']}$$

Связь этих параметров с параметрами Стокса  $\vec{\zeta}_i^{(1)}$ ,  $\vec{\zeta}_i^{(2)}$  в некоторых фиксированных ортах  $x, y$  (ось  $z$  - вдоль направления движения фотона с энергией  $\omega_i$ ) задается следующим образом:

$$\vec{\zeta}_1^{(1)'} = \vec{\zeta}_1^{(1)} \cos 2\varphi + \vec{\zeta}_2^{(1)} \sin 2\varphi, \quad \vec{\zeta}_3^{(2)'} = \vec{\zeta}_3^{(2)} \cos 2\varphi - \vec{\zeta}_4^{(2)} \sin 2\varphi,$$

$$\vec{\zeta}_3^{(1)'} = \vec{\zeta}_3^{(1)} \cos 2\varphi - \vec{\zeta}_4^{(1)} \sin 2\varphi, \quad \vec{\zeta}_4^{(2)'} = \vec{\zeta}_4^{(2)} \cos 2\varphi + \vec{\zeta}_3^{(2)} \sin 2\varphi \quad (6)$$

$$\vec{\zeta}_2^{(1)'} = \vec{\zeta}_2^{(1)}, \quad \vec{\zeta}_2^{(2)'} = \vec{\zeta}_2^{(2)}$$

В формулах (6)  $\varphi$  - угол между плоскостью реакции и плоскостью  $yz$ . Тогда выражение для дифференциального сечения образования пары двумя фотонами имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dE d\Omega} = \frac{\pi_0^2 m^2}{4\omega_1\omega_2(\omega_2 - \omega_1)} \cdot A;$$

$$A = F_0 + F_1(\vec{\zeta}_1^{(1)'} \vec{\zeta}_3^{(1)'}) + F_2 \vec{\zeta}_1^{(1)'} \vec{\zeta}_3^{(2)'} + F_3 \vec{\zeta}_1^{(1)'} \vec{\zeta}_4^{(2)'} + F_4 \vec{\zeta}_2^{(1)'} \vec{\zeta}_2^{(2)'} +$$

$$+ m(\frac{1}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_2})^2 \{ F_5(\vec{\zeta}_1^{(1)'} \vec{\zeta}_2^{(1)'}) + F_6(\vec{\zeta}_1^{(1)'} \vec{\zeta}_2^{(2)'}) + F_7(\vec{\zeta}_2^{(1)'} \vec{\zeta}_2^{(2)'}) (1 - \vec{\zeta}_3^{(2)'}) +$$

$$+ F_8(\vec{\zeta}_2^{(2)'} (1 - \vec{\zeta}_3^{(1)'}) + F_9(\vec{\zeta}_1^{(2)'} \vec{\zeta}_2^{(1)'}) + F_{10}(\vec{\zeta}_1^{(2)'} \vec{\zeta}_2^{(2)'}) \vec{\zeta}_3^{(1)'} \} \quad (7)$$

$$F_0 = \tau_1 + \frac{\tau_2}{\omega_2} + \frac{\tau_3}{\omega_1}, \quad F_1 = m^2 \left( \frac{1}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_2} \right)^2 P^2 \sin^2 \theta, \quad F_2 = F_1 - e,$$

$$F_3 = -2 \left( 1 - m^2 \frac{\omega_1 + \omega_2}{\omega_1 \omega_2} \right), \quad F_4 = \frac{1}{2} F_3 \left( \frac{\omega_1}{\omega_2} + \frac{\omega_2}{\omega_1} \right)$$

$$F_5(\vec{\zeta}) = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \omega_2 \omega_1 \left( 1 + \vec{\zeta} \vec{n}_2 \frac{P + E \cos \theta}{m} \right); \quad F_6(\vec{\zeta}) = F_5(\vec{\zeta}) (\kappa_1 \leftrightarrow \kappa_2),$$

$$F_7(\vec{e}) = \omega_1 p [\Lambda(E \cos \theta - p) - m \sin^2 \theta (\vec{e} \vec{n}_2)], \quad F_8(\vec{e}) = F_7(\vec{e}) (k_1 \leftarrow k_2)$$

$$F_9(\vec{e}) = -p \vec{e} [\vec{n}_1, \vec{n}_2] \chi; \quad F_{10} = p \alpha_2 \vec{e} [\vec{n}_1, \vec{n}_2];$$

$$\alpha_2 = \frac{2\omega_1 \omega_2 (E - \omega_1)}{\omega_2 - \omega_1}, \quad \chi = (k_2 p) = \frac{2\omega_1 \omega_2 (\omega_2 - E)}{\omega_2 - \omega_1} \quad (8)$$

$$\Lambda = (\vec{e} \vec{n}_1) - (\vec{e} \vec{n}_2) \cos \theta$$

Из формул (6,7) следует, что при  $\theta = 0$  (90°, если оно допустимо), независимо от поляризации электрона, сечение обращается в нуль при  $\vec{e}_2^{(1)} = -\vec{e}_2^{(2)} = \pm I$ . Кроме того, конечные частицы имеют противоположные проекции спинов на направление движения конечных частиц. Эти обстоятельства являются следствием закона сохранения проекции момента на направление движения.

Выражение для сечения (6,7) зависит от поляризации электрона  $\vec{e}$  лишь в комбинациях с параметрами циркулярной поляризации фотонов  $\vec{e}_2^{(1)}$  и  $\vec{e}_2^{(2)}$ . Поэтому линейно-поляризованные фотоны не могут приводить к образованию поляризованных электронов. Проекция вектора  $\vec{e}$  на нормаль к плоскости рассеяния входит лишь в комбинации с параметрами  $\vec{e}_2^{(1)}$ ,  $\vec{e}_2^{(2)}$  и  $\vec{e}_1^{(1)}$ ,  $\vec{e}_1^{(2)}$ , а проекция  $\vec{e}$  на плоскость рассеяния входит лишь в комбинации с  $\vec{e}_2^{(1)}$ ,  $\vec{e}_2^{(2)}$ ,  $\vec{e}_1^{(1)}$ ,  $\vec{e}_1^{(2)}$ . Перечисленные факты являются следствием P и T инвариантности в первом приближении теории возмущений.

Если  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ , то  $E = \omega_0$  и выражение для дифференциального сечения приобретает вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\tau_0^2 m^2 p}{8 \omega_0^3} \cdot A, \quad (9)$$

где величины  $F_i$ , входящие в A, взяты в с.ч.и.

При параметрах Стокса фотонов, равных нулю, получаем известный результат для неполяризованного сечения [8].

Из формул (9) следует, что при  $\gamma = E/m \gg 1$  и  $\theta \gg 1/\gamma$ , конечный электрон не обладает с ультрарелятивистской точностью  $(\frac{m}{E})$  поперечной поляризацией, что является следствием закона сохранения спиральности ультрарелятивистских частиц в квантовой электродинамике, а так же правил отбора, введенных в работах [9 - 11]. На том же основании можно утверждать, что при  $\theta = \frac{\pi}{2}$  и  $\vec{e}_3^{(1)} = \vec{e}_3^{(2)} = \pm I$  сечение с ультрарелятивистской точностью обращается в нуль. Отметим также, что в силу правила Бора [12] при  $\vec{e}_3^{(1)} = \vec{e}_3^{(2)} = \pm I$ , проекция суммарного спина конечных частиц на направление  $[\vec{n}_1, \vec{n}_2]$  равна  $\pm I$ , а при  $\vec{e}_3^{(1)} = -\vec{e}_3^{(2)} = \pm I$  равна нулю.

Представляет интерес реально осуществимый случай  $\frac{\omega_2}{\omega_1} \ll 1$ ,  $\eta = \frac{\omega_1 \omega_2}{m^2} \gg 1$ ,  $\vec{e}_2^{(1)} = 0$ ,  $\vec{e}_2^{(2)} = \vec{e}$ ,  $\lambda = \frac{E}{\omega_1}$ , тогда степень продольной поляризации электрона равна

$$P = \frac{2\eta(2\lambda-1)(2\lambda\eta(1-\lambda)-1)}{4\lambda\eta(1-\lambda)[1+\eta(1-\lambda)^2+\eta\lambda^2]-1} \quad (10)$$

В силу громоздкости выражения для точного интегрального сечения, мы приведем его для случая  $\omega_2 \ll \omega_1$  при продольных поляризациях электронов и произвольных поляризациях фотонов:

$$\begin{aligned} \sigma = \frac{\pi \tau_0^2}{4\eta} \left\{ 2 \frac{2\eta^2 + 2\eta - 1}{\eta^2} p_n \frac{1+\beta}{1-\beta} - 4\beta \frac{1+\beta}{\eta} + 4 \vec{e}_2^{(1)} \vec{e}_2^{(2)} (3\beta \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}) - \right. \\ \left. - (\vec{e}_3^{(1)} \vec{e}_3^{(2)} - \vec{e}_1^{(1)} \vec{e}_1^{(2)}) \left( 2\beta/\eta + \frac{1}{\eta^2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) + \vec{e}_2^{(1)} (\vec{e} \vec{n}_2) \left( -4\beta + \frac{6\beta}{\eta} + \frac{2-4\eta}{2\eta^2} \ln \right) \right. \\ \left. \times \frac{1+\beta}{1-\beta} \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $\beta = \sqrt{1 - 1/\eta}$ . Из сравнения формул (10) и (11) следует, что в то время как электрон с данной энергией  $E$  обладает определенной степенью продольной поляризации, при интегрировании по энергиям поляризация исчезает, если выполнены условия для формулы (10).

Для случая, когда  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$  выражение для интегрального сечения рождения электронов с продольной поляризацией имеет вид:

$$\sigma = \frac{r_0^2 m^2 \eta}{4\omega_0^2} \left\{ 2(3-\beta^4) \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} - 4\beta(2-\beta^2) - (\xi_3^{(1)} \xi_3^{(2)} - \xi_1^{(1)} \xi_1^{(2)}) \frac{1}{\gamma^2} \left( 2\beta + \frac{1}{\gamma^2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) + 4 \xi_2^{(1)} \xi_2^{(2)} \left( 3\beta - \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - (\bar{\alpha} \bar{n}_z) (\xi_2^{(1)} + \xi_2^{(2)}) \cdot 2\beta \left( 2\beta + \frac{1}{\gamma^2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) \right\} \quad (12)$$

При параметрах Стокса фотонов, равных нулю, это выражение совпадает с известным выражением для интегрального неполяризованного сечения [8].

Из анализа выражений для интегрального сечения следует, что при  $\beta \rightarrow 0$  (т.е. над порогом) сечение стремится к нулю при

$\xi_3^{(1)} = + \xi_3^{(2)} = \pm 1$ , как  $\beta^3$ , а при  $\xi_3^{(1)} = - \xi_3^{(2)} = \pm 1$  как  $\beta$ . Иными словами вблизи порога  $e^+ e^-$  пара образуется лишь взаимно перпендикулярно поляризованными фотонами.

Этот результат следует из закона сохранения четности.

### 3. Возможности экспериментального исследования

На рис. 1а приводится зависимость от  $\omega_0$  интегрального сечения превращения неполяризованных фотонов в электрон-позитронную пару, а на рис. 1б - угловое распределение в с.д. для некоторых значений  $\omega_0$  (см. [8]).

Ниже мы рассмотрим два способа исследования реакции  $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$  которые представляются наиболее реальными.

а) Сталкивающиеся рентгеновские пучки.

Использование двух встречных рентгеновских пучков для исследования рассеяния фотона на фотоне было предложено еще в [13] и более детально рассмотрено в [2]. На рис. 2 приводится предлагаемая схема экспериментальной установки для исследования процесса  $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$ . Для получения встречных рентгеновских пучков используются две пучки с энергиями электронов 1 Мэв и с током в импульсе с длительностью  $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$  сек равным  $5 \cdot 10^4$  а. Отметим, что пучка с такими же параметрами, но с энергией  $E = 3$  Мэв уже создана [14]. Оценки показывают, что приблизительно 1,8% общей энергии, выделяемой в толстом аноде пучки, превращается в рентгеновские лучи в интервале от 0,6 Мэв до 1 Мэв со спектром  $(\hbar\omega)^{-2}$  (см. например [15]). Тогда число фотонов  $N \approx 1,2 \cdot 10^{15}$  имп<sup>-1</sup>. Число же событий, происходящих в объёме взаимодействия с длиной  $L$  и регистрируемых детектором  $D$  в телесном углу  $\Delta\Omega$ , равно

$$\Delta N = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{4\pi L^2}{Rc\tau} \frac{\epsilon^2}{S} N^2 \quad (12)$$

Здесь  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  - дифференциальное сечение  $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$ ,  $\epsilon$  - доля фотонов, попадающих в объём взаимодействия,  $S$  - поперечное сечение каждого из пучков,  $R$  - расстояние между детектором и объёмом взаимодействия. Взяв в качестве  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  минимальное значение, равное  $\sim 5 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>/стерад (рис. 1б), при приведенной на рис. 2 геометрии установки ( $R = 25$  см,  $L = 20$  см,  $S = 10^2$  см<sup>2</sup>,  $\epsilon = 0,25$ ) имеем одно событие на импульс.

В телесный угол детектора могут попасть электроны не только от реакции  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ , но и от комптон-эффекта. Связки показывают, что если из объема взаимодействия откачать газ до давления  $\sim 10^{-8}$  мм.рт.ст., то число комптоновских фотоэлектронов, регистрируемых детектором, меньше числа исследуемых пар. Отметим, что выбор энергии электронов  $E = 1$  Мэв сделан с целью исключить образование пар на ядрах.

В качестве детектора можно использовать предложенные в [16] многокитевые пропорциональные счетчики, окружающие объем взаимодействия и позволяющие определить как энергию, так и координаты электронов. Использование нескольких рядов счетчиков позволит не только восстановить геометрию и кинематику событий, а так же исследовать угловое распределение процессов.

Таким образом приведенные выше заниженные оценки показывают, что предлагаемый вариант эксперимента вполне реализуем, учитывая возможности современной техники.

б) Сталкивающиеся пучки от оптических квантовых генераторов и  $\gamma$ -квантов высоких энергий.

Использование лазеров в таком эксперименте, как и в случае рассеяния света на свете [1], целесообразно, поскольку лазеры позволяют получать интенсивные поляризованные пучки световых фотонов и тем самым исследовать эффекты поляризации. Если используется рубиновый лазер с энергией фотонов  $h\nu_0 = 1,78$  эв, то пороговое значение энергии  $\gamma$ -квантов высоких энергий будет  $h\nu_1 = 147$  Гэв. Оценим число событий образования пар при столкновении лазерного пучка фотонов с  $\gamma$ -квантами с энергиями 150-165 Гэв, хотя в настоящее время в распоряжении экспери-

ментаторов еще нет таких пучков. Отметим, что в этом случае все электроны в лабораторной системе направлены под ничтожно малыми углами ( $\approx 10^{-6}$  рад) относительно направления  $\gamma$ -квантов высоких энергий.

Число образующихся пар равно

$$\Delta N = \sigma_{\text{эфф}} \frac{2N_1 N_2}{S} \frac{L}{c\tau} \quad (13)$$

Предполагая, что в импульсе ускорителя длительностью  $\tau = 10^{-6}$  сек содержится  $N_1 = 10^{11}$   $\gamma$ -квантов в интервале энергии 150-165 Гэв, а число фотонов в импульсе лазерного пучка с той же длительностью  $N_2 = 10^{21}$ , что соответствует энергии излучения лазера  $\sim 300$  Дж; при  $S = 1 \text{ см}^2$  и  $L = 10 \text{ м}$ , имеем  $\Delta N \approx 3 \cdot 10^3$  пар на один импульс. При этом число пар, образованных  $\gamma$ -квантами на ядрах остаточного газа с давлением  $10^{-8}$  мм.рт.ст. в объеме взаимодействия  $\Delta N_{\text{я}} \approx 3 \cdot 10^{-2}$  имп.

Таким образом, рассмотренные варианты показывают, что экспериментальное исследование процесса  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  вполне возможно.

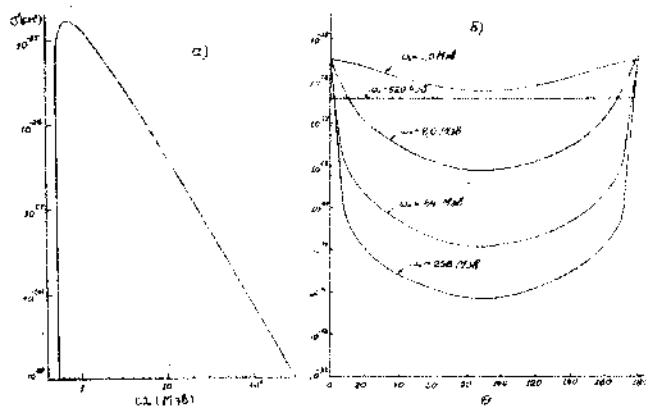


Рис.1

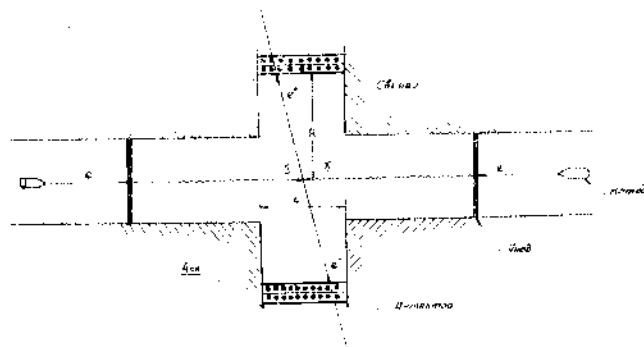


Рис.2

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ч.Арутюнян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, В.А.Туманян, Phys. Lett. 6, 175, 1963.
2. G. Rosen, F.C. Whitmore, Phys. Rev. 137 B, 1357, 1965.
3. P.L. Svonka, Phys Lett., 24 B, 625, 1967
4. L.A. Page, Phys. Rev. 106, 394, 1957.
5. А.А.Ткаченко, ЭТФ, 44, 1668, 1963.
6. Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян, И.И.Гольдман ЭТФ 45, 312, 1963.
7. И.И.Гольдман, В.А.Хозе, ЭТФ 57, 918, 1969.
8. А.И.Ахнезар, В.Б.Берестецкий, Москва "Наука", 1969.
9. И.Б.Хриплович, ЯФ, 3, 762, 1966.
10. В.Н.Байер, В.А.Хозе, ЯФ, 5, 1257, 1967.
11. В.А.Хозе, ЯФ, 7, 1094, 1968.
12. A.Bohr, Nucl. Phys. 10, 486, 1959.
13. R.Karplus, M. Neuman, Phys. Rev. 80, 380, 1950. 83, 776, 1951.
14. W.T. Link IEEE Trans. of Nucl. Sci. 6, 777, 1967.
15. Handbuch der Physik, S. Flugge, Ed (Springer Verlag, Berlin 1957) vol. 30
16. G.Charpak et al., Nucl. Inst. and Meth. Vol. 62, 262, 1968.

Рукопись поступила 17-го декабря 1969 г.

Заказ 667

ВФ 03634

Тираж 300

Множительно-копировальный сектор Ереванского физического  
института, Ереван 36, Маршаряна 2