

# МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ ПО АСИММЕТРИИ ЭЛЕКТРОНОВ ОТДАЧИ ПРИ ФОТООБРАЗОВАНИИ $e^+e^-$ -ПАР НА ЭЛЕКТРОНАХ

*В.Ф.Болдышев, Е.А.Винокуров,  
Н.П.Меренков, Ю.П.Пересунько*

Национальный научный центр  
«Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

Рассматриваются основные характеристики процесса фоторождения  $e^+e^-$ -пар на электронах (триплетов) и обсуждаются возможности использования этого процесса для измерения степени линейной поляризации фотонных пучков в широком интервале энергий от 25 МэВ до нескольких ТэВ. Анализируется поведение различных дифференциальных сечений и азимутальной асимметрии вылета электронов отдачи в зависимости от энергии фотона, величины импульса и полярного угла вылета электронов отдачи, минимального детектируемого импульса отдачи, инвариантной массы рожденной пары, доли энергии, уносимой позитроном. Определяются оптимальные условия для проведения экспериментов, обсуждаются возможности создания поляриметра на основе измерения азимутальной асимметрии электронов отдачи с использованием трековых приборов и быстродействующих счетчиков. Приводятся результаты проверочного эксперимента по измерению линейной поляризации фотонов, проведенного на харьковском ускорителе электронов.

The main characteristics of the process of  $e^+e^-$  pair photoproduction on the electrons (triplets) are reviewed and the possibility of this process to be used for the photon beam linear polarization measurement in the wide energy region from 25 MeV to few TeV is discussed. The differential cross section and the azimuthal asymmetry of recoil electrons are determined versus: the photon energy; the recoil electron momentum and its polar angle; the minimal recoil electron momentum which can be detected;  $e^+e^-$  pair invariant mass, and versus the positron energy. The optimal kinematical conditions for the experiments are determined and the possibility of constructing the polarimeter is discussed. This polarimeter is to be based on the recoil electron azimuthal asymmetry measurement by means of tracking devices and high-speed counters. The results of the experiment on the photon linear polarization measurement, which was held at the Kharkov electron accelerator, are presented.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с поляризованными частицами позволяют более глубоко и критично исследовать динамические механизмы, лежащие в основе различных взаимодействий. Пример этому — фазовые анализы про-

цессов  $\pi N$ -рассеяния [1] и фоторождения пионов на нуклонах [2—4] при малых энергиях, в которых широко используются данные поляризационных опытов. Аналогичная задача стоит и для процессов при промежуточных и очень высоких энергиях.

На современных ускорителях можно создать пучки поляризованных фотонов с энергией до сотен ГэВ [5,6]. Для проведения экспериментов с такими пучками и получения достоверной информации о механизмах взаимодействия необходимо знать с высокой точностью степень поляризации фотонных пучков больших энергий.

Существующие методы анализа поляризации фотонов высоких энергий можно разделить на три группы. В первой группе используются реакции фоторождения частиц на аморфных мишенях и исследуются корреляции между поляризацией фотона и кинематическими характеристиками конечных частиц. Во второй группе используются когерентные эффекты взаимодействия фотонов с монокристаллами, которые приводят к зависимости поглощения фотонов, если конечные частицы не регистрируются, или выхода продуктов реакций фоторождения от относительного расположения вектора поляризации фотона  $\mathbf{P}$  и кристаллографических осей или плоскостей монокристалла. Для измерения поляризации фотонов возможны и эксперименты третьей группы, в которых используются корреляции поляризаций частиц начального и конечного состояний. Необычайная сложность таких экспериментов в связи с необходимостью измерения поляризации частиц конечного и начального состояний делает их в настоящее время неосуществимыми.

В методах первой и второй групп дифференциальное сечение процесса рождения линейно поляризованными фотонами обладает азимутальной асимметрией и обычно записывается в виде

$$2\pi \frac{d\sigma}{d\varphi} = \sigma^{(l)} + P \sigma^{(l)} \cos 2\varphi = \sigma^{(l)} [1 + P \Lambda \cos 2\varphi]. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma^{(l)}$  — сечение процесса на неполяризованных фотонах,  $\sigma^{(l)}$  — часть сечения, связанная с поляризацией фотона,  $P$  — степень линейной поляризации фотонного пучка,  $\Lambda = \sigma^{(l)}/\sigma^{(l)}$  — асимметрия выхода продуктов реакции при  $P = 1$ , которая часто называется анализирующей способностью процесса,  $\varphi$  — азимутальный угол. Для методов первой группы это угол между плоскостью поляризации фотонного пучка, содержащей векторы поляризации фотонного пучка  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{z}$ -импульса фотона  $\mathbf{k}$ , и плоскостью выхода регистрируемой частицы, содержащей ее  $\mathbf{z}$ -импульс и вектор  $\mathbf{k}$ ; для процессов второй группы это угол между плоскостью поляризации фотонного пучка и плоскостью, содержащей вектор  $\mathbf{k}$  и одну из осей обратной решетки кристалла  $\mathbf{b}_1$ .

Для определения  $P$  может использоваться любая реакция с большими значениями  $\sigma^{(t)}$  и  $\Lambda$ . Наиболее подходящими являются процессы квантовой электродинамики (КЭД), поскольку для них  $\sigma^{(t)}$  и  $\Lambda$  могут вычисляться с необходимой точностью. Многие адронные процессы имеют большие значения  $\Lambda$ , однако интерпретация экспериментов с участием адронов затрудняется в связи с отсутствием теории сильного взаимодействия, а точность экспериментальных значений  $\Lambda$  для таких процессов значительно хуже, чем для процессов КЭД. Несмотря на это, некоторые процессы с участием адронов использовались для определения степени линейной поляризации фотонов. В частности, процесс фотодезинтеграции дейтерия на основании данных [7—9] использовался при энергиях фотонов  $\omega$  в области  $\omega \leq 80$  МэВ [10,11], а процесс фоторождения  $\rho_0$ -мезонов оказался эффективным [12—15] в области  $2,5 \leq \omega \leq 6$  ГэВ. В работе [16] процесс резонансного рассеяния поляризованных фотонов на уровне  $\omega_0 = 15,1$  МэВ ядра  $^{12}\text{C}$  использовался для измерения поляризации фотонного пучка с интенсивностью, меньшей  $10^5$  фот./с.

Из процессов КЭД при энергиях фотонов, больших нескольких десятков МэВ, перспективны процессы рождения  $e^+e^-$ -пар на ядрах и электронах. В процессах

$$\gamma + A \rightarrow A + e^+ + e^-, \quad (2)$$

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + e^+ \rightarrow e^- \quad (3)$$

фотон с 4-импульсом  $k = (\mathbf{k}, \omega)$  и вектором поляризации  $\mathbf{P}$  (рис. 1) на ядре с массовым числом  $A$  и зарядом  $Z$  или на электроне образует  $e^+e^-$ -пару с импульсами и энергиями ее фрагментов  $|\mathbf{p}_+|, |\mathbf{p}_-| \sim |\mathbf{k}|/2$  и  $E_+, E_- \sim \omega/2$ , полярными углами  $\theta_+, \theta_- \sim mc^2/\omega$  ( $m$  — масса электрона,  $c$  — скорость света), отсчитываемыми от вектора  $\mathbf{k}$ , и азимутальными углами  $\varphi_+$  и  $\varphi_-$ . Величина составляющей импульса отдачи  $q$  вдоль  $\mathbf{k}$

$$q_{\parallel} = \omega - |\mathbf{p}_+| \cos \theta_+ - |\mathbf{p}_-| \cos \theta_- \quad (4)$$

порядка минимально допустимого импульса отдачи  $m^2c^3\omega/(2E_+E_-)$ ; величина квадрата его поперечной составляющей

$$q^2 = (|\mathbf{p}_+| \sin \theta_+ - |\mathbf{p}_-| \sin \theta_-)^2 + 4|\mathbf{p}_+||\mathbf{p}_-| \sin \theta_+ \sin \theta_- \sin^2 \frac{\Phi}{2},$$

$$\Phi = \pi - (\varphi_- - \varphi_+) \quad (5)$$

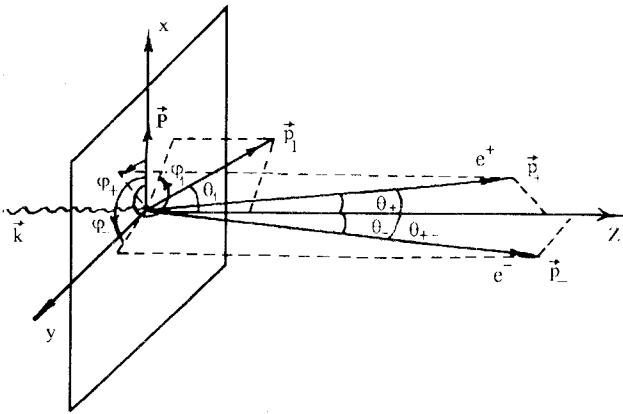


Рис.1. Импульсы и углы частиц конечного состояния в процессе рождения  $e^+e^-$ -пар линейно поляризованными фотонами.  $p_1$  — импульс частицы отдачи ( $ip_1^t = q$ )

порядка  $m^2c^2$ . Сечения процессов (2) и (3) пропорциональны, соответственно,  $Z^2$  и  $Z$  и растут с увеличением  $\omega$ . При очень больших  $\omega$  этот рост логарифмический.

Ядро отдачи в процессе (2) обладает малой кинетической энергией и регистрироваться не может. Для анализа поляризации фотонов используются фрагменты пар. Поскольку в перпендикулярную составляющую нерегистрируемого импульса отдачи ядра входит угол  $\Phi$ , величины  $\sigma^{(t)}$  и  $\sigma^{(l)}$  зависят от интервала усреднения по этому углу.

В случае аморфного конвертора эта зависимость особенно существенна, когда  $\varphi_- - \varphi_+ \approx \pi$ . Положение плоскости преобладающего выхода пары относительно плоскости поляризации фотонов (плоскости  $XZ$  на рис.1) и значение  $\Lambda$  сильно зависят от геометрии опыта [17—20]. Сечение, проинтегрированное по  $\Phi$  в интервале  $-\Delta\Phi \leq \Phi \leq \Delta\Phi$ , дает при некотором характерном угле  $\Delta\Phi = \Delta\Phi_0$  изотропный выход, при  $\Delta\Phi > \Delta\Phi_0$  преобладает выход пар в плоскости поляризации, а при  $\Delta\Phi < \Delta\Phi_0$  — в перпендикулярной ей плоскости. Малая величина  $\Delta\Phi_0$  и убывание  $\theta_+$ ,  $\theta_-$  как  $mc^2/\hbar\omega$  приводят к трудности в определении  $\varphi_+$ ,  $\varphi_-$  и восстановлении плоскости, в которой летят фрагменты пары. Это ограничивает возможности метода энергиями фотонов порядка 1 ГэВ. В работах [21—26] с помощью магнитных спектрометров с аморфными

конверторами измерена линейная поляризация фотонных пучков с энергией в интервале 150÷950 МэВ.

В случае монокристаллического конвертора выход пар определяется углом  $\varphi$  в (1) между плоскостями  $(\mathbf{k}, \mathbf{P})$  и  $(\mathbf{k}, \mathbf{b}_1)$ , который достаточно просто определяется экспериментально. В настоящее время известно два метода использования монокристалла для измерения линейной поляризации фотонов.

В [27] предложено определять поляризацию фотонов с  $\omega > 1$  ГэВ, измеряя с помощью магнитного спектрометра выход симметричных пар из тонкого монокристалла. При этом  $\sigma^{(t)}$  и  $\Lambda$  в (1) сильно зависят от угла  $\theta$  между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{b}_1$ . Угол  $\theta_M$ , обеспечивающий максимальное значение  $\Lambda$ , убывает с ростом  $\omega$ , и это затрудняет измерение поляризации при  $\hbar\omega \geq 40$  ГэВ. Этим методом измерена линейная поляризация фотонов с энергией 2 ГэВ [28], а также с энергией 1,5 и 4,4 ГэВ [29].

Метод селективного поглощения [30—32] заключается в том, что при высоких энергиях полное сечение поглощения фотонов, по сути, равно сечению рождения пар, которое в соответствии с (1) зависит от  $\varphi$ . После прохождения через ориентированный монокристалл толщиной  $t$  линейно поляризованный пучок фотонов с поляризацией  $P$  за счет рождения  $e^+e^-$ -пар ослабляется по закону

$$(I(t)/I(\theta))_P = (I(t)/I(0)) [1 + P \operatorname{th} (1/2 \sigma \Lambda t) \cos 2\varphi], \quad (6)$$

где  $(I(t)/I(0))_P$  и  $I(t)/I(0)$  — отношения интенсивностей пучка после прохождения кристалла к начальной интенсивности для поляризованного и неполяризованного пучков,  $\sigma$  — усредненное по поляризациям фотонов сечение,  $\Lambda$  — асимметрия рождения пар в кристаллах. Этот метод может оказаться эффективным при энергиях фотонов выше нескольких ГэВ. Недостаток метода — большое ослабление пучка при прохождении толстого кристалла.

В настоящее время очень широко используются пучки когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов в монокристаллах. Линейная поляризация таких пучков определяется на основе теории КТИ [33—35] по когерентному эффекту [36,37] и по спектру интенсивности КТИ [38]. Эти методы позволяют оценить значение поляризации пучка КТИ. Использование когерентного эффекта дает только одно значение линейной поляризации — в максимуме интенсивности КТИ. Зная спектр интенсивности КТИ, можно определить спектр его поляризации. Этот метод сопряжен с трудностями при измерении спектра интенсивности и при учете реальных условий образования КТИ.

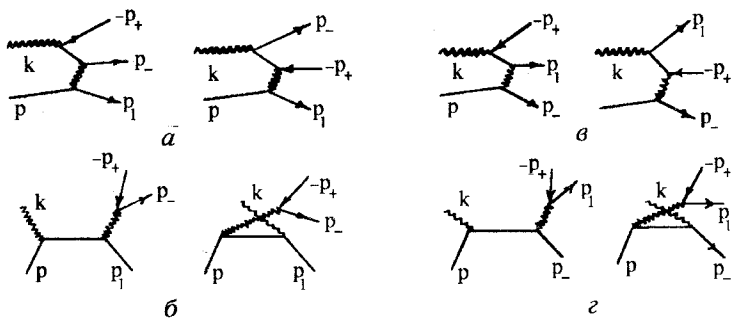


Рис.2. Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс фоторождения  $e^+e^-$ -пар на свободных электронах

Процесс (3) оказывается очень удобным для измерения линейной поляризации фотонных пучков в очень широком интервале энергий фотонов. Значительная часть электронов отдачи обладает кинетической энергией, достаточной для их регистрации. Поскольку в конечном состоянии этого процесса три регистрируемые частицы, о нем говорят, как о процессе фоторождения триплетов.

Регистрируемые электроны отдачи обладают импульсом  $q$ , большим некоторого, в каждом случае своего, минимально регистрируемого импульса  $q_0 \sim 1mc^2$ . С ростом  $q$  сечение процесса (3) убывает, но при  $\hbar\omega \geq 100mc^2$  характер убывания [45] не зависит от  $\omega$ . Сечение  $\sigma(q_0)$  рождения триплетов с  $q \geq q_0$  [44,46] увеличивается с ростом  $\omega$  и при  $\hbar\omega \geq 100mc^2$  имеет тенденцию выйти на плато. Экспериментальные распределения по полярному углу  $\theta_1$  (см. рис.24) [47,46,43] симметричны относительно максимумов при  $\theta_1 \approx 55^\circ$ , сильно скоррелированы с импульсными распределениями (большему импульсу соответствует меньший угол). Они, как предполагается, подобно импульсному распределению, не зависят от энергии фотонов. В области максимума концентрируются электроны с  $q \approx 1$  МэВ/с. Из сказанного ясно, что значительная часть электронов отдачи обладает импульсами и полярными углами, дающими возможность надежно определять их азимутальный угол  $\varphi_1$ . Доля таких электронов слабо меняется с ростом  $\omega$ .

В низшем порядке теории возмущений процесс (3) описывается диаграммами Фейнмана, показанными на рис.2. Диаграммы *a* с обменом фотоном в  $t$ -канале дают вклад, преобладающий при высоких энергиях ( $\hbar\omega \geq 10mc^2$ ) [48]. По сложившейся традиции их называют диаграммами

Борселлино. Вклад диаграмм  $b$  с ростом энергии убывает, по крайней мере, как  $mc^2/\hbar\omega$ . Они называются  $\gamma e$ -диаграммами. Остальные диаграммы учитывают тождественность электронов в конечном состоянии и называются обменными диаграммами.

Образование триплетов линейно поляризованными фотонами впервые исследовалось в работах [49,50]. С учетом диаграмм рис.2,  $a$  в [49] получено сечение  $d\sigma/dp_1$  в интервале энергий  $20mc^2 \leq \hbar\omega \leq 1000mc^2$  и сечение  $d\sigma/dp_1(q_0)$  [50] рождения триплетов с  $q \geq q_0$  в интервалах  $100mc^2 \leq \hbar\omega \leq 1000mc^2$  и  $0,05 \leq q_0 \leq 1,25$  МэВ/с. В этих интервалах  $\omega$  и  $q_0$  выход электронов отдачи обладает значительной азимутальной асимметрией, чувствительной к линейной поляризации фотонов. В интервале  $100mc^2 \leq \hbar\omega \leq 1000mc^2$  при  $q_0 \sim m$  сечение порядка нескольких мб, а асимметрия, хотя и убывает с ростом  $\omega$  и  $q_0$ , все же при  $\hbar\omega = 1000mc^2$  и  $q_0 = 1,25$  МэВ/с равна 0,131. В работах [51,52], пренебрегая членами порядка  $mc^2/\hbar\omega$ , авторы получили с учетом диаграмм Борселлино выражения для сечений  $d^2\sigma_a/dp_1dq$ ,  $d\sigma_a/dp_1(q_0)$ ,  $d\sigma_a/dp_1$  и  $d^2\sigma_a/dp_1dx(q_0)$  ( $x = E_+/\hbar\omega$ ). Анализ показал, что асимптотические значения сечений и асимметрий отличаются от точных значений не более чем на  $\sim 10\%$ . Это означает, что, в отличие от всех методов, рассмотренных выше, процесс (3) может использоваться для измерения линейной поляризации фотонов по азимутальной асимметрии электронов отдачи в очень широком диапазоне энергий фотонов.

Последующие работы [53—64,11] были направлены на разработку метода измерения линейной поляризации фотонов, основанного на азимутальной асимметрии выхода электронов отдачи в процессе фоторождения триплетов. Исследована зависимость различных дифференциальных сечений от кинематических параметров конечных частиц, определены оптимальные условия для проведения опыта по измерению линейной поляризации фотонных пучков [57—64]. Исследованы возможности метода при измерении степени линейной поляризации фотонов с помощью трековых приборов [53,54] и устройств, использующих быстродействующие детекторы [64]. С помощью стримерной камеры СК-600 проведен [11] проверочный эксперимент по измерению линейной поляризации пучка когерентного тормозного излучения электронов харьковского линейного ускорителя ЛУЭ-2000 с энергией фотонов в когерентном пике 60 МэВ. Описанию результатов исследований, связанных с разработкой метода измерения линейной поляризации фотонных пучков, посвящен данный обзор.

## 2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ФОТОРОЖДЕНИЯ ТРИПЛЕТОВ

В работах [49—52] была показана принципиальная возможность использования азимутальной асимметрии электронов отдачи в процессе (3) для измерения линейной поляризации фотонных пучков. Однако при разработке надежного метода измерения линейной поляризации фотонов необходимо рассмотреть следующие вопросы: каковы эффекты  $\gamma e$ -диаграмм и диаграмм, учитывающих тождественность конечных электронов, которые не учитывались в [49—52]; каковы величины радиационных поправок; как влияет связь электронов в атоме на характеристики процесса; имеются ли области кинематических параметров, где перечисленными факторами можно пренебречь, и как зависит сечение от различных кинематических переменных. В данном разделе исследуются эти вопросы и приводятся имеющиеся в настоящее время формулы для дифференциальных сечений процесса рождения триплетов линейно поляризованными фотонами, соответствующих диаграммам Борселлино.

**2.1. Кинематика.** Чтобы ответить на эти вопросы, необходимо прежде всего исследовать кинематику процесса (3). Закон сохранения 4-импульса в этом процессе можно записать в виде

$$k + p = p_1 + p_2 + p_3,$$

где  $k = (\omega, \mathbf{k})$  и  $p = (E, \mathbf{p})$  — импульсы налетающего фотона и электрона мишени,  $p_1$  — 4-импульс электрона отдачи,  $p_2 = p_-$  и  $p_3 = p_+$  — 4-импульсы электрона и позитрона родившейся пары. Используется метрика  $ab = a_0 b_0 - \mathbf{a} \mathbf{b}$  и система единиц, в которой  $\hbar = c = 1$ .

В лабораторной системе (л.с.), где  $|\mathbf{p}| = 0$ ,  $E = m$ , квадрат переданного 4-импульса

$$q^2 = (p - p_1)^2 = -2m(E_1 - m) = -X. \quad (7)$$

Используя (7), выразим энергию и квадрат 3-импульса электрона отдачи через  $X$ :

$$E_1 = \frac{1}{2m}(X + 2m^2), \quad p_1^2 = \frac{X}{4m^2}(X + 4m^2). \quad (8)$$

Важной характеристикой процесса (3) является инвариантная масса пары  $\Delta$ ,  $\Delta^2 = (p_2 + p_3)^2$ . В л.с.  $\Delta^2$  можно выразить через импульсы и углы фрагментов пары или через энергию фотона и кинематические параметры электрона отдачи:

$$\Delta^2 = 2m^2 + 2E_2 E_3 - 2|\mathbf{p}_2| |\mathbf{p}_3| \cos \theta_{23}, \quad (9a)$$



$$\Delta^2 = -2(E_1 - m)(\omega + m) + 2\omega |p_1| \cos \theta_1, \quad (96)$$

где  $\theta_{23} = \theta_{+-}$  — угол раствора пары,  $\theta_1$  — полярный угол электрона отдачи (рис.1). В системе центра инерции (с.ц.и.), где  $\mathbf{k}^* + \mathbf{p} = \mathbf{p}_1^* + \mathbf{p}_2^* + \mathbf{p}_3^* = 0$ ,  $\Delta^2$  удобно выразить через инвариантную величину  $S$  и энергию электрона отдачи  $E_1^*$ :

$$S = (k + p)^2 = (p_1 + p_2 + p_3)^2 = (\omega^* + E^*)^2 = (E_1^* + E_2^* + E_3^*)^2, \quad (10)$$

$$\Delta^2 = S - 2E_1^* \sqrt{S} + m^2. \quad (11)$$

В лабораторной системе

$$S = m(2\omega + m). \quad (12)$$

Приведенных соотношений достаточно, чтобы определить все необходимые нам кинематические характеристики процесса. При энергии порога  $\omega_{\text{пор}}$  в л.с. все частицы конечного состояния в с.ц.и. покоятся ( $E_1^* = E_2^* = E_3^* = m$ ). При этом из (10) и (12) следует, что  $\omega_{\text{пор}} = 4m$ . Максимальное значение квадрата инвариантной массы  $\Delta_{\text{max}}^2 = (\sqrt{S} - m)^2$  достигается при  $E_1^* = m$ .  $\Delta_{\text{min}} = 2m$  при  $|p_2| = |p_3|$  и  $\theta_{23} = 0$ . Следовательно, допустимые значения  $\Delta$  находятся в интервале

$$2m \leq \Delta \leq \sqrt{S} - m. \quad (13)$$

При заданных  $\omega$ ,  $\Delta$  и  $\theta_1$  значения  $E_1$  и  $|p_1|$  можно получить, решая (96) относительно  $E_1$  и  $|p_1|$ :

$$|p_1| = m \frac{(S - m^2)(S + m^2 - \Delta^2) \cos \theta_1 \pm (S + m^2) \sqrt{D_1}}{4Sm^2 + (S - m^2)^2 \sin^2 \theta_1}, \quad (14)$$

$$E_1 = m \frac{(S + m^2)(S + m^2 - \Delta^2) \pm (S - m^2) \cos \theta_1 \sqrt{D_1}}{4Sm^2 + (S - m^2)^2 \sin^2 \theta_1}, \quad (15)$$

где

$$D_1 = (S + m^2 - \Delta^2)^2 - [4Sm^2 + (S - m^2)^2 \sin^2 \theta_1]. \quad (16)$$

Учитывая (15) и (7), имеем

$$X = 2m^2 \frac{(S - m^2)^2 \cos^2 \theta_1 - (S + m^2)\Delta^2 \pm (S - m^2) \cos \theta_1 \sqrt{D_1}}{4Sm^2 + (S - m^2)^2 \sin^2 \theta_1}. \quad (17)$$

Области допустимых значений  $|p_1|$  и  $\Delta^2$ ,  $E_1$  и  $\Delta^2$ ,  $X$  и  $\Delta^2$  ограничиваются прямой  $\Delta^2 = 4m^2$  и кривыми зависимости  $|p_1|$ ,  $E_1$  и  $X$  от  $\Delta^2$  при  $\theta_1 = 0$ , на которых они достигают максимальных (знак «плюс» перед членом, пропорциональным  $\sqrt{D_1}$  в формулах (14), (15) и (17)) и минимальных (знак «минус») значений при заданных  $\omega$  и  $\Delta^2$ . Области допустимых значений  $|p_1|$  и  $\theta_1$ ,  $E_1$  и  $\theta_1$ ,  $X$  и  $\theta_1$  ограничиваются прямой  $\theta_1 = 0$  и кривыми зависимости  $|p_1|$ ,  $E_1$  и  $X$  от  $\theta_1$  при  $\Delta^2 = 4m^2$ , на которых находятся их максимальные и минимальные значения при заданных  $\omega$  и  $\theta_1$ . Максимально и минимально возможные значения  $|p_1|$ ,  $E_1$  и  $X$  при фиксированном  $\omega$  достигаются, когда  $\Delta^2 = 4m^2$ ,  $\theta_1 = 0$ .

Верхние границы интервала допустимых значений  $\theta_1$  при заданных  $\omega$  и  $\Delta$ , а также интервала допустимых значений  $\Delta$  при заданных  $\omega$  и  $\theta_1$  определяются из условия

$$D_1(\omega, \Delta^2, \theta_1) \geq 0. \quad (18)$$

Решая уравнение (18), получим следующие выражения для предельных при каждом  $\omega$  и  $\Delta$  значений углов  $\theta_{1\text{пр}}(\omega, \Delta)$  и предельной инвариантной массы рожденной пары  $\Delta_{\text{пр}}(\omega, \theta_1)$  при заданных  $\omega$  и  $\theta_1$ .

$$\sin^2 \theta_{1\text{пр}}(\omega, \Delta) = [(S + m^2 - \Delta^2)^2 - 4m^2 S] / (S - m^2)^2, \quad (19)$$

$$\Delta_{\text{пр}}^2(\omega, \theta_1) = S + m^2 - [4Sm^2 + (S - m^2)^2 \sin^2 \theta_1]^{1/2}. \quad (20)$$

Значение  $\sin^2 \theta_{1\text{пр}}(\omega, \Delta)$  убывает с ростом  $\Delta^2$ :

$$\sin^2 \theta_{1\text{пр}}(\omega, \Delta = 2m) = 1 - \frac{4m}{\omega}, \quad \sin^2 \theta_1(\omega, \Delta = \sqrt{S} - m) = 0. \quad (21)$$

Это означает, что при заданных  $\omega$  максимально допустимый угол вылета электрона отдачи

$$\theta_{1\text{max}}(\omega) = \theta_{1\text{пр}}(\omega, \Delta = 2m) = \arccos(2\sqrt{m/\omega}), \quad (22)$$

ширина интервала допустимых значений  $\theta_1$  максимальна при  $\Delta = 2m$  и равна нулю при  $\Delta = \sqrt{S} - m$ , интервал допустимых значений  $\theta_1$  определяется неравенствами

$$0 \leq \theta_1(\omega) \leq \arccos(2\sqrt{m/\omega}). \quad (23)$$

Значение  $\Delta_{\text{пр}}^2$  убывает с ростом  $\theta_1$ :

$$\Delta_{\text{пр}}^2(\omega, \theta_1 = 0) = (\sqrt{S} - m)^2, \quad \Delta_{\text{пр}}^2(\omega, \theta_1 = \arccos(2\sqrt{m/\omega}) = 4m^2. \quad (24)$$

Это означает, что при заданных  $\omega$  ширина интервала допустимых значений  $\Delta^2$  максимальна при  $\theta_1 = 0$ , с ростом  $\theta_1$  она убывает и при предельно допустимом угле обращается в нуль, допустимые значения  $\Delta$  находятся в интервале (13).

Приведем формулы, которые определяют  $|p_1|$ ,  $E_1$  и  $X$  при предельных значениях  $\theta_1$  и  $\Delta$ :

$$|p_1(\omega, \Delta, \theta_{1\text{пр}})| = \frac{\Delta m [2(S + m^2) - \Delta^2]^{1/2}}{S + m^2 - \Delta^2},$$

$$E_1(\omega, \Delta, \theta_{1\text{пр}}) = \frac{m(S + m^2)}{S + m^2 - \Delta^2}, \quad (25)$$

$$X(\omega, \Delta, \theta_{1\text{пр}}) = \frac{2m^2\Delta^2}{S + m^2 - \Delta^2},$$

$$|p_1(\omega, \Delta_{\text{пр}}, \theta_1)| = \frac{m(S - m^2) \cos \theta_1}{D_2^{1/2}}, \quad E_1(\omega, \Delta_{\text{пр}}, \theta_1) = \frac{m(S + m)}{D_2^{1/2}}, \quad (26)$$

$$X(\omega, \Delta_{\text{пр}}, \theta_1) = 2m^2 \frac{S + m^2 - D_2^{1/2}}{D_2^{1/2}}, \quad D_2 = 4Sm^2 + (S - m^2)^2 \sin^2 \theta_1.$$

На рис.3 схематически показаны области допустимых значений  $|p_1|$  и  $\Delta^2$  и  $|p_1|$  и  $\theta_1$ . Аналогичный вид имеют и области допустимых значений  $E_1$  и  $\Delta^2$ ,  $X$  и  $\Delta^2$ ,  $E_1$  и  $\theta_1$ ,  $X$  и  $\theta_1$ . Сплошными линиями показаны границы областей и кривые зависимостей  $|p_1(\omega, \Delta, \theta_{1\text{пр}})|$  от  $\Delta^2$  и  $|p_1(\omega, \Delta_{\text{пр}}, \theta_1)|$  от  $\theta_1$ . При заданных  $\omega$  и  $|p_1|$  максимальные значения  $\Delta^2$  и  $\theta_1$ :

$$\Delta^2(\omega, |p_1|)_{\text{max}} = -2(\omega + m)(E_1 - m) + 2\omega |p_1|, \quad (27)$$

$$\theta_1(\omega, |p_1|)_{\text{max}} = \arccos \left[ \frac{E_1 - m}{|p_1|} + m \frac{E_1 + m}{\omega |p_1|} \right] \quad (28)$$

получаются из (9б) при  $\theta_1 = 0$  и  $\Delta = 2m$  соответственно. Максимальные значения  $\Delta^2$  и  $\theta_1$  при заданных  $\omega$  и  $E_1$  или  $X$  получаются из (27) и (28) с учетом (8).

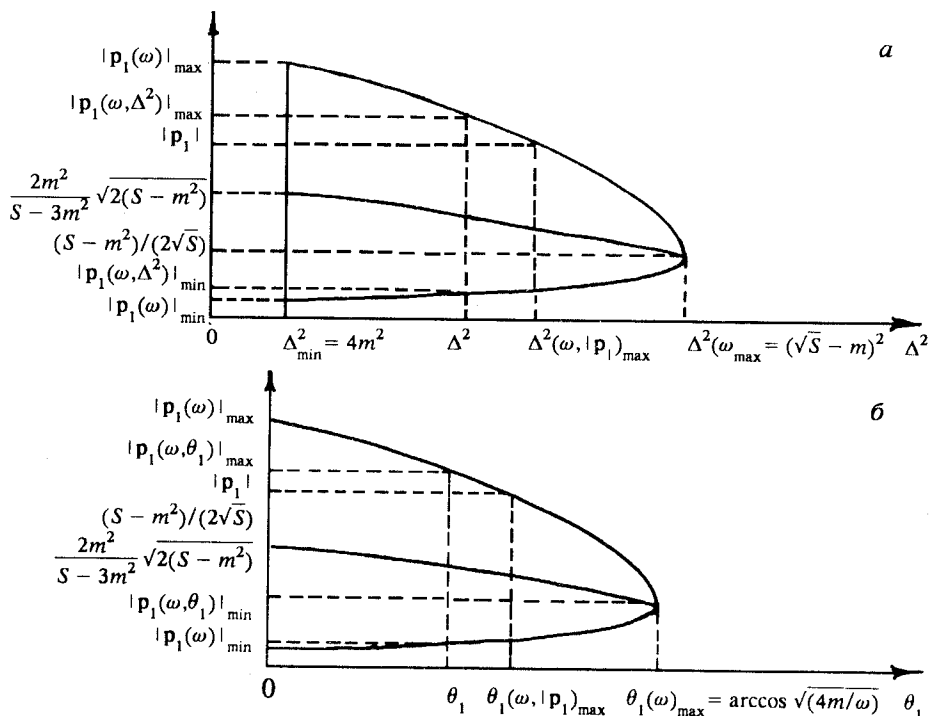


Рис.3. Области допустимых значений: а) импульса электрона отдачи  $|p_1| = q$  и квадрата эффективной массы рожденной пары  $\Delta^2$ ; б) импульса  $|p_1| = q$  и полярного угла вылета электрона отдачи  $\theta_1$

Итак, получены формулы для энергии  $E_1$  и величины 3-импульса  $|p_1|$  электрона отдачи и квадрата переданного 4-импульса  $q^2 = -X$ , определены энергия порога  $\omega_{\text{пор}}$ , интервалы допустимых значений  $\Delta^2$  и  $\theta_1$  области допустимых значений  $|p_1|$  и  $\theta_1$ ,  $E_1$  и  $\theta_1$ ,  $X$  и  $\theta_1$ .

По формулам данного раздела можно определить энергию и 3-импульс любой частицы конечного состояния как функции ее полярного угла, энергии фотона  $\omega$  и эффективной массы остальных двух частиц. Для этого следует 4-импульс интересующей частицы обозначить  $p_1$ , а  $p_2$  и  $p_3$  — 4-импульсы остальных двух частиц конечного состояния. Поскольку массы всех трех частиц одинаковы, все три частицы имеют одинаковые области допустимых значений углов, импульсов и энергий, одинаковые

интервалы допустимых значений эффективных масс любых двух частиц конечного состояния.

**2.2. Анализ вклада различных механизмов в сечение фоторождения триплетов.** Дифференциальное сечение фоторождения  $e^+e^-$ -пар на свободных электронах, усредненное по спинам начальных и просуммированное по спинам конечных частиц, в низшем порядке теории возмущений записывается в виде [65]:

$$d\sigma = \frac{\alpha r_0^2}{4\pi^2 \kappa} |M|^2 \frac{d^3 p_1 d^3 p_+ d^3 p_-}{E_1 E_+ E_-} \delta^4(k + p - p_1 - p_+ - p_-), \quad (29)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $r_0$  — классический радиус электрона,  $\kappa = (kp)$ ,

$$|M|^2 = \frac{1}{2} |A_a - A_b + A_b - A_c|^2, \quad (30)$$

$A_a, \dots, A_c$  — амплитуды, соответствующие диаграммам рис.2.

Множитель  $1/2$  в правой части (30) связан с учетом тождественности электронов. Если эффектами тождественности конечных электронов пренебречь, то

$$|M|^2 = |A_a + A_b|^2, \quad (30a)$$

*Вклад различных диаграмм в борновском приближении.* Теоретическому исследованию процесса рождения  $e^+e^-$ -пар неполяризованными фотонами на свободных электронах посвящены работы многих авторов [66—83, 40, 41, 45, 48]. Борселлино [66—68] вычислил вклад в сечение, соответствующий диаграммам рис.2,а, и получил распределение по импульсам электронов отдачи  $q = |p_1|$  и выражения для полного сечения вблизи порога при  $\omega \approx 4m$  и в области высоких энергий  $\omega \gg m$ . Чизетти [69], интегрируя приведенное в [68] распределение по  $q$ , получил выражение для полного сечения в виде ряда по степеням  $m/\omega$ .

С учетом всех 8 диаграмм рис.2 процесс исследовали Немировский [70, 71], Вотруба [72, 73], Гарибян [74]. В этих работах было показано, что учет  $\gamma e$ -взаимодействия и тождественности конечных электронов приводит к весьма существенным эффектам вблизи порога реакции при  $\omega \approx 4m$ .

Сух и Бете [45], а также Джозеф и Рорлих [75] показали, что при  $\omega \gg m$  и импульсе отдачи  $q < m$  обмен и  $\gamma e$ -взаимодействие не проявляются: распределения по  $q$ , учитывающие диаграммы Борселлино и все 8 диаграмм рис.2, совпадают между собой и с распределением по импульсам ядер отдачи при рождении пар на ядре.

При  $\omega \gg m$  и  $q > m$  [45] распределение по квадрату переданного 4-импульса не зависит от массы частицы, в поле которой рождается пара.

Копыловым и др. [76] была предпринята попытка понять, при каких энергиях фотона можно не учитывать тождественность конечных электронов. Методом Монте-Карло с учетом вклада всех 8 диаграмм рис.2 было показано, что уже при  $\omega \gtrsim 10m$  электроны в каждом событии четко разделяются на быстрый с энергией  $\sim \omega/2$  и медленный с энергией  $1,2 \div 2m$ , с различными характерными углами вылета для каждой группы. Такие электроны можно не считать тождественными — их маркирует скорость — и пренебречь интерференцией между диаграммами *a* и *b*, *б* и *г* рис.2. В дальнейшем процесс фоторождения триплетов исследовали Морк [77,78,48,40] и Хауг [41,79,80]. Морк использовал аналитическое выражение для  $|M|^2$  (30) с учетом всех 8 диаграмм и методом Монте-Карло вычислял входящие в (29) интегралы; Хауг [41,79] также, учитывая все диаграммы, провел интегрирование по двум переменным в аналитическом виде, а по оставшимся — численными методами. Полученные ими результаты согласуются между собой и с данными эксперимента [84,85]. В работах [40,79] были вычислены распределения  $d\sigma/dE_-$  по энергии  $E_-$  одного из конечных электронов, и  $d\sigma/d \cos \theta_-$  — по косинусу угла  $\theta_-$  вылета одного из электронов. Кроме того, были получены распределения  $d^2\sigma/dE_- d \cos \theta_-$ , а также аналогичные распределения для позитронов.

На рис.4 сплошными линиями приведены взятые из [79] зависимости сечений выхода одного из конечных электронов от  $E_-$  и  $\cos \theta_-$ . Из рисунка видно, что вероятность событий, в которых один из электронов имеет малую энергию  $\sim 1 \div 1,5m$  (а оставшийся электрон и позитрон, соответственно, большую), резко возрастает с увеличением энергии фотона. Сравнение энергетических спектров электронов и позитронов [40] при  $\omega = 7m$  показывает, что в правой части спектры совпадают. На кривых зависимости  $d^2\sigma/dE_- d \cos \theta_-$  от  $E_-$  (рис.4) уже при  $\omega = 5,12m$  проявляется вклад медленных электронов. С ростом  $\theta_-$  роль этого вклада растет. При  $\cos \theta_- = 0,930$  он оказывается преобладающим, а при  $\cos \theta_- = 0,895$  в спектре присутствуют только медленные электроны.

Чтобы выяснить вклад  $\gamma e$ -взаимодействия и обмена в сечения Хауга, мы вычислили сечения выхода электронов отдачи  $d\sigma^{(t)}/dE_{1-}$ ,  $d\sigma^{(t)}/d \cos \theta_{1-}$  и  $d^2\sigma^{(t)}/dE_{1-} d \cos \theta_{1-}$ , учитывающие только диаграммы рис.2, *a*. Они обозначены на рис.4 пунктирной линией.

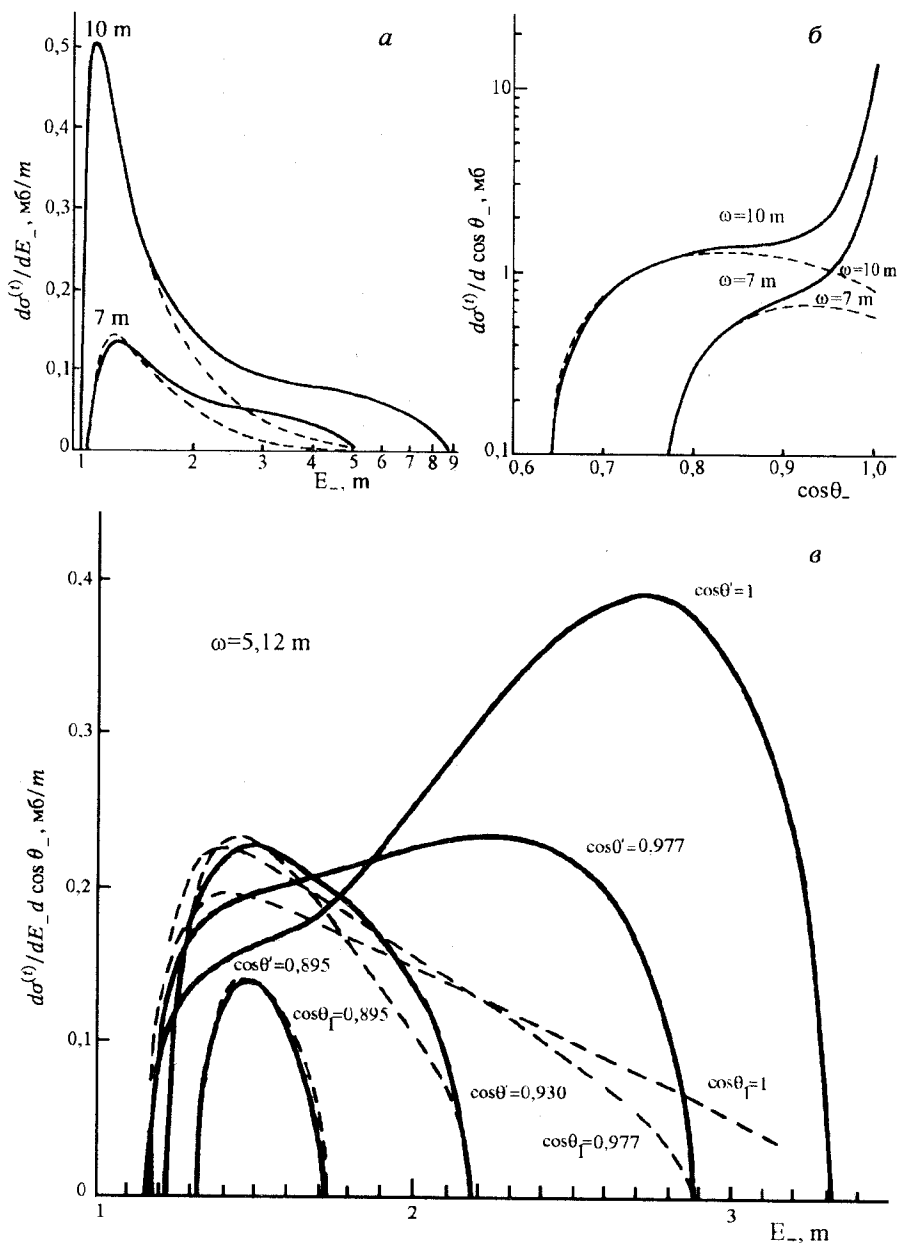


Рис.4. Сравнение энергетических спектров и угловых распределений электронов отдачи (пунктирные кривые) с сечениями Хауга (сплошные кривые) при энергиях фотонов 5, 12 м, 7 м и 10 м

Видно, что при  $\omega \geq 5,12m$  в области малых  $E_-$  в энергетических спектрах и в области больших углов в угловых распределениях сечения, вычисленные с учетом двух и восьми диаграмм, практически совпадают. С ростом  $\omega$  увеличиваются интервалы углов и энергий, где эти сечения очень близки друг к другу.

Из приведенного рассмотрения ясно, что при  $\omega > 10m$  электроны в каждом событии можно четко разделить на две группы — электроны отдачи с энергией  $\sim 1m$  и быстрые электроны рожденной  $e^+e^-$ -пары; распределения электронов с малой энергией и большими углами вылета хорошо описываются диаграммами Борселлино.

Очень показательны расчеты Морка вклада в полное сечение рассматриваемого процесса от различных групп диаграмм рис.2 по отдельности. В [48] он представил квадрат модуля матричного элемента в (30) в виде шести слагаемых:

$$|M|^2 = X_B + X_\gamma + X_{B\gamma} + X_{BE} + X_{\gamma E} + X_{B\gamma E}, \quad (31)$$

где  $X_B$  — сумма квадратов диаграмм  $a$  и  $\sigma$ ;  $X_\gamma$  — сумма квадратов диаграмм  $b$  и  $z$ ;  $X_{B\gamma}$ ,  $X_{BE}$ ,  $X_{\gamma E}$  и  $X_{B\gamma E}$  описывают интерференционные члены  $ab + \sigma z$ ,  $a\sigma$ ,  $bz$  и  $a\gamma + b\sigma$  соответственно.

Полученное выражение подставлялось в (29) и интегрировалось методом Монте-Карло. Результаты расчетов  $\Delta_i = \sigma_i / \sigma_B$  ( $\sigma_i$  — вклад в полное сечение, соответствующий величине  $X_i$ ) показывают, что поправки к сечению Борселлино  $\sigma_B$ , возникающие при учете  $\gamma e$ -диаграмм, и поправки от учета обменных эффектов уменьшаются с ростом  $\omega$ , и в значительной степени взаимно сокращаются. Поэтому суммарная поправка  $\Delta$ , определяемая соотношением  $\sigma = \sigma_B(1 - \Delta)$ , очень быстро убывает с ростом  $\omega$ , и при  $\omega \geq 16m$  [41,83]  $\Delta \leq 0,012$ . Зависимости  $\Delta_i$  и  $\Delta$  от  $\omega$  [48] показывают, что, уже начиная с энергии фотона  $\omega \geq 16m$ , полное сечение процесса фоторождения триплетов описывается диаграммами Борселлино (рис.2,  $a$ ) с точностью [41] лучшей, чем 1,2%. По-видимому, при  $\omega \geq 16m$  диаграммы Борселлино хорошо описывают и дифференциальные сечения выхода электронов отдачи. Этот вывод находится в полном соответствии с современными представлениями о процессах квантовой электродинамики при высоких энергиях [86]. Согласно этим представлениям сечения процессов, которые описываются диаграммами с обменом фотоном в  $t$ -канале (в случае образования триплетов это диаграммы Борселлино), не убывают с ростом энергии, причем неубывающий вклад набирается в области малых переданных импульсов:  $X \approx m^2$ . В то же время вклад в сечение диаграмм, не содержащих фотонов в  $t$ -канале ( $\gamma e$ -



диаграммы), убывает с ростом энергии, по крайней мере, как  $m/\omega$  (или как  $X/m\omega$ , если  $X > m^2$ ).

В с.ц.и. образованная пара и электрон отдачи летят в противоположных направлениях с высокими скоростями. При этом электроны можно маркировать (т.е. не считать тождественными). Такая структура событий справедлива с точностью до членов порядка  $\left| \frac{t}{S} \right| < \frac{X}{2m\omega}$ . Поэтому эффект тождественности имеет такой же порядок.

Для случая поляризованного фотона аналогичный анализ отсутствует, так как до настоящего времени нет полностью дифференциального сечения образования триплетов линейно поляризованным фотоном (аналог формул Морка и Хауга). Однако можно утверждать, что в силу положительной определенности дифференциальных сечений

$$2\pi d\sigma_i / d\varphi_1 = \sigma_i^{(t)} + P \sigma_i^{(l)} \cos 2\varphi_1$$

( $P \leq 1$  — степень линейной поляризации фотона), соответствующих любому калибровочно-инвариантному набору диаграмм рис.2, должно выполняться условие  $\sigma_i^{(t)} > |\sigma_i^{(l)}|$  в любой области углов и переданных импульсов.

*Оценка эффектов связи электронов в атоме, кулоновских и радиационных поправок.* В действительности фоторождение триплетов происходит на связанных электронах атомов. Для точного описания такого процесса следует решать задачу многих тел. Однако [83], если образовавшаяся пара имеет достаточно большую энергию и 1) время прохождения атома образовавшейся парой мало по сравнению с характерным временем движения атомных электронов, 2) характерный переданный атому импульс достаточно мал по сравнению с импульсами образовавшихся частиц, то задачу можно упростить, следуя подходу, развитому в [87]. В этом случае движением электронов атома в течение происходящего процесса можно пренебречь и рассматривать статическую модель атома, свойства которой при рождении триплетов полностью описываются функцией некогерентного рассеяния  $S(q)$ .

Для случая атомов водорода  $S(q) = 1 - |F(q)|^2$ , где  $F(q)$  — атомный формфактор; для других элементов она протабулирована в [88]. С ростом переданного импульса  $q$  функция  $S(q)$  быстро стремится к единице. При  $S(q) = 1$  атомные электроны можно рассматривать как свободные.

В работе [83] был введен характерный переданный импульс  $q_3 \sim 1m$ , который зависит от атомного номера элемента  $Z$  и желаемой точности расчета, определяемой величиной  $1 - S(q_3)$ .

Поскольку относительный вклад диаграмм рис.2,б,в,г важен только для больших передач импульса  $q \gg m$ , полное сечение фоторождения триплетов на атоме с номером  $Z$  можно записать в виде

$$\sigma^{(t)} = Z \int_{q_{\min}}^{q_3} S(q) \frac{d\sigma_B}{dq} dq + Z \int_{q_3}^{q_{\max}} \frac{d\sigma_H}{dq} dq, \quad (32a)$$

где  $\sigma_B$  — сечение Борселлино,  $\sigma_H$  — сечение, вычисленное Хаугом [41] с учетом всех 8 диаграмм рис.2,  $q_{\min}$ ,  $q_{\max}$  — минимальный и максимальный кинематически разрешенные переданные импульсы. Считая, что при  $q_{\min} \leq q \leq q_3$  справедливо  $d\sigma_H/dq = d\sigma_B/dq$ , а при  $q \geq q_3$   $S(q) = 1$ , формулу (32a) можно переписать следующим образом:

$$\sigma^{(t)}(\omega) = Z[\sigma_B(\omega) + \Delta\sigma_H(\omega) - \Delta S(\omega, Z)], \quad (32б)$$

где  $\Delta\sigma_H(\omega) = \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq \left[ \frac{d\sigma_H}{dq} - \frac{d\sigma_B}{dq} \right]$  — поправка к полному сечению Борселлино, связанная с учетом  $\gamma e$ -взаимодействия и обмена,

$\Delta S(\omega, Z) = \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq [1 - S(q)] \frac{d\sigma_B}{dq}$  — поправка, учитывающая влияние связи электронов в атоме.

Для точного описания процесса фоторождения триплетов следует учесть также радиационные и кулоновские поправки к сечению  $\sigma^{(t)}(\omega)$ , определенному формулой (32б).

Радиационные и кулоновские поправки связаны с взаимодействием более высокого порядка теории возмущений. При малых значениях  $Z$  [83] кулоновская поправка ожидается очень малой, за исключением энергий, очень близких к порогу. На основе данных о кулоновских поправках к рождению пар на ядре можно сказать, что они значительны в пределах нескольких кэВ от порога, но ими можно полностью пренебречь, когда энергия фотона выше пороговой на 1 МэВ.

В работах [89,90,55,56] оценивались радиационные поправки к сечениям тормозного излучения и фоторождения  $e^+e^-$ -пар на ядрах и электронах. Радиационные поправки не зависят от энергии фотонов и заряда ядра и составляют около 1% от сечения рождения пар в наиминималном порядке теории возмущений как в случае пар, так и в случае триплетов. Чтобы учесть радиационные поправки, следует правую часть выражения (32б) умножить на  $f_{\text{rad}} = 1,01$ :

$$\sigma^{(t)}(\omega) = Zf_{\text{rad}}[\sigma_B(\omega) + \Delta\sigma_H(\omega) - \Delta S(\omega, Z)]. \quad (33)$$

Поправка  $\Delta \sigma_H(\omega)$  нами уже рассмотрена выше. Она не превосходит 1,2% от  $\sigma_B$  при  $\omega > 16m$ .

Поправка  $\Delta S(\omega, Z)$  существенна [83] при высоких энергиях фотонов и  $q \leq q_3 < 1m$ . Отношение  $Z \Delta S(\omega, Z) / \sigma$ , где  $\sigma = Z f_{\text{рад}} [\sigma_B(\omega) + \Delta \sigma_H(\omega)]$ , увеличивается с ростом  $Z$  и  $\omega$  и в случае свинца при  $\omega = 350$  МэВ достигает 24%. Подавляющий вклад в эту величину набирается от области переданных импульсов, близких к минимально возможному.

В реальном эксперименте по определению линейной поляризации фотонов по асимметрии электронов отдачи могут регистрироваться события с импульсами электронов отдачи  $q > q_0 \sim 1m$ . Если  $q \geq q_3$ , то вкладом  $\Delta S(\omega, Z)$  можно пренебречь. В случае водорода [79]  $S(q) > 0,999$  при  $q > 0,031m$ . С ростом  $Z$  [88] увеличивается и  $q_3$ . Тем не менее электроны атомов Ве и С можно считать свободными при  $q \geq 0,1m$ , а Рb — при  $q \geq 0,5m$ .

Из результатов анализа сечения рождения триплетов неполяризованными фотонами следует, что в опытах по фоторождению триплетов, где регистрируются электроны отдачи с импульсами  $q \geq q_0 \geq m > q_3$ , электроны атомов можно рассматривать как свободные. Результаты таких экспериментов при  $\omega \geq 16m$  можно описывать сечениями, соответствующими диаграммам Борселлино. Они и используются для разработки метода измерения степени линейной поляризации фотонных пучков с энергией  $\omega \geq 50m$ .

**2.3. Дифференциальные сечения процесса рождения триплетов линейно поляризованными фотонами.** Здесь мы приведем выражения для различных распределений процесса рождения триплетов линейно поляризованными фотонами, соответствующие диаграммам Борселлино.

Квадрат матричного элемента, соответствующий этим диаграммам, равен [49]:

$$|M|^2 = X^{-2} \rho_{\alpha\beta} T_{\mu\nu}^{\alpha\beta} J_{\mu\nu}. \quad (34)$$

Здесь  $-X = q^2$  — квадрат переданного 4-импульса,

$$T_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \text{Sp} (\Lambda(p_-) L_{\mu}^{\alpha} \tilde{\Lambda}(p_+) L_{\nu}^{\beta}),$$

$$J_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Sp} (\Lambda(p) \gamma_{\mu} \Lambda(p_1) \gamma_{\nu}); \quad \Lambda(p_i) = \hat{p}_i + m, \quad \tilde{\Lambda}(p) = \hat{p} - m,$$

$$L_{\mu}^{\alpha} = \frac{1}{2} \left( \gamma_{\alpha} \frac{\hat{p}_- - \hat{k} + m}{(kp_-)} \gamma_{\mu} + \gamma_{\mu} \frac{-\hat{p}_+ + \hat{k} + m}{(kp_+)} \gamma_{\alpha} \right),$$

$\rho_{\alpha\beta}$  — матрица плотности фотона, которая в л.с. с осью  $Z$  вдоль  $k$  и произвольно выбранной осью  $X$ , от которой отсчитываются азимутальные углы  $\varphi$ , имеет вид

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \xi_3 & \xi_1 - i\xi_2 \\ \xi_1 + i\xi_2 & 1 - \xi_3 \end{pmatrix}, \quad (35)$$

где  $\xi_i$  — параметры Стокса. Параметры  $\xi_1$  и  $\xi_3$  определяют линейную, а  $\xi_2$  — круговую поляризацию фотона. Параметр  $\xi_2$  является псевдоскала-ром. Поскольку мы хотим исследовать поляризацию фотона, наблюдая только за импульсом электрона отдачи  $p_1$ , в нашем распоряжении есть два вектора — импульс фотона  $k$  и импульс  $p_1$ , из которых нельзя построить псевдоскала-р. Поэтому круговая поляризация не может быть определена путем измерения асимметрии распределения электронов отдачи и в настоящей работе не рассматривается.

Подставляя (34) в формулу для сечения (29) и интегрируя по переменным  $p_+$ ,  $p_-$  рожденной пары, получим дифференциальное по компонентам импульса отдачи  $p_1$  сечение рассматриваемого процесса:

$$d\sigma = d\sigma^{(t)} + (\xi_1 \sin 2\varphi_1 + \xi_3 \cos 2\varphi_1) d\sigma^{(l)}. \quad (36)$$

Не зависящая от поляризации фотона часть сечения  $d\sigma^{(t)}$  была получена в [81], а  $d\sigma^{(l)}$  — в [49]. В переменных  $X = -q^2$ ,  $\Delta^2 = (k + q)^2 = (p_+ + p_-)^2$ ,  $\varphi_1$  эти величины имеют вид\*:

$$d\sigma^{(t)} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\alpha r_0^2}{2\omega^2} \frac{\beta}{X^2} \left\{ (2 - X) \left[ c_1 + 4 \frac{c_3 - c_2 X}{(\Delta^2 + X)^2} \right] - \frac{8\omega(kp_1)X}{(\Delta^2 + X)^2} \left[ c_1 + 4 \frac{c_3 - c_4 X}{(\Delta^2 + X)^2} \right] \right\} dXd\Delta^2 d\varphi_1, \quad (37)$$

$$d\sigma^{(l)} = \frac{1}{2\pi} \frac{2\alpha r_0^2}{\omega^2} \frac{\beta}{X^2(\Delta^2 + X)^2} \left[ \Delta^2 + \frac{X^2}{2} + 2L_1(X + 1) \right] \times \\ \times \left\{ X^2(2\omega + 1) - 2X [2\omega^2 - \Delta^2(\omega + 1)] + \Delta^4 \right\} dXd\Delta^2 d\varphi_1. \quad (38)$$

\*Некоторые формулы, приведенные в настоящем разделе, были опубликованы в оригинальных работах с опечатками. Ниже мы будем исправлять замеченные неточности без добавочных ссылок.

Здесь масса электрона  $m = 1$ ,  $c_1 = 1 - L_1$ ,  $c_2 = \Delta^2 \left(1 - \frac{L_1}{2}\right)$ ,  
 $c_3 = (\Delta^2 c_1 + 2L_1)$ ,  $c_4 = 2\Delta^2 - \left(2 + \frac{\Delta^2}{2}\right)L_1$ ,  $L_1 = \frac{1}{\beta} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}$ ,  $\beta = \left(1 - \frac{4}{\Delta^2}\right)^{1/2}$ .

Как видно из (37), (38),  $d\sigma^{(t)}$  и  $d\sigma^{(l)}$  не зависят от  $\varphi_1$ , и интегрирование  $d\sigma$  по  $\varphi_1$  от 0 до  $2\pi$  исключает вклад от  $d\sigma^{(l)}$ . Поэтому  $d\sigma^{(t)}$  — сечение рождения триплетов неполяризованными фотонами, дающее изотропное распределение по  $\varphi_1$ . Асимметрию в распределение по  $\varphi_1$ , связанную с линейной поляризацией фотонов, вносит  $d\sigma^{(l)}$ . Величина  $d\sigma^{(l)}$  отрицательна во всей физической области изменения переменных  $X$ ,  $\Delta^2$  ( $d\sigma^{(t)}$ , естественно, положительна). Введем вместо  $\xi_1$  и  $\xi_3$  [32,49] степень линейной поляризации фотонов  $P = (\xi_1^2 + \xi_3^2)^{1/2}$ , и угол  $\chi = \text{arctg}(\xi_1/\xi_3)$  между осью  $OX$  и направлением  $n$  максимальной поляризации пучка фотонов. Тогда (36) можно переписать следующим образом:

$$d\sigma = d\sigma^{(t)} [1 - P\Lambda \cos 2(\varphi_1 - \chi)], \quad (39)$$

где  $\Lambda = |d\sigma^{(l)}/d\sigma^{(t)}|$  — асимметрия  $d\sigma$  при полной поляризации фотонного пучка ( $P = 1$ ). Из (39) следует, что преобладающий выход электронов отдачи имеет место в плоскости, перпендикулярной направлению максимальной поляризации пучка фотонов  $n$ . Из выражений (37), (38) можно получить распределение  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1$  по полярному углу  $\theta_1$  вылета электронов отдачи. Для этого следует, согласно (8), (96), сделать в (37), (38) замену

$$\Delta^2 = \omega \sqrt{X(X-4)} \cos \theta_1 - X(\omega + 1)$$

и результат численно проинтегрировать по  $X$ .

Выражения (37), (38) допускают одно аналитическое интегрирование: либо по  $\Delta^2$ , либо по  $X$ . Второе интегрирование может быть выполнено численно.

Аналитическое интегрирование (37), (38) по  $X = -q^2$  в интервале всех кинематически допустимых значений переданного импульса

$$X(\omega, \Delta)_{\min} \leq X \leq X(\omega, \Delta)_{\max},$$

где

$$X(\omega, \Delta)_{\min}^{\max} = \frac{\omega(2\omega + \Delta^2)}{S} - \Delta^2 \mp \frac{\omega}{S} \sqrt{(2\omega - \Delta^2)^2 - 4\Delta^2}, \quad (40)$$

даст выражения для частей сечения  $d^2\sigma/d\Delta^2 d\varphi_1$ . Не зависящая от поляризации часть [81] равна:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(t)}}{d\Delta^2} = & -\frac{\alpha r_0^2 \beta}{2\omega^2} \left\{ 4 \frac{L_3 - L_2}{\Delta^4} \left[ 2\omega \left( \omega - \frac{\Delta^2}{2} \right) c_1 + 2c_2 + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( 1 + 4 \frac{1 - \omega}{\Delta^2} + \frac{8\omega^2}{\Delta^4} \right) c_3 \right] - c_1 L_2 + \right. \\ & \left. + R \left[ \frac{8\omega c_1}{\Delta^4} + \frac{2}{\Delta^2 \omega} \left( 1 + \frac{2}{\Delta^2} \right) \left( c_2 - \frac{c_4}{3} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{4c_3}{3\Delta^4 \omega} \left( 1 - 2 \frac{2\omega - 1}{\Delta^2} + \frac{34\omega^2}{\Delta^4} \right) + \frac{4c_4}{3\Delta^4} \left( \frac{4\omega}{\Delta^2} - 1 \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (41)$$

Часть, зависящая от поляризации [49,50]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(l)}}{d\Delta} = & \frac{2\alpha r_0^2 \beta}{\omega^2} \left\{ \frac{L_3 - L_2}{\Delta^8} [2L_1(4\omega^2 - 2\omega\Delta^2 - \Delta^4 + 2\Delta^2) + \right. \\ & \left. + 4\omega^2\Delta^2 - 2\omega\Delta^4 + 2\Delta^4] + \right. \\ & \left. + \frac{R}{3} \left[ \frac{2L_1}{\Delta^8} \left( 17\omega - 2\Delta^2\omega - 2\Delta^2 + \frac{\Delta^4}{2} - \frac{5\Delta^4}{4\omega} + \frac{\Delta^2}{\omega} + \frac{\Delta^6}{4\omega} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{17\omega}{\Delta^6} - \frac{\omega}{2\Delta^4} + \frac{1}{2\Delta^2} - \frac{2}{\Delta^4} - \frac{1}{8\omega} + \frac{1}{\omega\Delta^4} + \frac{1}{4\Delta^2\omega} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (42)$$

где

$$L_2 = \ln \frac{X(\omega, \Delta)_{\max}}{X(\omega, \Delta)_{\min}}, \quad L_3 = \ln \frac{X(\omega, \Delta)_{\max} + \Delta^2}{X(\omega, \Delta)_{\min} + \Delta^2},$$

$$R = D_1^{1/2}(\theta_1 = 0) = \sqrt{(2\omega - \Delta^2)^2 - 4\Delta^2}.$$

Величины  $\beta, L_1, c_1, \dots, c_4$  определены в (37), (38). В асимптотической области энергий фотона  $\omega \gg 1$  (41), (42) можно проинтегрировать аналитически. В результате получим асимптотические выражения:

$$\sigma_a^{(t)} = \alpha r_0^2 \left[ \frac{28}{9} \ln 2\omega - \frac{218}{27} \right], \quad (43)$$

$$\sigma_a^{(l)} = -\alpha r_0^2 \left[ \frac{4}{9} \ln 2\omega - \frac{20}{27} \right]. \quad (44)$$

В результате аналитического интегрирования (37) и (38) по  $\Delta^2$  в интервале

$$4m^2 \leq \Delta^2 \leq \Delta^2(\omega, X)_{\max} = -\frac{X}{m}(\omega + m) + \frac{\omega}{m} \sqrt{X(X + 4m^2)} \quad (45)$$

в работах [82,50] получены выражения для частей распределения  $d^2\sigma/d\varphi_1 dX$  процесса фоторождения триплетов. Зависящая от поляризации часть [50]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(l)}}{dX} = & \frac{2\alpha r_0^2}{\omega^2 X^2} \left\{ \left[ \frac{8\omega^2 X(X+1)}{3(\delta+X)^3} - \frac{2\omega X(X+1)}{(\delta+X)^2} - \frac{2(X+1)}{\delta+X} + 1 \right] \beta L_1 + \right. \\ & + \frac{4\omega^2}{3} L_4 - \beta \left\{ \frac{2}{3} \omega^2 \left[ 1 - \frac{X(2\delta+X^2)}{(\delta+X)^3} \right] - \right. \\ & \left. \left. - \frac{\omega X}{2} \left[ 1 - \frac{2}{\delta+X} - \frac{X(X-2)}{(\delta+X)^2} \right] - \frac{(X-2)\delta}{2(\delta+X)} \right\} \right\}. \quad (46) \end{aligned}$$

Не зависящая от поляризации часть [82]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(t)}}{dX} = & -\frac{4\alpha r_0^2}{\omega^2 X^2} \left\{ \beta \left[ \frac{2-X}{1-\beta^2} + \frac{2}{X(\beta^2-\beta_0^2)} \left\{ (2-X)(1-X) - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. - X \left\{ \omega \left( 1 + 2 \frac{9-\beta^2}{X(\beta^2-\beta_0^2)} \right) + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{8\omega^2}{3X^2(\beta^2-\beta_0^2)^2} \left[ 5(1-\beta^2) + (1-X)(1-\beta^2)^2 + \frac{4}{X} \right] \right\} \right\} \right\} + \\ & + \frac{1}{2} \left\{ (2-X) \left[ -X - \frac{1}{1-\beta^2} - \frac{8-(1-\beta^2)(4-X^2)}{2(\beta^2-\beta_0^2)X} \right] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[ (2-X) \left( 1 - \frac{X}{2} \right) + \omega X \right] \ln \frac{1-\beta^2}{4} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2\omega}{X^2(\beta^2 - \beta_0^2)^2} [8(2 - \beta^2) - (X + 2)(1 - \beta^2)^2] + \\
 & + \frac{4\omega^2(1 - \beta^2)}{X^2(\beta^2 - \beta_0^2)^3} \left[ 8 + 2(X + 2)(1 - \beta^2) + \frac{(1 - \beta^2)^2}{3}(X^2 - 3X - 4) \right] \left\{ \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} + \right. \\
 & \quad + \left. \left[ \frac{1}{2} \left[ (2 - X) \left( 1 - \frac{X}{2} \right) + \omega X \right] \ln \frac{1 + \beta_0}{1 - \beta_0} + \right. \right. \\
 & \quad + \left. \left. \frac{1}{4\beta_0 X} \left[ X(2 - X)(4 + X) + \frac{8}{3} \omega^2(X - 1) \right] \right\} \ln \frac{\beta + \beta_0}{\beta - \beta_0} + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{1}{2} \left[ (2 - X) \left( 1 - \frac{X}{2} \right) + \omega X \right] I \right\}. \tag{47}
 \end{aligned}$$

Здесь принято  $m = 1$ ,

$$\beta = (1 - 4/\delta)^{1/2}, \quad \beta_0 = (1 + 4/X)^{1/2},$$

$$L_1 = \frac{1}{\beta} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}, \quad L_4 = \frac{1}{\sqrt{X(X + 4)}} \ln \frac{\beta + \beta_0}{\beta - \beta_0},$$

$\delta = \Delta^2(\omega, X)_{\max}$ , определенное в (45),

$$\begin{aligned}
 I = & \Phi \left( \frac{1 + \beta}{2} \right) - \Phi \left( \frac{1 - \beta}{2} \right) + \Phi \left( -\frac{\beta + \beta_0}{1 - \beta_0} \right) - \Phi \left( \frac{\beta - \beta_0}{1 - \beta_0} \right) + \\
 & + \Phi \left( \frac{\beta_0 - \beta}{1 + \beta_0} \right) - \Phi \left( \frac{\beta + \beta_0}{1 + \beta_0} \right),
 \end{aligned}$$

$$\Phi(X) = - \int_0^X \frac{dt}{t} \ln(1 - t) \text{ — дилогарифм Эйлера.}$$

В реальных экспериментах кинематические параметры электронов могут надежно измеряться, если их импульс превосходит величину  $q_0 \sim m$ . Для того чтобы получить части  $\sigma^{(t)}(q_0)$  и  $\sigma^{(l)}(q_0)$  сечения фоторождения триплетов с исключенным вкладом недетектируемых импульсов, меньших  $q_0$ , следует численно проинтегрировать (46), (47) по  $X$  в интервале  $X_0 \leq X \leq X_{\max}$ , где

$$X_0 = 2 \left( \sqrt{q_0^2 + 1} - 1 \right),$$



$$X_{\max} = \frac{\omega(2\omega + 4)}{2\omega + 1} - 4 + \frac{2\omega}{2\omega + 1} \sqrt{\omega(\omega - 4)}. \quad (48)$$

Величины  $\sigma^{(l)}(q_0)$  и  $\sigma^{(i)}(q_0)$  можно получить и другим, менее трудоемким способом. Найдем распределение  $d\sigma/d\varphi_1 d\Delta^2(q_0)$  процесса фоторождения триплетов с импульсами отдачи большими, чем  $q_0$ . Оно получается аналитическим интегрированием (37), (38) по  $X$  в интервале  $X_0 \leq X \leq X(\omega, \Delta)_{\max}$ , где  $X(\omega, \Delta)_{\max}$  определено в (40),  $X_0$  — в (48). Для зависящей и не зависящей от поляризации частей сечения получаем

$$\frac{d\sigma^{(i)}}{d\Delta^2}(q_0) = F^{(i)}(X(\omega, \Delta)_{\max}, \Delta) - F^{(i)}(X_0, \Delta), \quad (49)$$

где

$$F^{(i)}(X, \Delta) = \int \frac{d^2\sigma^{(i)}}{dXd\Delta^2} dX.$$

В явном виде первообразные  $F^{(i)}(X, \Delta)$  равны:

$$\begin{aligned} F^{(l)}(X, \omega) = & \frac{2\alpha r_0^2}{\omega^2} \beta \left\{ [2L_1(2\Delta^2 - \Delta^4 + 4\omega^2 - 2\Delta^2\omega) + \right. \\ & + 2\Delta^4 + 4\Delta^2\omega^2 - 2\omega\Delta^4] \frac{1}{\Delta^8} \ln \frac{\Delta^2 + X}{X} - \\ & - \frac{1}{\Delta^4 X} (\Delta^2 + 2L_1) + \frac{1}{\Delta^6(\Delta^2 + X)} \left[ 2L_1(\Delta^4 - \Delta^2 - 4\omega^2 + 2\Delta^2\omega) - \right. \\ & \left. - \Delta^4 - 4\Delta^2\omega^2 + 2\Delta^4\omega - \frac{\Delta^6}{2}(2\omega + 1) \right] + \\ & + \frac{1}{(\Delta^2 + X)^2} \left[ \frac{2L_1}{\Delta^4} \omega(-2\omega + \Delta^2 - \Delta^4) - 2\frac{\omega^2}{\Delta^2} + \omega + \frac{\omega}{2}(2\omega + \Delta^2) \right] + \\ & \left. + \frac{4\omega^2}{3(\Delta^2 + X)^3} \left[ 2L_1 \left( 1 - \frac{1}{\Delta^2} \right) - 1 - \frac{\Delta^2}{2} \right] \right\}, \quad (50) \end{aligned}$$

$$F^{(i)}(X, \omega) = -\frac{2\alpha r_0^2}{4\omega^2} \beta \left\{ -\frac{4}{\Delta^4} \left[ 2\omega \left( \omega - \frac{\Delta^2}{2} \right) c_1 + 2c_2 + \left( 1 + 4\frac{1-\omega}{\Delta^2} + \right. \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{8\omega^2}{\Delta^4} \Big] c_3 \Big] \ln \frac{X}{\Delta^2 + X} - c_1 \ln X - \frac{2}{X} \left( c_1 + \frac{4c_3}{\Delta^4} \right) - \\
 & - 4 \left[ \frac{2\omega^2}{\Delta^2} c_1 + \left( 1 + \frac{2}{\Delta^2} \right) c_2 + \frac{1}{\Delta^2} \left( 1 + 2 \frac{1 - 2\omega}{\Delta^2} + \frac{8\omega^2}{\Delta^4} \right) c_3 \right] \frac{1}{\Delta^2 + X} - \\
 & - \frac{8\omega}{(\Delta^2 + X)^2} \left[ \frac{2\omega - \Delta^2}{\Delta^4} c_3 - c_4 \right] - \frac{32\omega^2}{3(\Delta^2 + X)^3} \left( \frac{c_3}{\Delta^2} + c_4 \right) \Big\}. \quad (51)
 \end{aligned}$$

При  $X_0 = X(\omega, \Delta)_{\min}$  из (49) — (51) получим выражения (41), (42). Для того чтобы получить  $d\sigma^{(l)}(q_0)$  и  $d\sigma^{(l)}(q_0)$ , необходимо численно проинтегрировать (50), (51) по  $\Delta^2$  в интервале ее допустимых значений при  $X$  из интервала  $X_0 \leq X \leq X_{\max}$ , где  $X_0, X_{\max}$  определены в (48). Приведенные выше формулы очень громоздки, в области высоких энергий фотонов они могут быть существенно упрощены.

В работах [51, 52] в асимптотическом пределе высоких энергий фотона, когда можно пренебречь членами порядка  $m/\omega$  по сравнению с единицей, для вычисления дифференциальных сечений процесса рождения триплетов линейно поляризованными фотонами с переданным импульсом  $|q| > q_0$  использовался метод переменных Судакова. В этих переменных переданный 4-импульс  $q$  раскладывается по судакским параметрам  $\alpha, \beta$  и  $q_{\perp}$ :

$$q = \alpha k + \beta p' + q_{\perp}; \quad p' = p - k \frac{m^2}{2(kp)}; \quad p'^2 = 0, \quad 2(pp') = m^2.$$

Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  определяются из уравнений

$$(p_1 - q)^2 = m^2, \quad (k + q)^2 = \Delta^2.$$

Отсюда

$$\alpha = \frac{q_{\perp}^2}{2\kappa}, \quad \beta = \frac{\Delta^2 + q_{\perp}^2}{2\kappa}, \quad q_{\perp}^2 = -q_{\perp}^2, \quad \kappa = (kp).$$

Поскольку минимальное значение регистрируемого на опыте импульса электрона отдачи  $q_0$  порядка массы электрона, при написании квадрата 4-импульса промежуточного фотона  $-q^2 = q_{\perp}^2 + (\Delta^2 + q_{\perp}^2) q_{\perp}^2 / (2\kappa)$  можно опустить второе слагаемое, так как эффективные  $\Delta^2$  порядка  $m^2$ .

Тогда для дифференциального сечения получается следующий результат [52]:

$$2\pi \frac{d^3\sigma}{dx d\mathbf{q}_\perp^2 d\varphi_1} = \frac{4\alpha r_0^2}{q_\perp^4} m^2 \{ [1 - 2x(1-x)] \Psi_1(q_\perp^2) + 2x(1-x) [1 - P \cos 2(\varphi_1 - \chi)] \Psi_2(q_\perp^2) \}, \quad (52)$$

где  $x = E_+/\omega$  — доля энергии, уносимая позитроном,

$$\Psi_1(q_\perp^2) = \frac{1}{2z} \ln \frac{z + \frac{1}{2}}{z - \frac{1}{2}}, \quad \Psi_2(q_\perp^2) = 1 - \frac{2m^2}{q_\perp^2} \Psi_1(q_\perp^2),$$

$$z = \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{m^2}{q_\perp^2}}.$$

Величина  $q_\perp^2$  связана с массой  $M$  и энергией  $E_1$  частицы отдачи в лабораторной системе:

$$q_\perp^2 = 2M(E_1 - M), \quad E_1 = \sqrt{M^2 + q^2}, \quad (53)$$

где  $q$  — 3-импульс отдачи. Для процесса фоторождения триплетов  $M = m = 1$ .

Интегрируя (52) по  $x$  от 0 до 1, находим распределение по перпендикулярной составляющей переданного импульса, справедливое, когда  $q_\perp^2 \sim m^2$ :

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{d\mathbf{q}_\perp^2 d\varphi_1} = \frac{4\alpha r_0^2}{3q_\perp^2} m^2 \{ 2\Psi_1(q_\perp^2) + [1 - P \cos 2(\varphi_1 - \chi)] \Psi_2(q_\perp^2) \}. \quad (54)$$

Используя далее связь  $|\mathbf{q}_\perp|$  с 3-импульсом и углом вылета электрона отдачи

$$\cos \theta_1 = \frac{E_1 - m}{|\mathbf{q}|}; \quad |\mathbf{q}_\perp|^2 = 2m(E_1 - m), \quad q = 2m \frac{\cos \theta_1}{\sin^2 \theta_1}, \quad (55)$$

можно получить распределения по импульсам и по углам вылета электронов отдачи [51]:

$$2\pi \frac{d\sigma}{dq d\varphi_1} = \frac{2\alpha r_0^2}{3(E_1 - m)} \left\{ 1 + \frac{2E_1 - 3m}{q} \ln \frac{E_1 + q}{m} - \right.$$

$$- P \cos 2(\varphi_1 - \chi) \left[ 1 - \frac{m}{q} \ln \frac{E_1 + q}{m} \right] \Bigg\}, \quad (56)$$

$$2\pi \frac{d\sigma}{d\varphi_1 d\theta_1} = \frac{2\alpha r_0^2}{3} \frac{\sin \theta_1}{\cos^3 \theta_1} \left\{ 1 - \frac{1 - 5\cos^2 \theta_1}{\cos \theta_1} \ln \operatorname{ctg} \frac{\theta_1}{2} - \right. \\ \left. - P \cos 2(\varphi_q - \chi) \left[ 1 - \frac{\sin^2 \theta_1}{\cos \theta_1} \ln \operatorname{ctg} \frac{\theta_1}{2} \right] \right\}, \quad (57)$$

$$E_1 = \sqrt{q^2 + m^2}.$$

Отметим, что формула (57) описывает угловое распределение электронов отдачи для углов  $\theta_1$ , существенно меньших  $90^\circ$ , так как приближения, с помощью которых она получена, несправедливы вне этой области углов.

Не зависящая от поляризации часть распределения по импульсу электронов отдачи в (56) совпадает с формулой Бете — Суха [45], полученной путем разложения формулы Борселлино [67,68] для  $d\sigma_B/dq$  по степеням  $m/\omega$  в предельном случае больших энергий  $\omega \gg m$  и переданных импульсов порядка массы электрона:  $q \sim m$ . Интегрируя (52) по  $q_\perp^2$  от  $q_\perp^2(q_0)$  до  $\infty$ , где  $q_\perp^2(q_0) = 2m(\sqrt{q_0^2 + m^2} - m)$ , получим распределение по доле энергии позитронов в процессе образования триплетов при условии, что регистрируются все события с импульсами отдачи больше  $q_0$ :

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dx d\varphi_1}(q_0) = 2\alpha r_0^2 \{ [1 - 2x(1-x)] J_1(q_0) + \\ + 2x(1-x)[1 - P \cos(\varphi_1 - \chi)] J_2(q_0) \}, \quad (58)$$

$$J_1(q_0) = 2 \left( t \frac{\operatorname{ch}(t)}{\operatorname{sh}(t)} - \ln(2\operatorname{sh}(t)) \right),$$

$$J_2(q_0) = -\frac{2}{3} \ln(2\operatorname{sh}(t)) + \frac{t \cdot \operatorname{ch}(t)}{\operatorname{sh}(t)} + \frac{\operatorname{sh}(t) - t \cdot \operatorname{ch}^3(t)}{3 \cdot \operatorname{sh}^2(t)}, \quad \operatorname{sh}(2t) = q_0.$$

Полагая в (52) верхний предел интегрирования по  $q_\perp^2$  равным  $\infty$ , мы допускаем ошибку порядка  $m/\omega$ . Отметим, что в случае рождения пар на тяжелой ( $M \gg q_0$ ) мишени в (58) следует положить  $2\operatorname{sh}(t) = q_0$ .

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ И АСИММЕТРИЙ СЕЧЕНИЯ ОТ РАЗЛИЧНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ. ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ

Для измерения линейной поляризации фотонных пучков представляют интерес триплеты с регистрируемыми импульсами электронов отдачи ( $q \geq q_0$ ), для которых надежно определяется азимутальный угол  $\varphi_1$ . Точность измерения поляризации зависит от величины поляризации  $P$ , от асимметрии процесса в выбранном интервале кинематических переменных, от самого выбора кинематических переменных и от набранной статистики. Поэтому для практического использования метода асимметрии электронов отдачи необходим анализ зависимости  $d\sigma^{(t)}$ ,  $d\sigma^{(l)}$  и  $\Lambda$  от всех этих величин с целью поиска оптимальных условий эксперимента.

Для проведения этого анализа выполнены вычисления по формулам п.2.3 и численные интегрирования соответствующих выражений по эффективной массе пары  $\Delta$ , импульсу  $q$  и полярному углу  $\theta_1$  электрона отдачи.

Мы попытались найти области изменения переменных, в которых характер зависимости частей и асимметрий сечений, по крайней мере от одной переменной, оставался бы неизменным. Оказалось, что характер зависимости этих величин от  $\Delta$ ,  $q$ ,  $q_0$  и  $\theta_1$  не меняется с изменением  $\omega$  в достаточно широком интервале энергий фотона.

В работе также проведены вычисления по асимптотическим выражениям. Результаты этих вычислений сравниваются с результатами вычислений по точным выражениям для выяснения, при каких энергиях фотонов можно пользоваться асимптотическими выражениями, какую точность они обеспечивают при различных энергиях фотонов, области применимости метода.

В ходе изложения результатов анализа данные наших вычислений сравниваются с имеющимися в литературе результатами экспериментальных и теоретических исследований сечения рождения триплетов неполяризованными фотонами.

Ожидаемая ошибка измерения степени поляризации  $\Delta P$  в планируемом эксперименте [32,57,63,64,53,54,11], если пренебречь неопределенностью  $\Delta\Lambda$  и другими малыми вкладами, пропорциональна произведению  $N^{-1/2}\Lambda^{-1}$ , где  $N$  — число зарегистрированных триплетов с параметрами, попавшими в выбранную область с границей  $g$ . Число со-

бытий  $N$  пропорционально  $\sigma(g)$  — сечению, проинтегрированному по области переменных внутри  $g$  и

$$\Delta P(g) \sim \sigma^{(t) - 1/2}(g) \Lambda^{-1}(g). \quad (59)$$

Для определения оптимальных условий эксперимента по измерению  $P$  анализируется функция

$$L(g) = \frac{\Delta P(g_{\text{tot}})}{\Delta P(g)} = \frac{\Lambda(g)}{\Lambda(g_{\text{tot}})} \cdot \left[ \frac{\sigma^{(t)}(g)}{\sigma^{(t)}(g_{\text{tot}})} \right]^{1/2}, \quad (60)$$

значение которой показывает, во сколько раз повысится точность измерения поляризации при использовании части событий, попавших в область  $g$ , вместо событий из всей кинематически допустимой области изменения переменных  $g_{\text{tot}}$ . Отношение  $\sigma^{(t)}(g)/\sigma^{(t)}(g_{\text{tot}})$  показывает, какую долю событий из области  $g_{\text{tot}}$  составляют события из области  $g$ .

В настоящем разделе анализ  $d\sigma^{(t)}$ ,  $d\sigma^{(l)}$ ,  $\Lambda$ ,  $\Lambda(g)$  и отношения  $\sigma^{(t)}(g)/\sigma^{(t)}(g_{\text{tot}})$  выполнен по следующим переменным: энергии фотонов  $\omega$ , импульсу электронов отдачи  $q$ , минимальному детектируемому импульсу  $q_0$ , доле энергии  $x = E_+/\omega$ , уносимой позитроном, эффективной массе пары  $\Delta$ , полярному углу вылета электрона отдачи  $\theta_1$ .

**3.1. Зависимость сечений и асимметрий от энергии фотонов.** На рис.5 и в табл.1—7 приведены зависимости от  $\omega$  частей и асимметрий сечений  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\Delta(q_0)$ ,  $d^2\sigma/d\varphi_1 dq$ ,  $d^2\sigma/d\varphi_1(q_0)$  и  $d\sigma/d\varphi_1 = d\sigma/d\varphi_1(q_0 = q_{\text{min}})$ . В табл.1—7 части и асимметрии сечений  $d^2\sigma/d\varphi_1 dq$ ,  $d\sigma/d\varphi_1(q_0)$  и  $d\sigma/d\varphi_1$  сравниваются с асимптотическими значениями.

Из рисунка и таблиц видно, что части сечений растут с увеличением  $\omega$ . Наиболее резко рост проявляется в области энергий фотонов до  $\sim 200 m$ . При  $\omega \geq 500 m$  он становится достаточно медленным. Асимметрия сечения, дифференциального по  $\Delta$ , практически не зависит от энергии фотонов, асимметрии сечений, проинтегрированных по  $\Delta$ , убывают с ростом  $\omega$ .

Части приведенных в них точных сечений монотонно растут с увеличением  $\omega$ , приближаясь к асимптотическим значениям. Асимметрии же этих сечений убывают с ростом  $\omega$ , также приближаясь к асимптотическим значениям. При  $\omega = 10000 m$  асимптотические значения отличаются от точных не более чем на 5%.

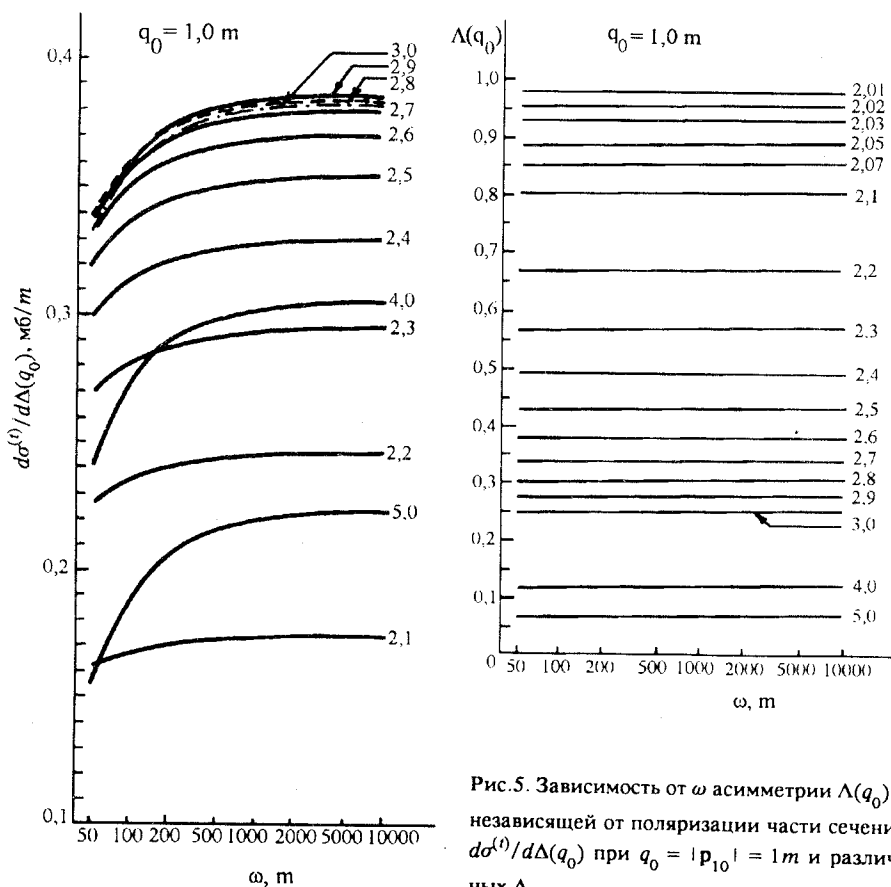


Рис.5. Зависимость от  $\omega$  асимметрии  $\Lambda(q_0)$  и независимой от поляризации части сечения  $d\sigma^{(t)}/d\Delta(q_0)$  при  $q_0 = |p_{10}| = 1m$  и различных  $\Delta$

Данные табл.1—3 показывают, что утверждения Суха и Бете [45] о независимости от  $\omega$  при  $\omega \geq 100 mc^2$ ,  $q \ll \omega$  и  $\omega q \gg m^2 c^3$  характера распределения по  $q$  триплетов, образованных неполяризованными фотонами, справедливо для обеих частей сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 dq$ . Подтверждением этому является и то, что части сечения  $d\sigma/d\varphi_1(q_0)$  при  $0,1mc \leq q_0 \leq 10 mc$  достаточно медленно меняются с ростом  $\omega$ .

Сравнение данных табл.5,7 и табл.13 из [41] показывает, что значения  $\sigma^{(t)}$  совпадают со значениями  $\sigma_B$  в [41]. Это свидетельствует о правильности наших вычислений и означает, что в интервале

Таблица 1. Сравнение сечений  $d\sigma^{(l)}/dq$  и  $d\sigma_a^{(l)}/dq$

$q, m$	$d\sigma^{(l)}/dq$ , для различных $\omega(\omega \text{ в } m)$								$d\sigma_a^{(l)}/dq$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
0,02	—	—	4,033	10,144	11,936	12,570	12,806	12,851	12,873
0,1	1,082	1,946	2,335	2,504	2,541	2,555	2,561	2,562	2,564
0,2	0,913	1,125	1,210	1,248	1,258	1,262	1,264	1,264	1,265
0,3	0,668	0,761	0,798	0,816	0,821	0,824	0,825	0,825	0,826
0,4	0,508	0,562	0,585	0,596	0,599	0,601	0,602	0,602	0,602
0,5	0,402	0,437	0,453	0,461	0,464	0,465	0,465	0,466	0,466
0,6	0,326	0,352	0,364	0,370	0,372	0,373	0,373	0,374	0,374
0,7	0,270	0,290	0,299	0,304	0,306	0,307	0,307	0,307	0,308
0,8	0,227	0,243	0,251	0,255	0,257	0,258	0,258	0,258	0,258
0,9	0,193	0,207	0,213	0,217	0,218	0,219	0,219	0,219	0,219
1,0	0,166	0,178	0,184	0,187	0,188	0,189	0,189	0,189	0,189
1,5	0,0886	0,0952	0,0984	0,100	0,101	0,101	0,101	0,101	0,101
2,0	0,0541	0,0586	0,0608	0,0621	0,0625	0,0627	0,0628	0,0629	0,0629
2,5	0,0361	0,0395	0,0411	0,0421	0,0424	0,0425	0,0426	0,0427	0,0427
3,0	0,0257	0,0283	0,0296	0,0304	0,0306	0,0307	0,0308	0,0308	0,0309
3,5	0,0191	0,0212	0,0223	0,0229	0,0231	0,0233	0,0233	0,0233	0,0234
4,0	0,0147	0,0165	0,0174	0,0179	0,0181	0,0182	0,0183	0,0183	0,0183
4,5	0,0116	0,0132	0,0139	0,0144	0,0146	0,0147	0,0147	0,0147	0,0147
5,0	0,00934	0,0107	0,0114	0,0118	0,0120	0,0120	0,0121	0,0121	0,0121
10,0	0,00204	0,00265	0,00297	0,00316	0,00322	0,00325	0,00327	0,00328	0,00329

Таблица 2. Сравнение сечений  $d\sigma^{(l)}/dq$  и  $d\sigma_a^{(l)}/dq$

$q, m$	$d\sigma^{(l)}/dq$ , для различных значений $\omega(\omega \text{ в } m)$								$d\sigma_a^{(l)}/dq$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
0,02	—	—	—	36,64	55,74	69,12	79,66	84,09	90,11
0,1	2,571	6,886	10,72	14,15	15,69	16,63	17,32	17,591	17,95
0,2	3,152	5,069	6,477	7,633	8,137	8,442	8,662	8,750	8,864
0,3	2,672	3,762	4,526	5,142	5,409	5,570	5,687	5,733	5,794
0,4	2,204	2,921	3,417	3,813	3,985	4,088	4,164	4,194	4,234
0,5	1,829	2,345	2,699	2,981	3,104	3,178	3,232	3,254	3,283
0,6	1,535	1,928	2,196	2,411	2,504	2,561	2,602	2,619	2,641
0,7	1,301	1,613	1,825	1,996	2,070	2,115	2,148	2,162	2,180
0,8	1,113	1,368	1,542	1,682	1,743	1,780	1,807	1,818	1,833



$q,$ м	$d\sigma^{(t)}/dq$ , для различных значений $\omega$ ( $\omega$ в м)								$d\sigma_{\alpha}^{(t)}/dq$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
0,9	0,961	1,174	1,320	1,437	1,488	1,519	1,542	1,552	1,564
1,0	0,837	1,018	1,142	1,242	1,286	1,313	1,332	1,340	1,351
1,5	0,460	0,557	0,624	0,678	0,703	0,718	0,729	0,733	0,739
2,0	0,284	0,347	0,390	0,426	0,442	0,452	0,459	0,462	0,466
2,5	0,191	0,235	0,266	0,292	0,304	0,311	0,317	0,319	0,322
3,0	0,136	0,169	0,193	0,213	0,222	0,228	0,232	0,234	0,236
3,5	0,101	0,128	0,147	0,163	0,170	0,175	0,178	0,179	0,181
4,0	0,0774	0,0992	0,115	0,128	0,134	0,138	0,141	0,142	0,144
4,5	0,0610	0,0793	0,0926	0,104	0,109	0,112	0,115	0,116	0,117
5,0	0,0491	0,0647	0,0761	0,0859	0,0904	0,0933	0,0954	0,0963	0,0976
10,0	0,0104	0,0158	0,0201	0,0239	0,0257	0,0269	0,0278	0,0282	0,0288

Таблица 3. Сравнение асимметрий  $\Lambda$  и  $\Lambda_{\alpha}$ 

$q,$ м	$\Lambda$ для различных значений $\omega$ ( $\omega$ в м)								$\Lambda_{\alpha}$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
0,02			0,485	0,277	0,214	0,182	0,161	0,153	0,143
0,1	0,421	0,283	0,218	0,177	0,162	0,154	0,148	0,146	0,143
0,2	0,290	0,222	0,187	0,164	0,154	0,149	0,146	0,144	0,143
0,3	0,250	0,202	0,176	0,159	0,152	0,148	0,145	0,144	0,143
0,4	0,231	0,192	0,171	0,156	0,150	0,147	0,144	0,144	0,142
0,5	0,219	0,186	0,168	0,155	0,149	0,146	0,144	0,143	0,142
0,6	0,212	0,183	0,166	0,153	0,149	0,146	0,144	0,143	0,142
0,7	0,207	0,180	0,164	0,153	0,148	0,145	0,143	0,142	0,141
0,8	0,203	0,178	0,163	0,152	0,147	0,145	0,143	0,142	0,141
0,9	0,201	0,176	0,162	0,151	0,147	0,144	0,142	0,141	0,140
1,0	0,199	0,175	0,161	0,150	0,146	0,143	0,142	0,141	0,140
1,5	0,193	0,171	0,158	0,148	0,144	0,141	0,139	0,138	0,137
2,0	0,190	0,169	0,156	0,146	0,141	0,139	0,137	0,136	0,135
2,5	0,189	0,168	0,154	0,144	0,139	0,137	0,135	0,133	0,133
3,0	0,189	0,167	0,153	0,142	0,138	0,135	0,133	0,132	0,131
3,5	0,189	0,166	0,152	0,141	0,136	0,133	0,131	0,130	0,129
4,0	0,189	0,166	0,151	0,140	0,135	0,132	0,129	0,128	0,127
4,5	0,190	0,166	0,151	0,139	0,134	0,130	0,128	0,127	0,126
5,0	0,190	0,166	0,150	0,138	0,132	0,129	0,127	0,126	0,124
10,0	0,196	0,167	0,148	0,132	0,125	0,121	0,118	0,116	0,114

Таблица 4. Сравнение сечений  $\sigma^{(l)}(q_0)$  и  $\sigma_a^{(l)}(q_0)$

$q_0$ , м	$\sigma^{(l)}(q_0)$ для различных $\omega(\omega$ в м )								$\sigma_a^{(l)}(q_0)$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
$q_{min}$	0,6502	0,870	1,075	1,331	1,518	1,701	1,940	2,108	
0,02			1,054	1,172	1,202	1,214	1,219	1,221	1,222
0,1	0,6121	0,7176	0,7662	0,7921	0,8001	0,8040	0,8064	0,8072	0,8081
0,2	0,5078	0,5700	0,6004	0,6184	0,6246	0,6278	0,6298	0,6305	0,6313
0,3	0,4296	0,4778	0,5025	0,5180	0,5235	0,5264	0,5282	0,5289	0,5297
0,4	0,3713	0,4125	0,4344	0,4484	0,4535	0,4562	0,4580	0,4586	0,4593
0,5	0,3262	0,3630	0,3830	0,3960	0,4008	0,4034	0,4051	0,4057	0,4064
0,6	0,2900	0,3238	0,3424	0,3548	0,3593	0,3618	0,3634	0,3640	0,3645
0,7	0,2604	0,2918	0,3094	0,3212	0,3256	0,3280	0,3295	0,3301	0,3308
0,8	0,2357	0,2653	0,2820	0,2933	0,2976	0,2999	0,3014	0,3019	0,3026
0,9	0,2148	0,2428	0,2588	0,2698	0,2739	0,2761	0,2776	0,2782	0,2788
1,0	0,1968	0,2236	0,2391	0,2496	0,2537	0,2559	0,2573	0,2578	0,2585
1,5	0,1361	0,1584	0,1718	0,1811	0,1848	0,1868	0,1881	0,1886	0,1892
2,0	0,1014	0,1211	0,1331	0,1417	0,1451	0,1469	0,1482	0,1487	0,1492
2,5	0,07927	0,09703	0,1081	0,1162	0,1193	0,1211	0,1223	0,1228	0,1233
3,0	0,06403	0,08033	0,09067	0,09829	0,1013	0,1030	0,1042	0,1046	0,1052
3,5	0,05296	0,06808	0,07783	0,08509	0,08801	0,08967	0,09077	0,09119	0,09174
4,0	0,04460	0,05873	0,06798	0,07495	0,07777	0,07938	0,08047	0,08088	0,08140
4,5	0,03808	0,05136	0,06020	0,06691	0,06965	0,07122	0,07228	0,07268	0,07319
5,0	0,03288	0,04543	0,05389	0,06038	0,06304	0,06458	0,06561	0,06601	0,06651
10,0	0,01048	0,01853	0,02470	0,02981	0,03201	0,03331	0,03423	0,03458	0,03502

Таблица 5. Сравнение сечений  $\sigma^{(l)}(q_0)$  и  $\sigma_a^{(l)}(q_0)$

$q_0$ , м	$\sigma^{(l)}(q_0)$ для различных значений $\omega(\omega$ в м )								$\sigma_a^{(l)}(q_0)$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
$q_{min}$	2,769	4,141	5,553	7,403	8,767	10,103	11,825	13,088	
0,02			5,516	6,957	7,672	8,128	8,473	8,616	8,811
0,1	2,693	3,722	4,490	5,145	5,442	5,629	5,770	5,830	5,914
0,2	2,383	3,124	3,661	4,120	4,330	4,464	4,568	4,611	4,676
0,3	2,091	2,687	3,122	3,496	3,670	3,782	3,869	3,907	3,963
0,4	1,848	2,356	2,729	3,054	3,207	3,306	3,384	3,418	3,469

$q_0$ , m	$\sigma^{(l)}(q_0)$ для различных значений $\omega$ ( $\omega$ в $m^{-1}$ )								$\sigma_a^{(l)}(q_0)$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
0,5	1,647	2,094	2,426	2,717	2,856	2,946	3,017	3,049	3,096
0,6	1,479	1,882	2,182	2,449	2,577	2,661	2,728	2,757	2,802
0,7	1,338	1,705	1,982	2,230	2,349	2,428	2,491	2,519	2,562
0,8	1,218	1,557	1,814	2,047	2,159	2,234	2,294	2,321	2,362
0,9	1,114	1,430	1,672	1,891	1,998	2,070	2,127	2,153	2,193
1,0	1,024	1,321	1,549	1,758	1,860	1,929	1,984	2,009	2,048
1,5	0,7134	0,9436	1,127	1,298	1,385	1,443	1,491	1,513	1,548
2,0	0,5324	0,7238	0,880	1,030	1,106	1,159	1,202	1,222	1,255
2,5	0,4158	0,5810	0,7188	0,8530	0,9227	0,9711	1,011	1,030	1,061
3,0	0,3352	0,4912	0,6053	0,7282	0,7928	0,8380	0,8768	0,8936	0,9230
3,5	0,2767	0,4077	0,5211	0,6351	0,6956	0,7382	0,7744	0,7912	0,8194
4,0	0,2325	0,3514	0,4562	0,5629	0,6201	0,6605	0,6952	0,7113	0,7387
4,5	0,1981	0,3070	0,4046	0,5051	0,5955	0,5983	0,6315	0,6471	0,6738
5,0	0,1770	0,2712	0,3626	0,4579	0,5098	0,5471	0,5792	0,5943	0,6203
10,0	0,05438	0,1093	0,1663	0,2315	0,2695	0,2978	0,3230	0,3353	0,3572

Таблица 6. Сравнение асимметрий  $\Lambda(q_0)$  и  $\Lambda_a(q_0)$ 

$q_0$ , m	$\Lambda(q_0)$ для различных значений $\omega$ ( $\omega$ в $m^{-1}$ )								$\Lambda_a(q_0)$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
$q_{min}$	0,235	0,210	0,193	0,180	0,173	0,168	0,164	0,161	
0,02			0,1912	0,1684	0,1568	0,1494	0,1439	0,1417	0,1397
0,1	0,2273	0,1928	0,1706	0,1540	0,1470	0,1425	0,1397	0,1385	0,1366
0,2	0,2131	0,1825	0,1640	0,1501	0,1442	0,1406	0,1379	0,1367	0,1350
0,3	0,2054	0,1778	0,1610	0,1482	0,1426	0,1392	0,1365	0,1354	0,1337
0,4	0,2010	0,1751	0,1592	0,1468	0,1414	0,1380	0,1353	0,1342	0,1324
0,5	0,1980	0,1733	0,1579	0,1458	0,1404	0,1369	0,1342	0,1331	0,1312
0,6	0,1960	0,1721	0,1569	0,1449	0,1394	0,1360	0,1332	0,1320	0,1301
0,8	0,1935	0,1704	0,1554	0,1433	0,1378	0,1342	0,1314	0,1301	0,1281
0,9	0,1928	0,1698	0,1548	0,1427	0,1371	0,1334	0,1304	0,1292	0,1271
1,0	0,1921	0,1693	0,1543	0,1420	0,1364	0,1327	0,1297	0,1284	0,1262
1,5	0,1907	0,1679	0,1525	0,1395	0,1334	0,1294	0,1261	0,1247	0,1222

$q_0,$ м	$\Lambda(q_0)$ для различных значений $\omega$ ( $\omega$ в м)								$\Lambda_\alpha(q_0)$
	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000	
2,0	0,1904	0,1673	0,1512	0,1376	0,1312	0,1268	0,1233	0,1217	0,1190
2,5	0,1906	0,1670	0,1504	0,1362	0,1293	0,1247	0,1209	0,1192	0,1162
3,0	0,1910	0,1669	0,1498	0,1350	0,1278	0,1230	0,1189	0,1181	0,1139
3,5	0,1914	0,1669	0,1494	0,1340	0,1265	0,1215	0,1172	0,1153	0,1119
4,0	0,1918	0,1671	0,1490	0,1332	0,1254	0,1202	0,1158	0,1137	0,1102
4,5	0,1922	0,1673	0,1488	0,1325	0,1245	0,1190	0,1144	0,1123	0,1086
5,0	0,1926	0,1675	0,1486	0,1319	0,1237	0,1180	0,1133	0,1111	0,1072
10,0	0,1928	0,1695	0,1485	0,1287	0,1188	0,1119	0,1059	0,1031	0,09803

Таблица 7. Сравнение частот и асимметрий сечений

$d\sigma/d\varphi_1$  и  $d\sigma_\alpha/d\varphi_1$

$\omega,$ м	$\sigma^{(l)},$ мб	$\sigma_\alpha^{(l)},$ мб	$\frac{\sigma^{(l)}}{\sigma_\alpha^{(l)}}$	$\sigma^{(r)},$ мб	$\sigma_\alpha^{(r)},$ мб	$\frac{\sigma^{(r)}}{\sigma_\alpha^{(r)}}$	$\Lambda$	$\Lambda_\alpha$	$\frac{\Lambda}{\Lambda_\alpha}$
50	0,650	0,757	0,860	2,769	3,623	0,764	0,235	0,209	1,124
100	0,870	0,935	0,930	4,141	4,872	0,850	0,210	0,192	1,094
200	1,075	1,114	0,965	5,553	6,122	0,907	0,193	0,182	1,064
500	1,331	1,350	0,986	7,403	7,737	0,952	0,180	0,174	1,036
1000	1,518	1,528	0,993	8,767	9,023	0,972	0,173	0,169	1,022
2000	1,701	1,707	0,997	10,103	10,272	0,983	0,168	0,166	1,013
5000	1,940	1,943	0,998	11,825	11,924	0,992	0,164	0,163	1,007
10000	2,108	2,121	0,994	13,088	13,173	0,994	0,161	0,161	1,0005

50 м ≤ ω ≤ 5000 м значения наших сечений отличаются от значений, соответствующих учету 8 диаграмм, менее чем на 1,2%.

Характерные черты зависимости от ω частот и асимметрий сечений  $d^3\sigma/d\varphi_1 d\varphi d\theta_1$  и  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  показаны на рис.6—9. В исследуемом интервале ω зависимости частот этих сечений от ω носят пороговый характер. Положение порога частот  $d^3\sigma/d\varphi_1 d\varphi d\theta_1$  и  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  определяется выражением

$$\omega_{\text{пор}} = m(E_1 + m)/(q \cos\theta_1 - E_1 + m). \quad (61)$$

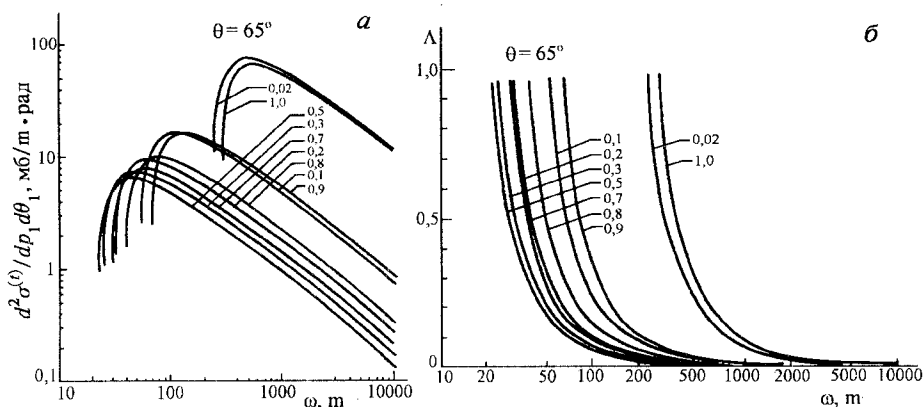


Рис. 6. Зависимость от  $\omega$  асимметрии и сечения  $d^2\sigma^{(T)}/dq d\theta_1$  при  $\theta_1 = 65^\circ$  и различных  $q = |p_1|$

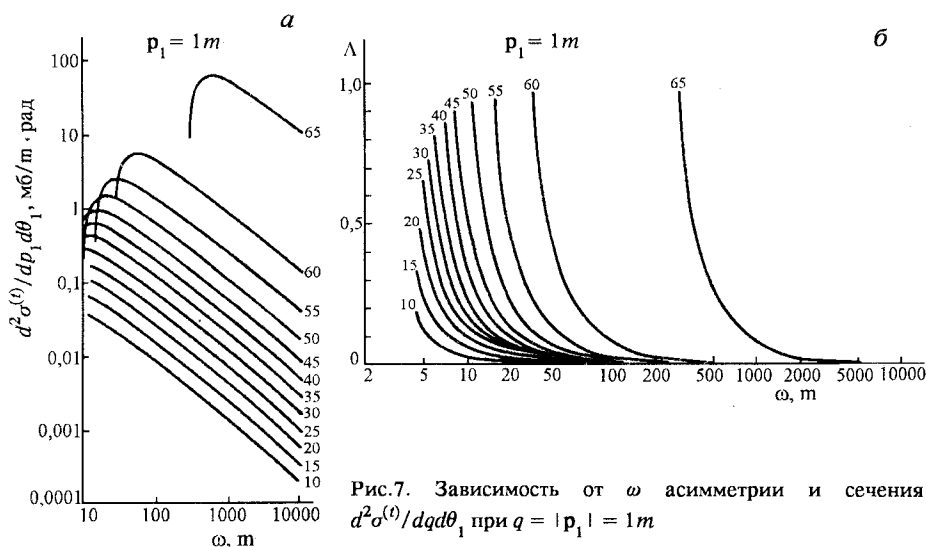


Рис. 7. Зависимость от  $\omega$  асимметрии и сечения  $d^2\sigma^{(T)}/dq d\theta_1$  при  $q = |p_1| = 1 \text{ м}$

Вблизи порога части этих сечений быстро увеличиваются с ростом  $\omega$ . Их асимметрии стремятся к единице при  $\omega \rightarrow \omega_{\text{пор}}$ . С ростом  $\omega$  у порога они очень быстро убывают. В области больших  $\omega$  кривые зависимости части и асимметрии сечения  $d^2\sigma/d\rho_1 d\theta_1(q_0)$  выходят на плато. Вдали от порогов части сечений  $d^3\sigma/d\rho_1 dq d\theta_1$  и  $d^2\sigma/d\rho_1 d\theta_1(q_0)$  при заданных  $\omega$  растут с увеличением  $\theta_1$ .

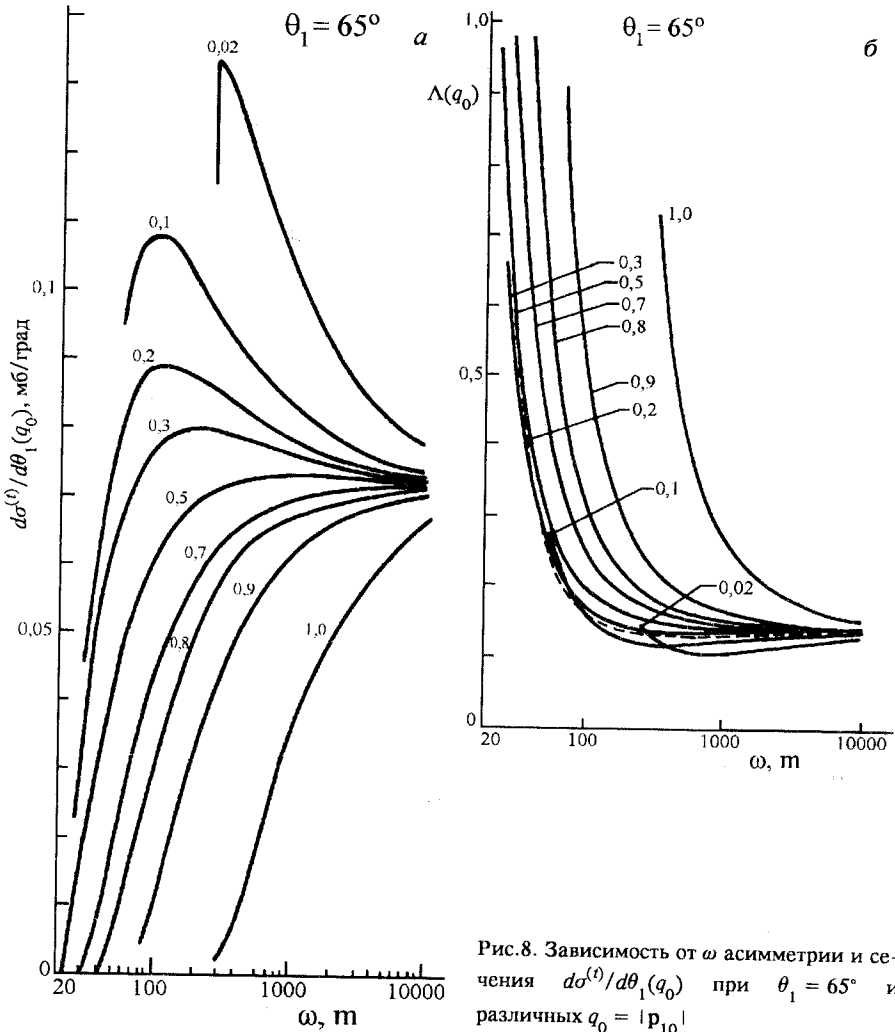


Рис. 8. Зависимость от  $\omega$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  при  $\theta_1 = 65^\circ$  и различных  $q_0 = |p_{10}|$

Характер зависимости от  $\omega$  частей и асимметрий сечений  $d^3\sigma/d\varphi_1 dq d\theta_1$ ,  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  после максимумов несколько отличаются. Он зависит от  $\theta_1$  и от  $q$  или  $q_0$  соответственно.

В дважды логарифмической системе координат убывание частей сечения  $d^3\sigma/d\varphi_1 dq d\theta_1$  после максимумов близко к линейному. После крутого спада у порога его асимметрия медленно убывает до значения,

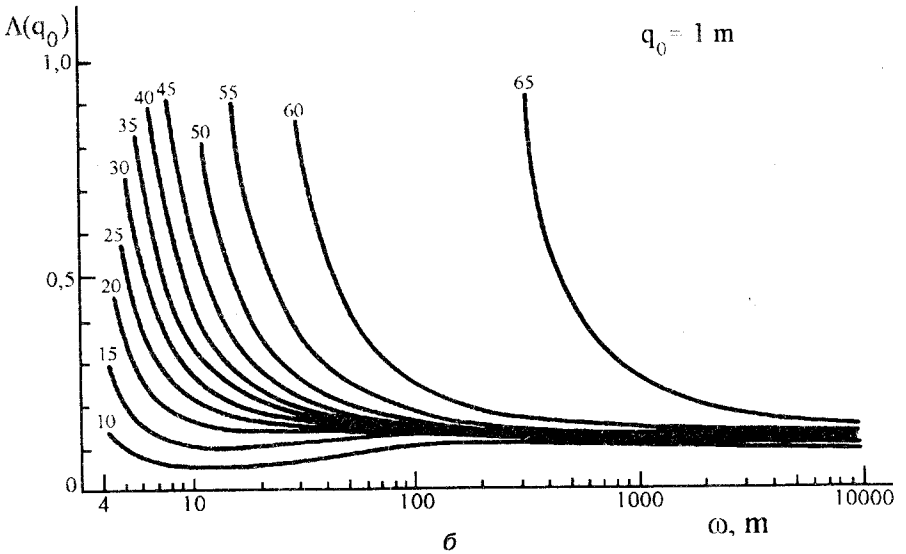
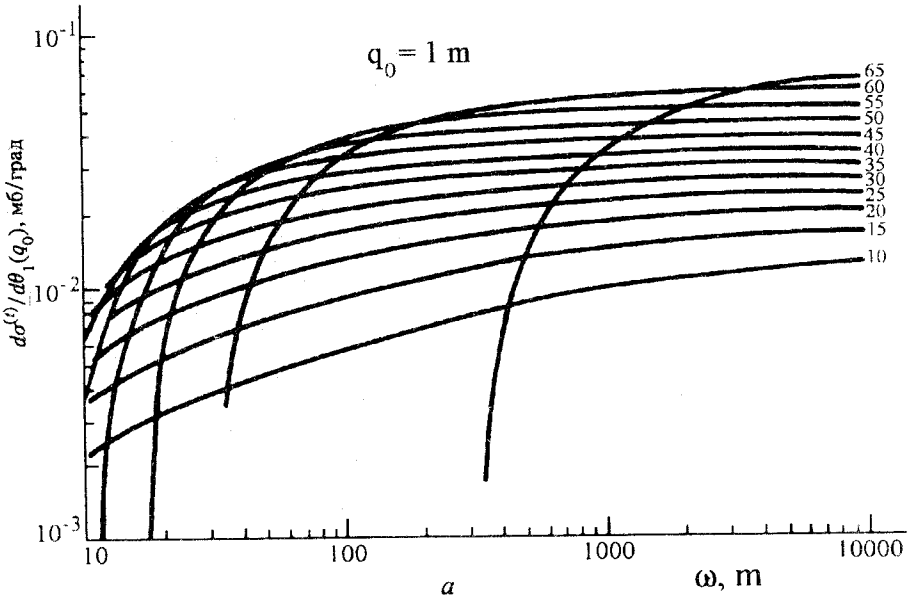


Рис.9. Зависимость от  $\omega$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(0)}/d\theta_1(q_0)$  при  $q_0 = |p_{10}| = 1$  м и различных  $\theta_1$

близкого к нулю. С увеличением  $\omega_{\text{пор}}$  значения частот в максимуме возрастают. При  $\theta_1 = 65^\circ$  и  $50m \leq \omega \leq 10000m$  максимально допустимые значения  $q$  находятся в интервале  $0,852m \leq q_{\text{max}} \leq 1,028m$ . Положение порогов и максимумов частот смещается с ростом  $q$ : в интервале  $0,02m \leq q \leq 0,5m$  в сторону меньших  $\omega$  и в сторону больших  $\omega$  в интервале  $0,5m \leq q \leq 1m$ . При использованных в расчетах значениях  $q$  и  $\omega$  его асимметрия вблизи порога достигает 96%. Аналогичен характер зависимости от  $\omega$  части и асимметрии этого сечения и при других  $\theta_1$ . В исследуемом интервале  $\omega$  при  $q = 1m$  углы  $\theta_1 \geq 65,52^\circ$  запрещены кинематикой. С увеличением  $\theta_1$  положение порогов и максимумов смещается в сторону больших  $\omega$ , а значения частот сечения в максимумах растут. Вблизи порогов при больших  $\theta_1$  и значениях  $q$  и  $\omega$ , используемых в расчетах, асимметрия и в случае фиксированных  $q$  достигает 96%. Аналогичный характер зависимости от  $\omega$  частот и асимметрии  $d^3\sigma/d\varphi_1 dq d\theta_1$  имеет место и при других  $q$ . Изменение  $q$  приводит к изменениям, аналогичным тем, которые имеют место на рис.6 при  $\theta_1 = 65^\circ$ .

Пороги и максимумы не зависящей от поляризации части и максимумы асимметрии сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  с ростом  $\theta_1$  смещаются в сторону больших  $\omega$ . Асимметрия после крутого спада у порога медленно убывает с ростом  $\omega$ , при малых  $\theta_1$  проходит через минимум, после чего медленно растет с последующим выходом на плато. С ростом  $\theta_1$  минимумы асимметрии проявляются слабее и при больших углах исчезают.

Быстрый рост у порога части сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  с ростом  $\omega$  при  $q_0 = 1m$  сменяется более медленным с последующим выходом на плато.

При заданных  $\theta_1$  характер зависимости от  $\omega$  частот и асимметрии сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  изменяется с изменением  $q_0$ . При малых  $q_0$  (рис.8) максимумы частот сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  проявляются четко. С ростом  $q_0$  они расширяются и при приближении к  $q(\omega, \theta_1)_{\text{max}}$  исчезают. При больших  $\omega$  кривые зависимости от энергии фотонов частот этого сечения выходят на плато. При малых  $q_0$  асимметрия сечения проходит через минимум, после чего выходит на плато. С ростом  $q_0$  минимумы проявляются менее четко, а затем и вовсе исчезают. При других  $\theta_1$  аналогичен характер зависимости не зависящей от поляризации части и асимметрии



сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  от  $\omega$ . Изменение  $\theta_1$  приводит к смещению порогов и максимумов этой части и асимметрии, аналогично тому, как это имеет место при  $q_0 = 1m$  на рис.9.

Из рис.5—9 и табл.1—7 виден характер зависимости частей и асимметрий сечений от  $\Delta$ ,  $q$ ,  $q_0$  и  $\theta_1$  при различных  $\omega$ . В достаточно широком интервале  $\omega$  характер зависимости частей и асимметрий исследуемых сечений от этих величин практически не зависит от энергии фотонов. В данной работе анализ зависимости частей и асимметрий исследуемых сечений от  $\Delta$ ,  $q_0$  и  $\theta_1$  проводится при  $\omega = 1000m$ .

Исследование характера зависимости от  $\omega$  частей и асимметрий сечений  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\Delta(q_0)$ ,  $d^2\sigma/d\varphi_1 dq$ ,  $d\sigma/d\varphi(q_0)$ ,  $d^3\sigma/d\varphi_1 dq d\theta_1$ ,  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  рождения регистрируемых триплетов показывает, что в интервале  $50m \leq \omega \leq 10000m$  части и асимметрии этих сечений имеют большие значения. С ростом  $\omega$  значения частей и асимметрий сечений  $d^2\sigma/d\varphi_1 dq$ ,  $d\sigma/d\varphi_1(q_0)$  и, как мы увидим в п.3.5, части и асимметрии сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  стремятся к значениям соответствующих частей и асимметрий сечений  $d^2\sigma_a/d\varphi_1 dq$ ,  $d\sigma_a/d\varphi_1(q_0)$ ,  $d\sigma_a/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$ , полученных в асимптотическом пределе высоких энергий фотонов. Большие значения частей и асимметрий асимптотических сечений указывают на то, что процесс (3) может оказаться эффективным для измерения линейной поляризации фотонов с энергиями от нескольких десятков МэВ до энергии порядка нескольких ТэВ, где становятся справедливыми асимптотические выражения.

**3.2. Зависимость сечений и асимметрий от  $q$  и  $q_0$ .** Рассмотрим сначала зависимость от  $q$  и  $q_0$  частей и асимметрий сечений, не зависящих от  $\theta_1$ . На рис.10—12 и в табл.1—3, 4—6 показан характер этих зависимостей. На рис.11,в приведено отношение асимметрий  $\Lambda(q_0, x)/\Lambda(q_0)$ . Из рисунков и таблиц видно, что части всех этих сечений быстро убывают с ростом  $q$  и  $q_0$ . Асимметрия сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\Delta(q_0)$  увеличивается с ростом  $q_0$  в отличие от асимметрий других сечений этой группы, убывающих с ростом  $q$  и  $q_0$ . Особенно сильно рост асимметрий проявляется при  $\Delta$  в интервале  $2,1m \leq \Delta \leq 3m$ . Отношения асимметрий при фиксированной доле энергии  $x_1$ , уносимой позитроном, не зависят от  $q_0$ .

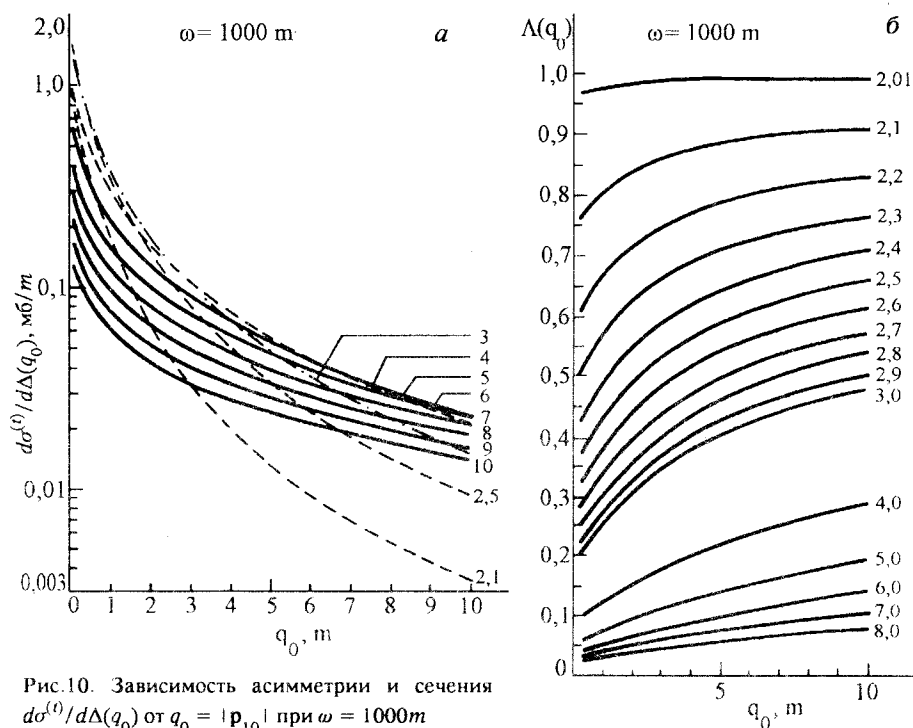


Рис.10. Зависимость асимметрии и сечения  $d\sigma^{(t)}/d\Delta(q_0)$  от  $q_0 = |p_{10}|$  при  $\omega = 1000\text{м}$

Сравнение значений частей и асимметрий асимптотических сечений  $d^2\sigma_a/dp_1dq$  и  $d\sigma_a/dp_1(q_0)$  со значениями частей и асимметрий сечений  $d^2\sigma/dp_1dq$  и  $d\sigma/dp_1(q_0)$  в табл.1—6 показывает, что при заданных  $\omega$  отношения неасимптотических величин к асимптотическим слабо меняются с ростом  $q$  и  $q_0$ .

Экспериментальные распределения по  $q$  триплетов, образованных неполяризованными фотонами [43,44,46,47], хорошо согласуются с расчетами по формуле Суха — Бете [45], совпадающей с частью, не зависящей от поляризации, в (56). Однако при больших импульсах экспериментальные точки ложатся ниже теоретических кривых. На рис.12 сечения  $d\sigma_a^{(t)}/dq$  (сплошная кривая) и  $d\sigma^{(t)}/dq$  (пунктирная кривая) сравниваются с распределением триплетов, образованных фотонами с энергией 600—800 МэВ [43] в стримерной камере, заполненной смесью из 90% неона и 10% гелия. На гелии образовалось менее 5% событий. Пунктирная

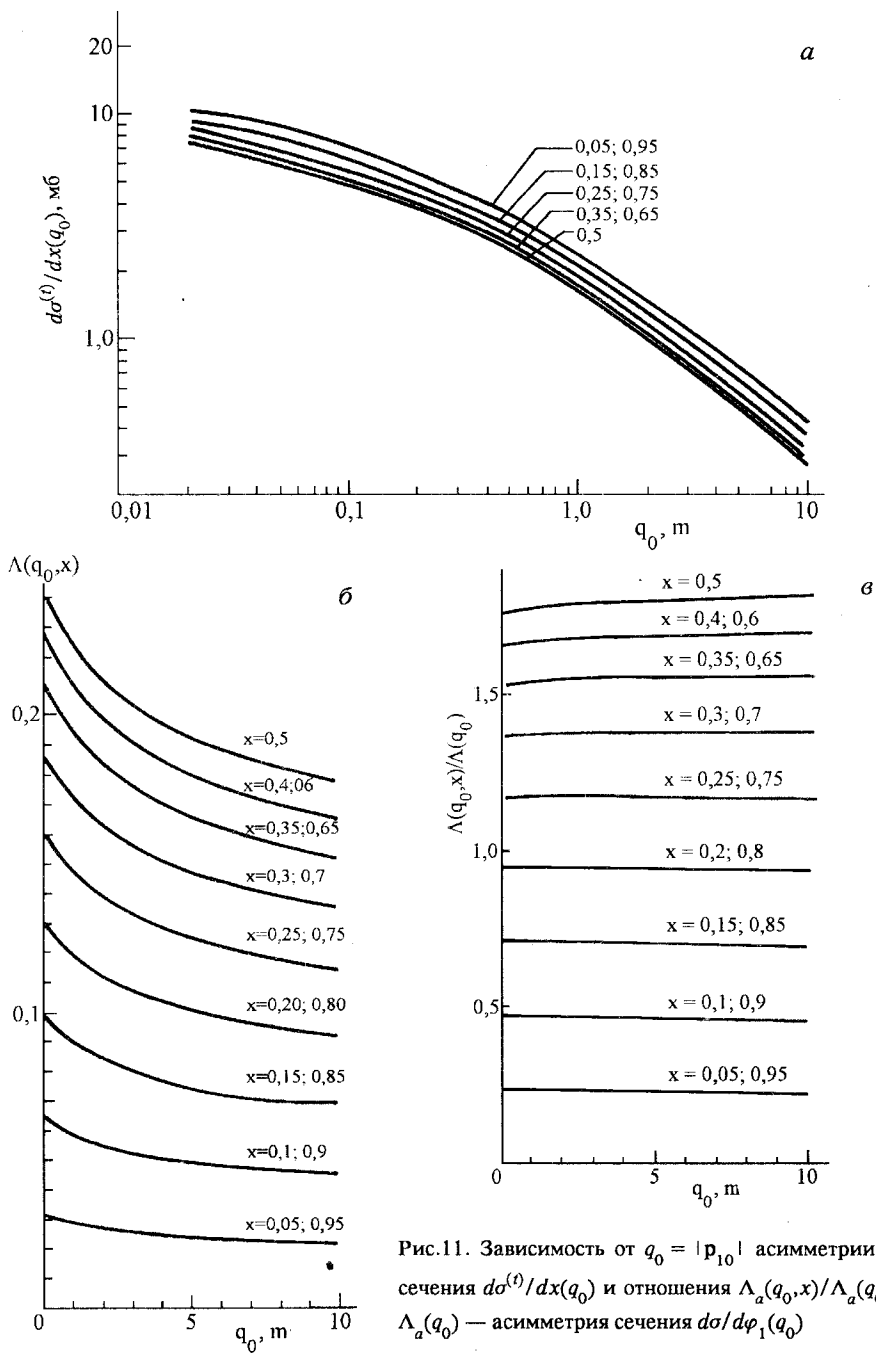
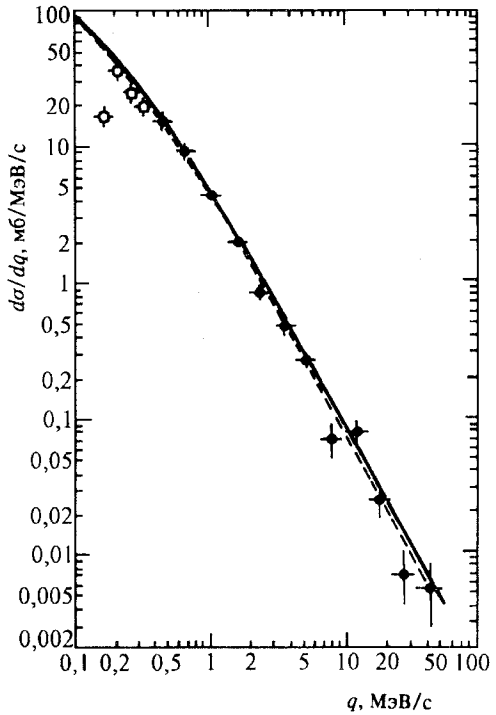


Рис.11. Зависимость от  $q_0 = |p_{10}|$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(t)}/dx(q_0)$  и отношения  $\Lambda_a(q_0, x)/\Lambda_a(q_0)$ .  $\Lambda_a(q_0)$  — асимметрия сечения  $d\sigma/d\varphi_1(q_0)$ .

Рис.12. Сравнение экспериментального распределения по  $q$  из работы [43] с сечениями  $d\sigma_a^{(0)}/dq$  (сплошная кривая) и  $d\sigma^{(0)}/dq$  (пунктирная кривая)



кривая проходит ниже сплошной и лучше согласуется с экспериментальными данными\*.

Рассмотрим теперь зависимость от  $q$  и  $q_0$  частей и асимметрий сечений  $d^3\sigma/d\varphi_1 dq d\theta_1$  и  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  (рис.13—16).

При заданных  $\omega$  и  $\theta_1$  не зависящая от поляризации часть сечения  $d^3\sigma/d\varphi_1 dq d\theta_1$  имеет максимумы вблизи  $q(\omega, \theta_1)_{\max}$  и  $q(\omega, \theta_1)_{\min}$ , между которыми находятся минимумы. Значения части сечения в максимумах  $q(\omega, \theta_1)_{\max}$  меньше, чем в максимумах вблизи  $q(\omega, \theta_1)_{\min}$ . Асимметрия этого сечения имеет минимумы в минимумах его не зависящей от поляризации части. При стремлении  $q$  к  $q(\omega, \theta_1)_{\max}$  и к  $q(\omega, \theta_1)_{\min}$  она стремится к единице. При  $\theta_1 = 65^\circ$  минимумы этой части сечения и асимметрии находятся в интервале более узком, чем  $0,4t \leq q \leq 0,6t$ . С ростом  $\omega$  значения части сечения в минимумах убывают, а в максимумах возрастают. Левые максимумы смещаются в сторону меньших импульсов отдачи, а правые — в сторону больших  $q$ . Поскольку при  $\omega \rightarrow \infty$   $q(\omega, \theta_1)_{\min} \rightarrow 0$ , а  $q(\omega, \theta_1)_{\max}$  быстро стремится к  $2t \cos \theta_1 / \sin^2 \theta_1$ , смещение правых максимумов при  $\theta_1 = 65^\circ$  и  $\omega > 500t$  незначительно. Правые пики находятся вблизи  $q \approx 1t$ . На рис.13,а значения части сечения в них отмечены

\*По-видимому, на рис.6 работы [43] ошибочно указана размерность мб/МэВ/с. Наши значения  $dd\sigma_a^{(0)}/dq$  из табл.2 после умножения на  $Z = 10$  ложатся на сплошную кривую.

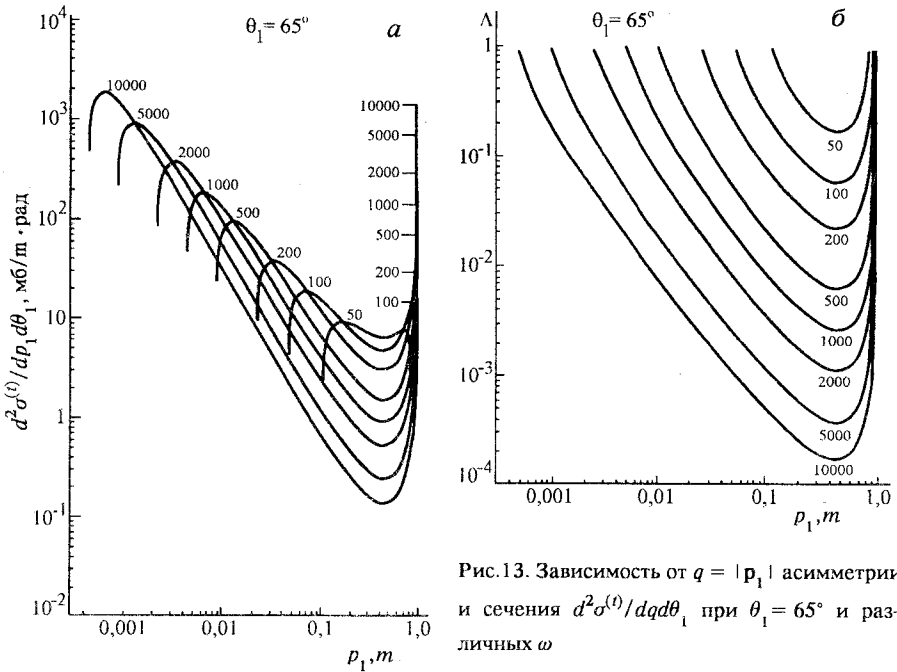


Рис.13. Зависимость от  $q = |p_1|$  асимметрии и сечения  $d^2\sigma^{(l)}/dq d\theta_1$  при  $\theta_1 = 65^\circ$  и различных  $\omega$

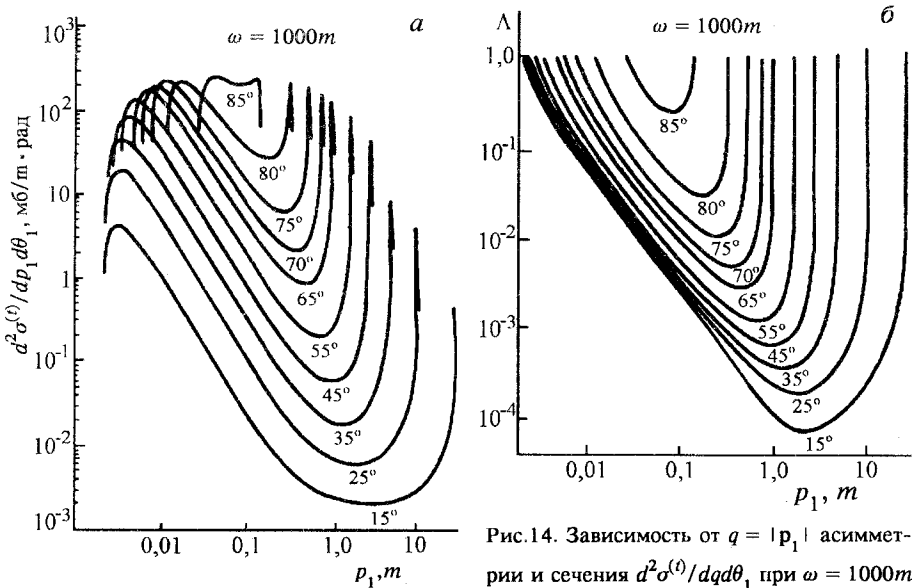


Рис.14. Зависимость от  $q = |p_1|$  асимметрии и сечения  $d^2\sigma^{(l)}/dq d\theta_1$  при  $\omega = 1000m$  и различных  $\theta_1$

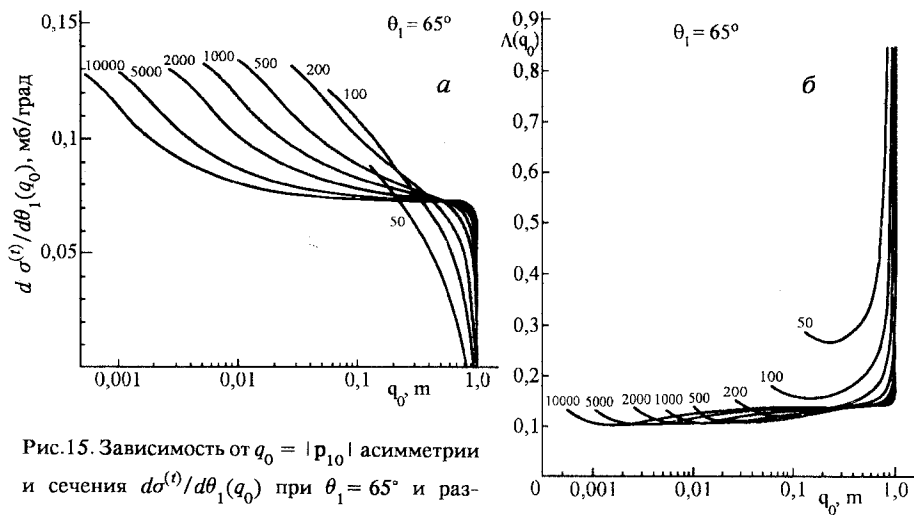


Рис. 15. Зависимость от  $q_0 = |p_{10}|$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  при  $\theta_1 = 65^\circ$  и различных  $\omega$

рисками, против которых указаны соответствующие им значения  $\omega$ . При уменьшении  $\theta_1$  минимумы и правые максимумы (рис. 14) смещаются в сторону больших импульсов электронов отдачи, а левые максимумы — в сторону меньших  $q$ ; значения части сечения в максимумах и в минимумах уменьшаются, а различие между значениями части сечения в правых и левых максимумах увеличивается.

Характер зависимости частей сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  от  $q_0$  следует из характера зависимости частей сечения  $d^3\sigma/d\varphi_1 dq d\theta_1$  от  $q$ . При изменении  $q_0$  от  $q(\omega, \theta_1)_{\min}$  до  $q(\omega, \theta_1)_{\max}$  сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  и  $d\sigma^{(l)}/d\theta_1(q_0)$  убывают, соответственно, от  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1$  и  $d\sigma^{(l)}/d\theta_1$  до нуля. Это убывание очень быстрое, когда  $q_0$  находится в окрестностях максимумов, и достаточно медленное, когда  $q_0$  находится в области минимумов. С ростом  $\omega$  при фиксированном  $\theta_1$  (рис. 15) убывание частей сечения вблизи верхней границы  $q_0$  становится более крутым. С ростом  $q_0$  от нижней границы до области крутого спада скорость убывания частей сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  уменьшается, и вблизи верхней границы  $q_0$  кривые зависимости этого сечения от  $q_0$  выходят на плато. Ширина плато растет с увеличением  $\omega$ .

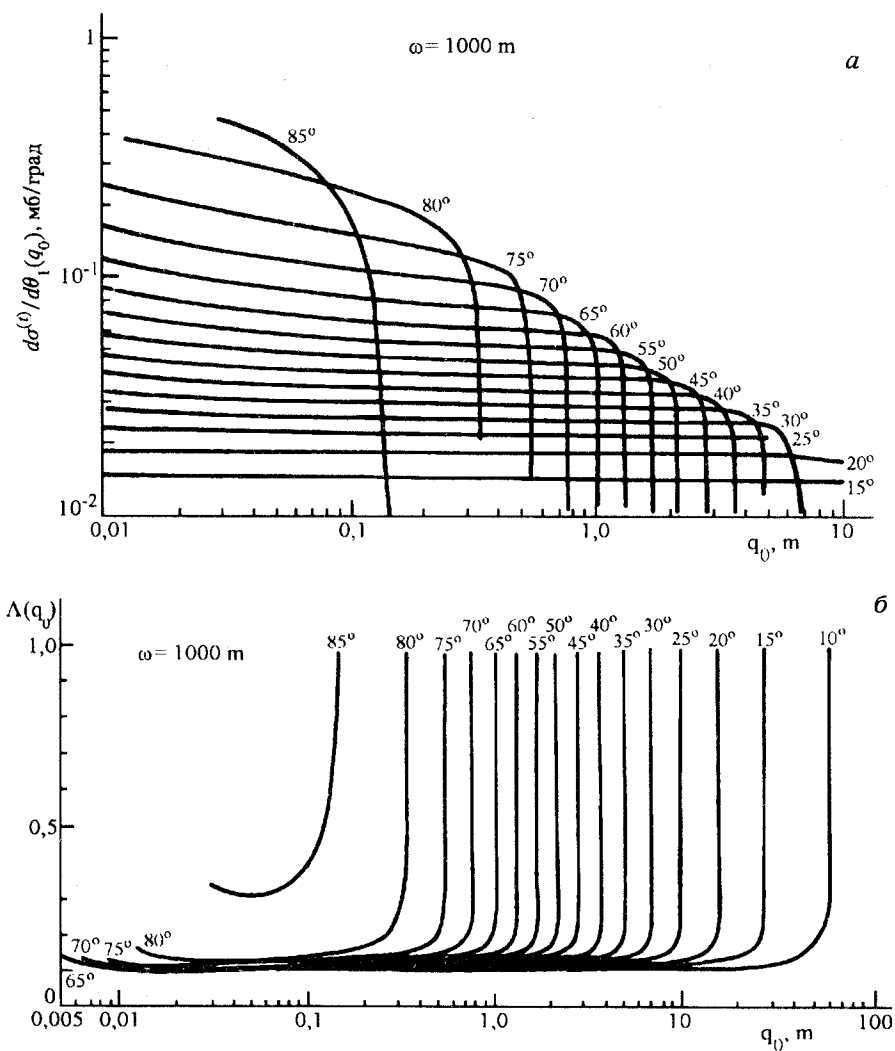


Рис.16. Зависимость от  $q_0 = |p_{10}|$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(0)}/d\theta_1(q_0)$  при  $\omega = 1000 \text{ m}$  и различных  $\theta_1$

Когда  $q_0 = q(\omega, \theta_1)_{\min}$ , асимметрия сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  равна асимметрии сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1$ . С ростом  $q_0$  она медленно убывает и, пройдя минимум, начинает медленно расти. Вблизи  $q(\omega, \theta_1)_{\max}$  она очень

быстро растет с увеличением  $q_0$ , стремясь к единице. При  $\omega \geq 200m$  перед областью крутого роста в зависимости асимметрии от  $q_0$  появляется плато. Ширина его растет с увеличением  $\omega$ . Уменьшение  $\theta_1$  при фиксированном  $\omega$  приводит (рис.16) к увеличению ширины плато у кривых зависимости частот и асимметрии сечения  $d^3\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  от  $q_0$ .

Выбор оптимальных интервалов  $q$  для измерения степени линейной поляризации фотонных пучков при использовании сечений, дифференциальных по  $\Delta$ ,  $x$  и  $\theta_1$ , будет рассмотрен ниже при поиске оптимальных интервалов  $\Delta$ ,  $x$  и  $\theta_1$  для таких измерений. Здесь мы ограничимся рассмотрением случая использования сечения  $d\sigma/d\varphi_1(q_0)$ . Поскольку части этого сечения и асимметрия убывают с ростом  $q_0$ , величина  $L(q_0) = \Delta P(q_0 = q_{\min})/\Delta P(q_0)$  всегда меньше единицы и убывает с ростом  $q_0$ . Это означает, что точность измерения степени линейной поляризации фотонных пучков при использовании интервала  $q_0 \leq q \leq q_{\max}$  будет тем выше, чем с меньшими импульсами электронов отдачи можно отбирать события для таких измерений.

**3.3. Зависимость сечения и асимметрии от эффективной массы рожденной пары  $\Delta$ .** Из зависимости от энергии фотонов сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\Delta(q_0)$ , приведенного на рис.5, следует наличие максимумов в зависимости этого сечения от  $\Delta$ . Их положение при  $\omega > 200m$  не зависит от  $\omega$ .

На рис.17 показаны зависимости части, не зависящей от поляризации, и асимметрии сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\Delta(q_0)$  от  $\Delta$  при  $\omega = 1000m$  и различных значениях  $q_0$ . Из этого рисунка видно, что с ростом  $q_0$  значения этой части сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\Delta(q_0)$  быстро убывают, а их максимумы становятся более широкими и смещаются в сторону больших  $\Delta$ . Асимметрия этого сечения при  $\Delta = 2,01m$  порядка 0,98. С ростом  $\Delta$  она быстро убывает. С увеличением  $q_0$  это убывание становится более медленным. Для обеспечения оптимальных условий эксперимента разумно отбирать события с  $q > q_0$  из интервала

$$2m \leq \Delta \leq \Delta_0. \quad (62)$$

В результате численного интегрирования по  $\Delta$  (49) с учетом (50) и (51) получены значения  $d\sigma^{(l)}(q_0, \Delta_0)$ ,  $d\sigma^{(t)}(q_0, \Delta_0)$  и  $\Lambda(q_0, \Delta_0)$  и из условия максимума  $L(q_0, \Delta_0) = \Delta P(q_0, \Delta_{\max})/\Delta P(q_0, \Delta_0)$  найдены опти-



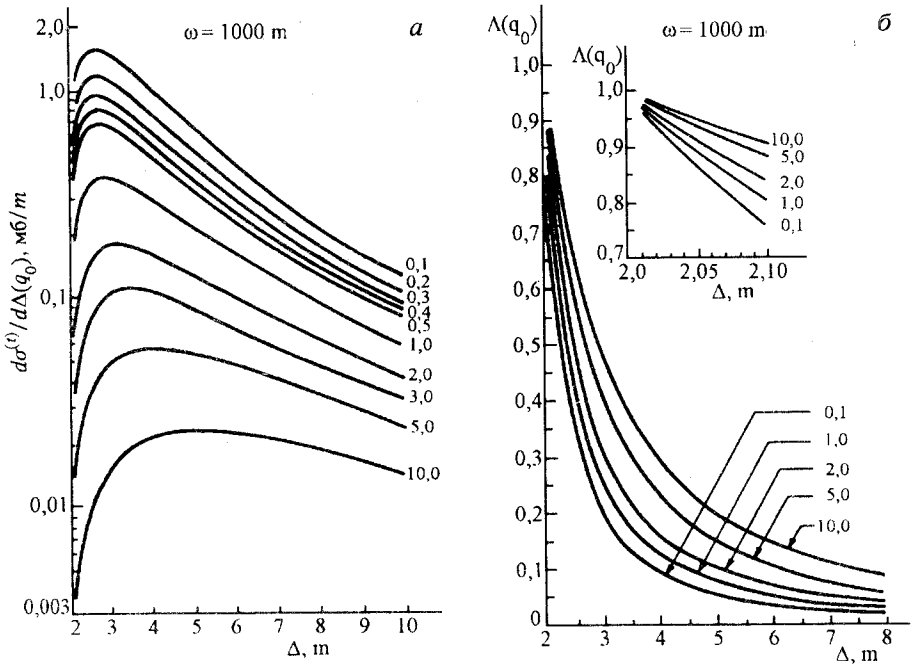


Рис.17. Зависимость от  $\Delta$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(t)}/d\Delta(q_0)$  при  $\omega = 1000$  m и различных  $q_0$

мальные значения  $\Delta_0$ . Зависимости  $L(q_0, \Delta_0)$  и  $\sigma^{(t)}(q_0, \Delta_0)/\sigma^{(t)}(q_0, \Delta_{\max})$  от  $\Delta_0$  при различных  $\omega$  и  $q_0 = 1$  m приведены в табл.8 и 9. Оптимальными для постановки опыта [60—64] при  $q_0 = 1$  m оказываются интервал  $2m \leq \Delta \leq 3m$  при  $\omega = 50m$  и  $\omega = 100m$  и интервал  $2m \leq \Delta \leq 4m$  при  $\omega \geq 200m$ . В эти интервалы попадает 22,5—41,2% событий из интервала  $2m \leq \Delta \leq \Delta_{\max}$ , а точность на 17—35% выше, чем при использовании всех событий. При  $\Delta_0 = 2,4—2,5m$   $L(q_0, \Delta_0) = 1$ . В этом случае обработке подлежит 4,5—11% событий, а точность та же, что и в случае интервала  $2m \leq \Delta \leq \Delta_{\max}$ .

При  $q_0$ , равных 0,5 m, 2 m, 5 m и 10 m, также имеются наиболее благоприятные интервалы  $\Delta$  для измерения  $P$ , обеспечивающие такое же повышение точности и такое же уменьшение необходимого количества событий, как и при  $q_0 = 1$  m. Однако с ростом  $q_0$  сечение быстро убывает,

Таблица 8. Значения  $L(q_0, \Delta_0)$  при  $q_0 = 1m$  и различных  $\omega$  и  $\Delta_0$ 

$\omega, m$	$\Delta_0, m$	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000
2,01	0,0923592	0,0944117	0,0966708	0,0991471	0,100602	0,101629	0,102570	0,103038	
2,02	0,153307	0,156738	0,160499	0,164618	0,167034	0,168741	0,170304	0,171082	
2,03	0,205115	0,209736	0,214785	0,220306	0,223542	0,225827	0,227921	0,228982	
2,05	0,293280	0,299977	0,307240	0,315162	0,319800	0,323073	0,326071	0,327561	
2,08	0,401895	0,411255	0,421298	0,432211	0,438589	0,443086	0,447202	0,449248	
2,10	0,463667	0,474604	0,486259	0,498894	0,506268	0,511466	0,516221	0,518583	
2,20	0,694636	0,712031	0,729955	0,749242	0,760409	0,768263	0,775433	0,778991	
2,30	0,846393	0,868793	0,891272	0,915099	0,928846	0,938494	0,947285	0,951042	
2,50	1,02594	1,05586	1,08446	1,11421	1,13119	1,14306	1,15385	1,15918	
2,80	1,11431	1,18194	1,21593	1,25043	1,26986	1,28338	1,29560	1,30382	
3,00	1,17570	1,21702	1,25325	1,28951	1,30978	1,32384	1,33651	1,34275	
4,00	1,16395	1,21486	1,25563	1,29463	1,31585	1,33041	1,34340	1,34976	
5,00	1,10503	1,15797	1,19910	1,23768	1,25841	1,27254	1,28510	1,29122	
8,00	1,00870	1,04049	1,08501	1,11927	1,13785	1,15054	1,16185	1,16736	
10,0		1,01793	1,04760	1,07838	1,09557	1,10746	1,11813	1,12338	

Таблица 9. Значения  $\sigma^{(i)}(q_0, \Delta_0) / \sigma^{(i)}(q_0, \Delta_{\max})$  при  $q_0 = 1m$  и различных  $\omega$  и  $q_0$ 

$\omega, m$	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000
$\Delta_0, m$								
2,01	0,000327	0,000264	0,000229	0,000204	0,000193	0,000187	0,000182	0,000180
2,02	0,000927	0,000747	0,000649	0,000579	0,000549	0,000530	0,000516	0,000510
2,03	0,001703	0,001375	0,001194	0,001065	0,001010	0,000976	0,000950	0,000939
2,05	0,003680	0,002967	0,002578	0,002299	0,002181	0,002107	0,002051	0,002026
2,08	0,007470	0,006025	0,005236	0,004670	0,004430	0,004280	0,004166	0,004116
2,10	0,010453	0,008434	0,007331	0,006538	0,006203	0,005993	0,005833	0,005763
2,20	0,029563	0,023891	0,020782	0,018544	0,017595	0,017002	0,016549	0,016351
2,30	0,053832	0,043579	0,037939	0,033869	0,032142	0,031062	0,030236	0,029873
2,50	0,111795	0,090832	0,079215	0,070789	0,067201	0,064954	0,063232	0,062477
2,80	0,209080	0,170849	0,149406	0,133729	0,127019	0,122804	0,119568	0,118167
3,00	0,274753	0,225398	0,197479	0,176953	0,168135	0,162586	0,158319	0,156443
4,00	0,557247	0,466600	0,412779	0,371983	0,354111	0,342767	0,333939	0,330044
5,00	0,746949	0,638781	0,570682	0,517245	0,493333	0,477956	0,465938	0,460592
8,00	0,982016	0,895593	0,823611	0,759194	0,728159	0,707441	0,690817	0,683275
10,0		0,962835	0,901715	0,840110	0,808647	0,787050	0,769389	0,761285

растет  $\Delta_0$  и, несмотря на рост  $\Lambda(q_0, \Delta)$ , следует пользоваться как можно меньшими значениями  $q_0$ . Это позволяет дополнительно повысить точность за счет обеспечения большего количества событий.

Рост частей сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\Delta(q_0)$  с увеличением  $\omega$  и независимость от  $\omega$  его асимметрии делает зависимость от  $\Delta$  очень удобной для измерения линейной поляризации пучков фотонов с высокими энергиями.

**3.4. Зависимость сечения и асимметрии от доли энергии  $x$ , уносимой позитроном.** Проведем анализ зависимости от  $x = E_+/\omega$  сечения  $d^2\sigma_a/d\varphi_1 dx(q_0)$ , полученного в [52] в асимптотическом пределе высоких энергий фотонов в случае конечных импульсов отдачи ( $q \geq m$ ). Это сечение не зависит от  $\omega$ .

Зависимость от  $x$  определяется величиной  $y = x(1-x)$ , входящей линейно в части сечения. Величина  $y = 0$  при  $x = 0$  и  $x = 1$  и максимальна ( $y_{\max} = 1/4$ ) при  $x = 0,5$ . Кривые зависимости частей и асимметрии этого сечения от  $x$  (рис.18) симметричны относительно  $x = 0,5$ . Не зависящая от поляризации часть в этой точке имеет минимум. Зависящая от поляризации часть и асимметрия обращаются в нуль при  $x = 0$  и  $x = 1$  и максимальны при  $x = 0,5$ .

При  $q_0 = 1m$  выражение (58) принимает вид

$$d\sigma_a^{(t)}/dx(q_0 = 1m) = 4\alpha r_0^2 \cdot 1,156[1 - 1,421x(1-x)] \quad (63)$$

и отличается лишь нормировкой от выражения Уиллера — Лэмба в [39]

$$\begin{aligned} d\sigma/dx(q_0=1mc)_{\text{incoh}} &= 4\alpha r_0^2 \left[ 1 - \frac{13}{9} x(1-x) \right] = \\ &= 4\alpha r_0^2 [1 - 1,444x(1-x)]. \end{aligned} \quad (64)$$

На рис.19 экспериментальное распределение по  $x$  4395 триплетов с  $q \geq 1m$  из [39] сравнивается с теоретическими распределениями. В результате нормировки распределения (63) и (64) совпадают. В интервале  $0,1 \leq x \leq 0,9$  теоретическое распределение по  $x$  хорошо согласуется с экспериментальным.

Из характера зависимости сечения  $d^2\sigma_a/d\varphi_1 dx(q_0)$  от  $x$  и  $q_0$  (рис.11 и 18) следует, что в области очень высоких энергий фотонов, где справедливы асимптотические выражения, для измерения линейной поляризации фотонных пучков целесообразно использовать интервал

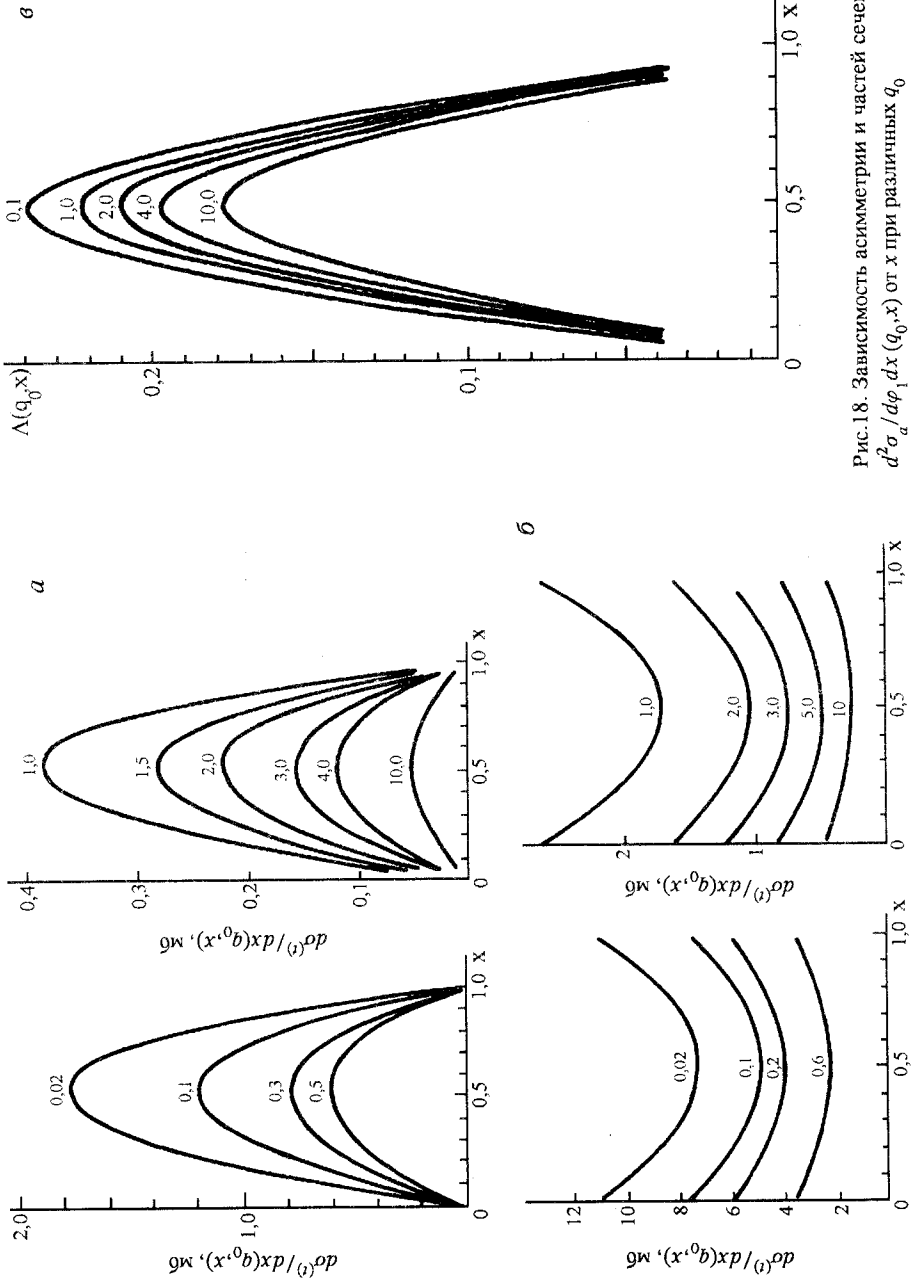
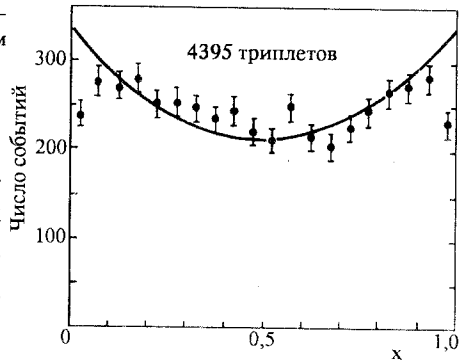


Рис.18. Зависимость асимметрии и частот сечения  $d^2\sigma_a/d\varphi_1 dx(q_0, x)$  от  $x$  при различных  $q_0$

Рис.19. Сравнение экспериментального распределения по  $x$  из работы [39] с сечением  $d\sigma_a^{(t)}/dx (q_0 = 1m)$



значений  $x$  вблизи  $x = 0,5$ . Отношение  $\Lambda(q_0, x)/\Lambda(q_0)$  при заданных  $x$  не меняется с ростом  $q_0$  и при фиксированном  $q_0$  быстро увеличивается с ростом  $x$  от 0 при  $x = 0$  до 1,8 при  $x = 0,5$ . Использование узкого интервала вблизи  $x = 0,5$  в 1,8 раза повышает чувствительность метода. Анализ показывает, что при заданной ширине интервала  $u = x_1 - x_0$  требованию оптимальности удовлетворяет интервал  $x_0 \leq x \leq x_1$  с границами  $x_0$  и  $x_1$ , симметричными относительно  $x = 0,5$ . Для симметричных интервалов вычислены значения  $L(q_0, u) = \Delta P(q_0, u = 1)/\Delta P(q_0, u)$  и отношения  $\sigma_a^{(t)}(q_0, u)/\sigma_a^{(t)}(q_0, u = 1)$  и  $\Lambda_a(q_0, u)/\Lambda_a(q_0, u = 1)$ . Величина  $L(q_0, u)$  при  $u = u_m = 0,7$  максимальна. При  $u = u_1 \approx 0,45$   $L(q_0, u_1) = L(q_0, u = 1)$ . При  $u = u_m$  точность измерения поляризации фотонных пучков на  $\sim 10\%$  выше, а число используемых событий в  $\sim 1,5$  раз меньше, чем в случае интервала  $0 \leq x \leq 1$  ( $u = 1$ ). При  $u = u_1$  необходимое число событий уменьшается в 2,5 раза, а точность та же, что и при  $u = 1$ . Поскольку  $d\sigma^{(t)}/dx(q_0)$  быстро убывает с ростом  $q_0$ , для измерения  $P$  разумно использовать события с как можно меньшими  $q_0$ . Это дает возможность набрать больше событий и за счет этого повысить точность определения  $P$ .

**3.5. Зависимость сечения и асимметрии от полярного угла вылета электрона отдачи.** На рис.20 приведены зависимости сечения  $d^2\sigma^{(t)}/d\theta_1 dq$  и асимметрии  $\Lambda(q, \theta_1)$  от полярного угла  $\theta_1$  при различных  $q$  и  $\omega = 1000m$ . Вблизи максимальных значений полярных углов  $\theta_1(\omega, q)_{\max}$  при заданных  $\omega$  и  $q$  (см. (28)) наблюдаются острые максимумы сечений и асимметрии. Аналогичный характер зависимости от  $\theta_1$  имеет место и при других  $\omega$ . Зависимость от  $\theta_1$  перечисленных величин при  $q = 1m$  и различных  $\omega$  показана на рис.21. Видно, что с ростом энергии фотонов максимумы сечений и асимметрии смещаются в сторону

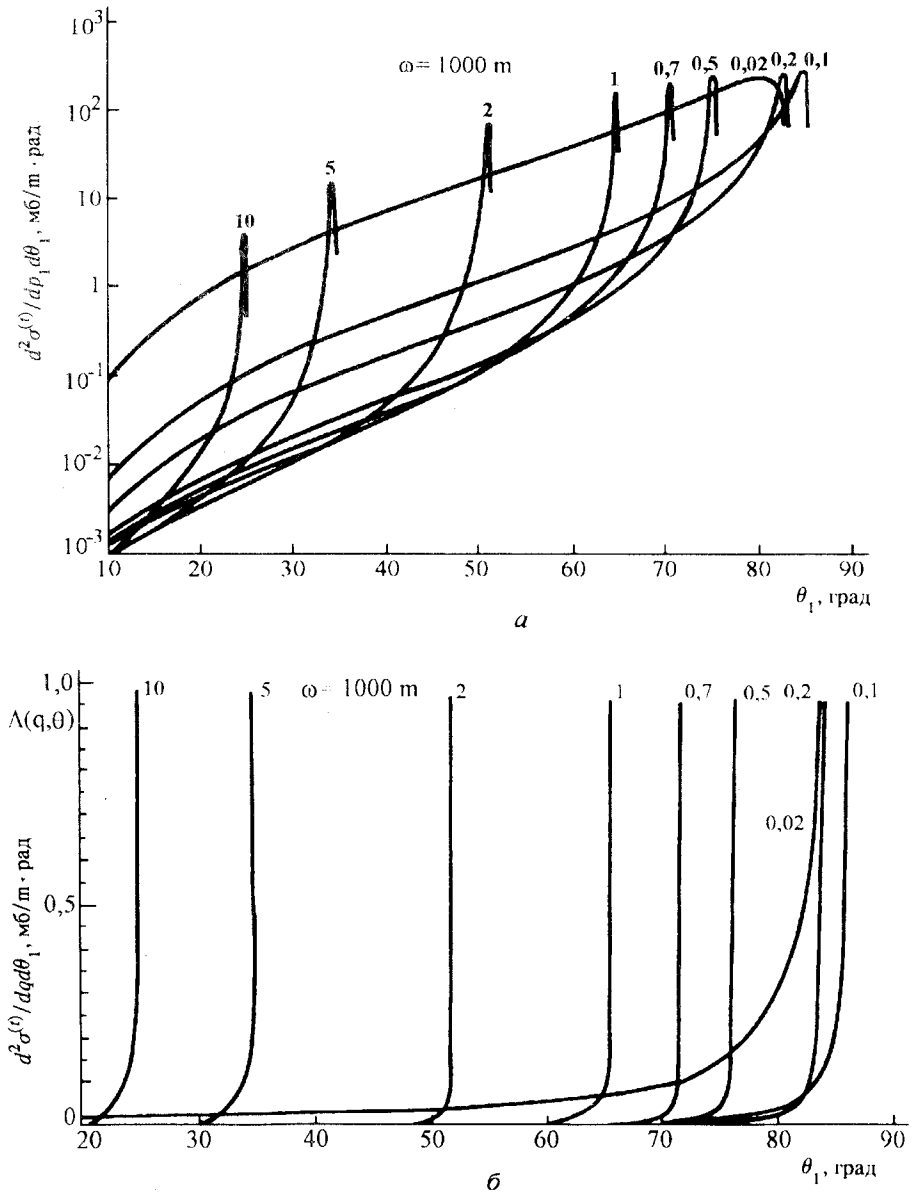


Рис. 20. Зависимость асимметрии и  $d^2\sigma^{(0)}/dq d\theta_1$  от  $\theta_1$  при  $\omega = 1000m$  и различных  $q = |p_1|$

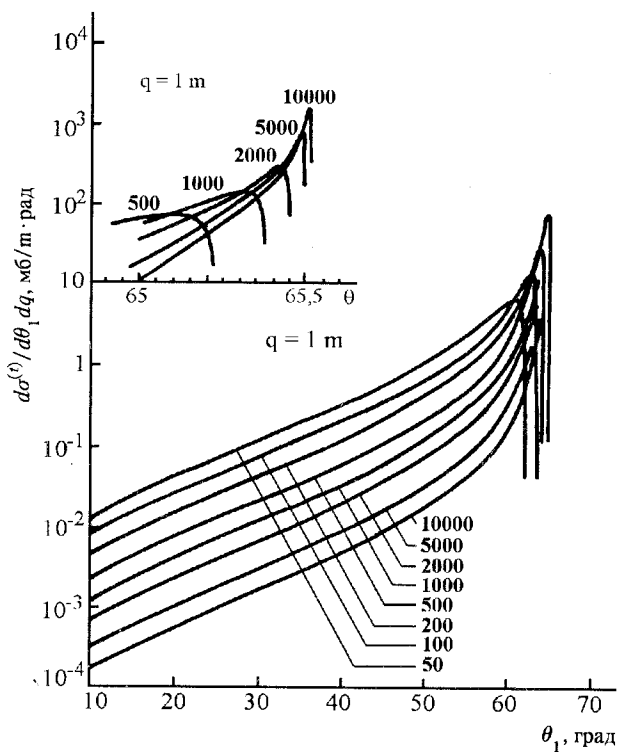
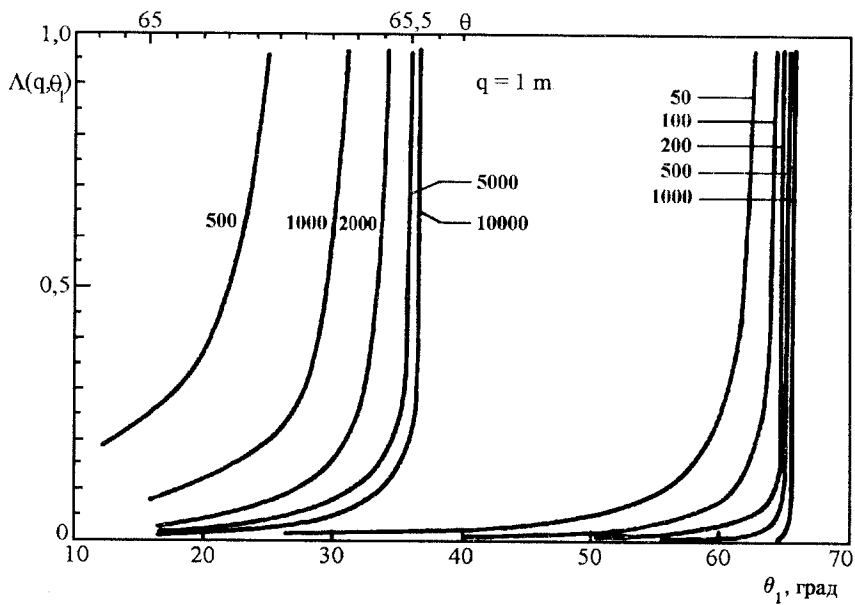


Рис.21. Зависимость от  $\theta_1$  асимметрии и сечения  $d^2\sigma^{(l)}/dq d\theta_1$  при  $q = 1 \text{ м}$  и различных  $\omega$







больших углов и становятся более резкими. Как следует из (28), смещение быстро убывает с ростом  $\omega$ , и  $\theta_1(\omega, q)_{\max}$  стремится к

$$\theta_1(\infty, q) = \arccos\left(\frac{E_1 - m}{q}\right). \quad (65)$$

Значения  $\theta_1(\omega, q)_{\max}$  при различных  $\omega$  и  $q$  приведены в табл.10.

Рассмотрим теперь поведение распределения  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$ , которое получается из  $d^3\sigma/d\varphi_1 d\theta_1 dq$  численным интегрированием по всем допустимым  $q$ , большим минимального детектируемого импульса  $q_0$ .

На рис.22 приведена зависимость от  $\theta_1$  величин  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  и  $\Lambda(q_0)$  при  $\omega = 1000m$  и разных значениях  $q_0$ ; на рис.23 — те же величины при  $q_0 = 1m$  и разных  $\omega$ . Крестики соответствуют асимптотическому выражению (57), пунктир — значению  $q_0 = q(\omega, \theta_1)_{\min}$ . Видно, что кривые зависимости от  $\theta_1$  сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  резко обрываются, обращаясь в нуль при  $\theta_1 = \theta_1(\omega, q_0)_{\max}$ , определенном в (28). Вблизи этих точек сечение имеет максимумы, несколько сглаженные по сравнению с максимумами на рис.20, 21. Асимметрия сечения в области максимумов резко возрастает до единицы.

Причины этого ясны из рассмотрения кинематики процесса. В самом деле, минимальные регистрируемые на опыте импульсы  $q_0 > q_*(\omega)$ , где  $q_*(\omega) = 2m \frac{\sqrt{\omega m}}{\omega + m}$  — импульс электрона отдачи, вылетающего под максимально допустимым углом  $\theta_1(\omega)_{\max} = \arccos(2\sqrt{m/\omega})$ . (Правая крайняя точка области на рис.3,б). Поэтому все электроны отдачи с  $q > q_0 > q_*(\omega)$  вылетают под меньшими, чем  $\theta_1(\omega)_{\max}$ , углами. Для иллюстрации на рис.22 приведены кривые, соответствующие  $q_0 = 0,02m$ . Такое  $q_0 < q_*(\omega = 1000m) = 0,0663$ , точка  $\theta_1(\omega)_{\max}$  включается в область интегрирования, и максимум  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  лежит правее максимума  $d^2\sigma(t)/d\theta_1 dq|_{q=q_0}$  на рис.20. В окрестности этого максимума  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0 = 0,02m)$  совпадает с пунктирной кривой, соответствующей  $q_0 = q(\omega, \theta_1)_{\min}$ . Отметим, что зависимости сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  и асимметрии  $\Lambda(q_0)$  от угла  $\theta_1$  практически не меняются с ростом энергии фотона при  $\omega > 500M$  и  $q \geq 1m$  в широкой области углов  $\theta_1$ . Эта

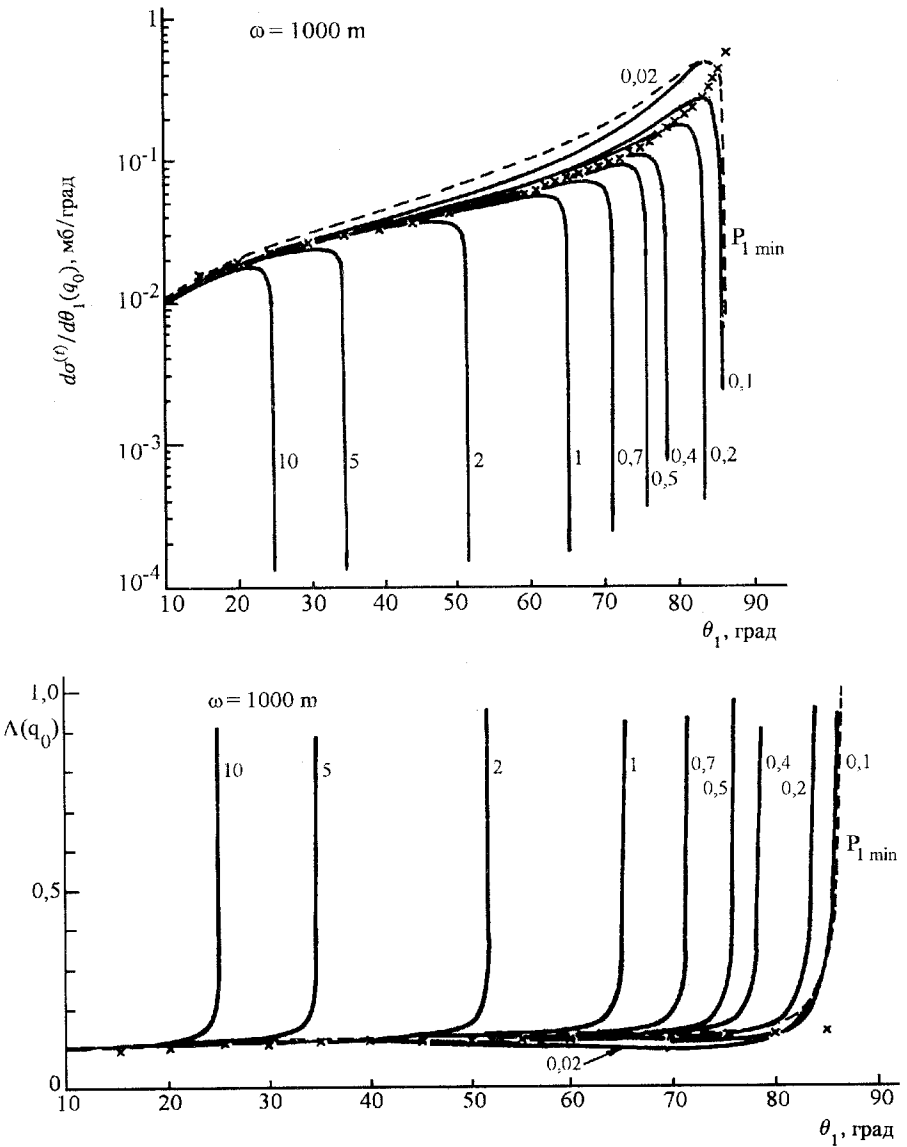


Рис.22. Зависимость от  $\theta_1$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  при  $\omega = 1000\text{m}$  и различных  $q_0 = |p_{10}|$  (сплошные кривые), сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1 = d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0 = q_{\text{min}})$  (пунктирная кривая) и сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1$  (их значения нанесены крестиками)

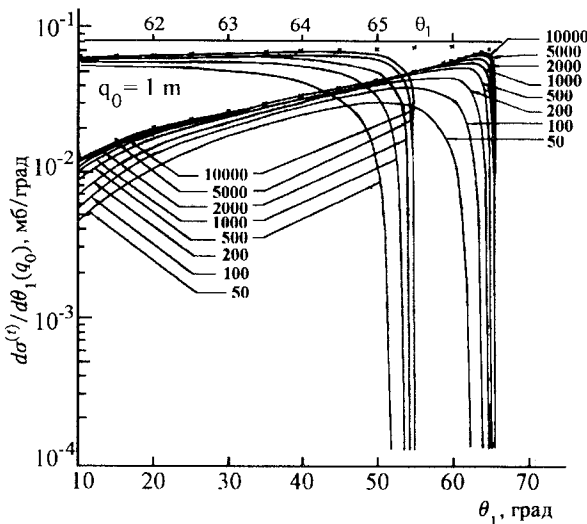
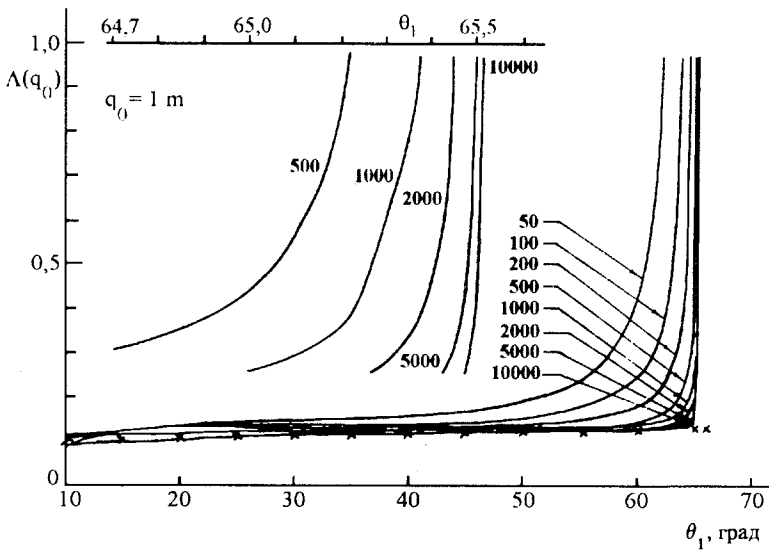


Рис.23. Зависимость от  $\theta_1$  асимметрии и сечения  $d\sigma^{(1)}/d\theta_1(q_0)$  при  $q_0 = |p_{10}| = 1m$  и различных  $\omega$  (сплошные кривые) и сечения  $d\sigma_a/d\theta_1$  (их значения нанесены крестиками)

a



б

зависимость хорошо описывается асимптотической формулой (57) (крестики на рис.22,23) в области углов, несколько меньших, чем  $\theta_1(\omega, q_0)_{\max}$ , и больших  $\sim 15^\circ$ . Более точные данные об относительных величинах асимптотических и точных значений частей сечений и асимметрий при  $q_0 = 1m$  и  $q_0 = 0,1m$  приведены в табл.11—13. Из рис.22 видно, что в случае, когда  $q_0^{(1)} > q_*(\omega)$ , электроны отдачи с величиной

Таблица 11. Отношение  $d\sigma^{(l)}/d\theta_1(q_0)/d\sigma^{(l)}/d\theta_1$  при различных  $\omega$  и  $q_0=0,1m$  и  $q_0=1m$ 

$\theta_1$ , град	$\omega = 200 m$		$\omega = 500 m$		$\omega = 1000 m$		$\omega = 2000 m$		$\omega = 5000 m$		$\omega = 10000 m$	
	$10^2 \cdot \frac{d\sigma^{(l)}}{d\theta_1}$ мб/град	$q_0=0,1m$	$q_0=1,0m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1,0m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1,0m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1,0m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1,0m$	$q_0=0,1m$
5	0,05801	0,352	0,572	0,572	0,725	0,725	0,838	0,839	0,928	0,928	0,962	0,963
10	0,1134	0,676	0,837	0,837	0,910	0,910	0,952	0,952	0,981	0,981	0,990	0,990
15	0,1664	0,822	0,918	0,918	0,957	0,957	0,978	0,978	0,991	0,991	0,995	0,995
20	0,2178	0,893	0,892	0,953	0,976	0,976	0,987	0,988	0,995	0,995	0,998	0,998
25	0,2691	0,932	0,932	0,971	0,985	0,985	0,993	0,993	0,997	0,997	0,999	0,999
30	0,3217	0,958	0,956	0,982	0,991	0,991	0,995	0,995	0,998	0,998	0,999	0,999
35	0,3774	0,978	0,974	0,990	0,994	0,994	0,997	0,997	0,999	0,999	0,999	0,999
40	0,4385	1,000	0,989	0,996	0,998	0,998	0,999	0,999	0,999	0,999	1,000	1,000
45	0,5080	1,021	1,003	1,003	1,001	1,001	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
50	0,5902	1,046	1,017	1,010	1,006	1,004	1,003	1,002	1,002	1,001	1,000	1,000
55	0,6914	1,081	1,033	1,020	1,013	1,009	1,004	1,003	1,003	1,001	1,001	1,001
60	0,8222	1,136	1,038	1,035	1,021	1,015	1,011	1,007	1,006	1,003	1,001	1,001
65	1,001	1,232	1,061	1,061	0,999	1,025	0,915	1,011	0,986	1,004	1,001	1,001
70	1,265	1,422	1,109	1,109	1,044	1,044	1,020	1,020	1,007	1,004	1,002	1,004
75	1,700	1,844	1,224	1,224	1,088	1,088	1,038	1,038	1,014	1,007	1,007	1,007
80	2,564	2,349	1,558	1,558	1,225	1,225	1,095	1,095	1,033	1,033	1,016	1,016
85	5,145		1,336	1,336	1,319	1,319	1,134	1,134	1,065	1,065	1,065	1,065

Таблица 12. Значение отношения  $d\sigma^{(i)}/d\theta_1(q_0)/d\sigma_a^{(i)}/d\theta_1$  при различных  $\omega$  и  $q_0=0, 1m$  и  $q_0=1m$

$\theta_1$ , град	$10^2 \frac{d\sigma_a^{(i)}}{d\theta_1}(q_0)$ , мб/град		$\omega = 200$ м		$\omega = 500$ м		$\omega = 1000$ м		$\omega = 200$ м		$\omega = 500$ м		$\omega = 10000$ м	
	$q_0=0,1m$	$q_0=1m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1m$	$q_0=0,1m$	$q_0=1m$
5	0,7996	0,379	0,489	0,487	0,591	0,590	0,693	0,692	0,808	0,808	0,808	0,872	0,872	
10	1,29	0,549	0,683	0,681	0,776	0,774	0,849	0,848	0,915	0,914	0,914	0,947	0,947	
15	1,683	0,676	0,789	0,784	0,859	0,855	0,908	0,906	0,950	0,949	0,949	0,970	0,969	
20	2,030	0,758	0,858	0,845	0,906	0,899	0,940	0,936	0,968	0,967	0,967	0,981	0,980	
25	2,359	0,841	0,904	0,884	0,938	0,926	0,961	0,954	0,979	0,976	0,976	0,987	0,986	
30	2,689	0,906	0,943	0,912	0,963	0,945	0,967	0,966	0,988	0,983	0,983	0,993	0,990	
35	3,038	0,966	0,978	0,933	0,985	0,959	0,990	0,979	0,994	0,988	0,988	0,997	0,993	
40	3,424	1,028	1,013	0,949	1,006	0,970	1,003	0,982	1,001	0,991	0,991	1,001	0,995	
45	3,869	1,094	1,050	0,960	1,029	0,978	1,017	0,988	1,008	0,994	0,994	1,005	0,997	
50	4,404	1,165	1,090	0,964	1,055	0,981	1,033	0,991	1,016	0,996	0,996	1,009	0,998	
55	5,075	1,242	1,135	0,952	1,083	0,977	1,050	0,989	1,025	0,996	0,996	1,014	0,988	
60	5,953	1,325	1,187	0,895	1,117	0,946	1,071	0,972	1,036	0,989	0,989	1,021	0,995	
65	7,171	1,140	1,246	0,186	1,157	0,481	1,097	0,690	1,050	0,849	0,849	1,029	0,912	
70	8,985	1,475	1,313		1,207		1,131		1,069			1,042		
75	12,00	1,423	1,363		1,257		1,170		1,093			1,057		
80	18,01	0,755	1,269		1,266		1,204		1,124			1,081		
85	36,05				0,500		0,858		1,018			1,043		

Таблица 13. Значение отношения  $\Lambda(q_0)/\Lambda_a$  при различных  $\omega$  и  $q_0 = 0, 1m$  и  $q_0 = 1m$ 

$\theta_1$ , град	$\Lambda_a$	$\omega = 200$ м		$\omega = 500$ м		$\omega = 1000$ м		$\omega = 2000$ м		$\omega = 5000$ м		$\omega = 10000$ м	
		$q_0 = 0, 1m$	$q_0 = 1m$	$q_0 = 0, 1m$	$q_0 = 1m$	$q_0 = 0, 1m$	$q_0 = 1m$	$q_0 = 0, 1m$	$q_0 = 1m$	$q_0 = 0, 1m$	$q_0 = 1m$	$q_0 = 0, 1m$	$q_0 = 1m$
5	0,0726	0,928	0,939	1,168	1,173	1,226	1,227	1,209	1,209	1,147	1,147	1,103	1,103
10	0,0879	1,232	1,250	1,224	1,229	1,173	1,176	1,123	1,123	1,073	1,073	1,047	1,047
15	0,0989	1,215	1,243	1,164	1,171	1,113	1,119	1,076	1,076	1,042	1,043	1,026	1,026
20	0,1073	1,161	1,200	1,111	1,128	1,077	1,085	1,050	1,055	1,027	1,029	1,017	1,018
25	0,1141	1,108	1,162	1,074	1,097	1,050	1,063	1,032	1,039	1,018	1,021	1,011	1,012
30	0,1196	1,059	1,133	1,042	1,076	1,029	1,048	1,019	1,030	1,011	1,016	1,007	1,009
35	0,1242	1,012	1,111	1,012	1,060	1,010	1,019	1,007	1,023	1,005	1,011	1,003	1,006
40	0,1281	0,972	1,098	0,984	1,048	0,991	1,028	0,995	1,016	0,998	1,008	0,999	1,005
45	0,1313	0,933	1,096	0,956	1,043	0,972	1,023	0,983	1,013	0,992	1,005	0,995	1,003
50	0,1340	0,898	1,113	0,927	1,045	0,952	1,022	0,970	1,011	0,985	1,004	0,991	1,002
55	0,1362	0,871	1,171	0,899	1,065	0,931	1,031	0,956	1,015	0,977	1,006	0,987	1,003
60	0,1381	0,857	1,373	0,873	1,141	0,909	1,070	0,940	1,034	0,968	1,013	0,981	1,007
65	0,1396	0,874		0,851	3,215	0,886	1,903	0,922	1,429	0,957	1,178	0,973	1,095
70	0,1408	0,964		0,846		0,866		0,902		0,943		0,964	
75	0,1418	1,295		0,896		0,865		0,886		0,927		0,951	
80	0,1424	3,110		1,228		0,968		0,909		0,191		0,940	
85	0,1427					2,673		1,537		1,115		1,021	

импульса  $q$  из интервала  $q_0^{(1)} \leq q \leq q_0^{(2)}$  с подавляющей вероятностью вылетают в интервале углов  $\theta_1(\omega, q_0^{(2)})_{\max} \leq \theta_1 \leq \theta_1(\omega, q_0^{(1)})_{\max}$ , почти не давая вклада в сечение при кинематически разрешенных углах  $\theta_1$ , меньших, чем  $\theta_1(\omega, q_0^{(2)})_{\max}$ . Это замечание согласуется с выводами, сделанными в п.3.2 при анализе рис.13, 14, что основной вклад в обе части сечения с импульсами отдачи, соответствующими верхней половине физической области  $q$  и  $\theta_1$  на рис.3,б ( $q_0 > q_*(\omega)$ ), дает узкая полоска значений  $q$  и  $\theta_1$ , примыкающая к верхней границе контура физической области, в которой находятся максимумы зависимости от  $q$  и  $\theta_1$  частей сечения  $d^3\sigma/d\varphi_1 d\theta_1 dq$ . В этой полоске  $\Delta^2 \ll 2m(\omega + m)$  и при больших  $\omega$  и  $q \gtrsim 1m$  из (14) можно получить приближенное выражение

$$q = 2m \frac{\cos \theta_1}{\sin^2 \theta_1} - \frac{1 + \cos^2 \theta_1}{\sin^2 \theta_1} \frac{\Delta^2}{2\omega \cos \theta_1}. \quad (66)$$

Если пренебречь малым вторым слагаемым, то получается выражение, из которого [43,51] видна корреляция между  $q$  и  $\theta_1$ : меньшему углу отвечает больший импульс. Первое слагаемое в (66) дает значение  $q$  несколько большее, чем максимально возможное при заданном  $\theta_1$ .

До появления нашего теоретического распределения по  $\theta_1$  экспериментальные распределения по  $\theta_1$  сравнивались при учете корреляции между  $q$  и  $\theta_1$  с распределением Суха — Бете [45], совпадающим с  $d\sigma_a^{(t)}/dq$  в (56). Данные [44,46,43] проявляют корреляцию между  $q$  и  $\theta_1$ . В [44] точки, отмечающие события с заданными  $q$  и  $\theta_1$ , концентрируются вблизи линии  $\cos \theta_1 = q/2m$ , в [43] такие точки группируются вблизи прямой  $q = \cos \theta_1 / \sin^2 \theta_1$ . Распределение по  $\cos \theta_1 / \sin^2 \theta_1$  [43] ведет себя так же, как и распределение по  $q$ . Однако при  $\cos \theta_1 / \sin^2 \theta_1 \gtrsim 0,5$  у многих событий из [43] с заданным  $\theta_1$  значение  $q$  меньше, чем на линии  $\cos \theta_1 / \sin^2 \theta_1 = q$ .

На рис.24 сечения  $d^2\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  и  $d\sigma_a^{(t)}/d\theta_1$  сравниваются с экспериментальными распределениями по  $\theta_1$ , полученными в [46] для триплетов с  $q_0 = 0,27$  МэВ/с в водородной пузырьковой камере при энергии в интервале  $2 \leq \omega \leq 323$  МэВ, в [43] для триплетов с  $q$  в



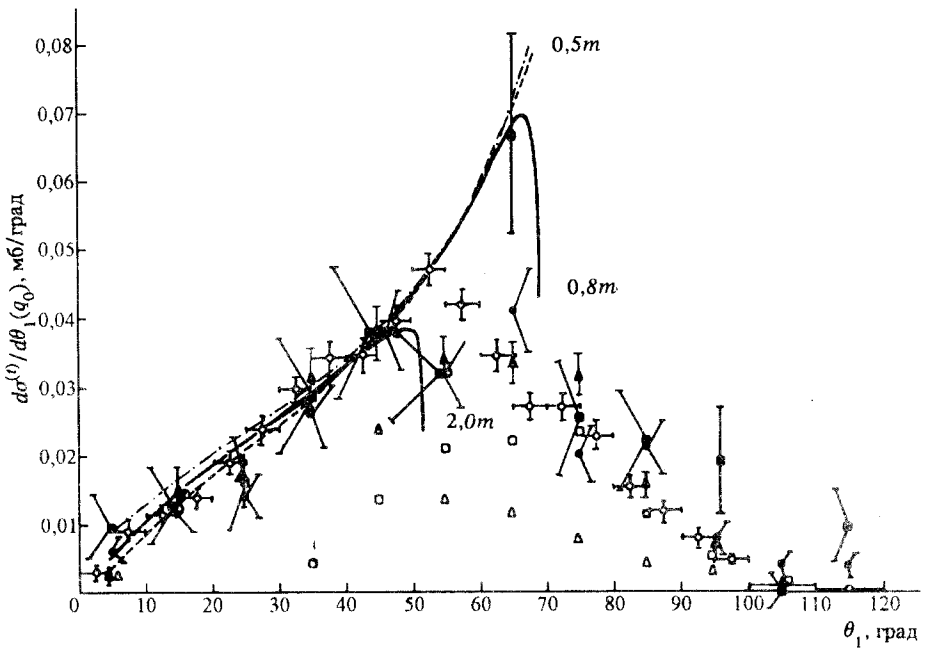


Рис.24. Сравнение сечений  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  и  $d\sigma_a^{(t)}/d\theta_1$  с экспериментальными распределениями по  $\theta_1$ . Треугольники и светлые квадраты — экспериментальные данные [43]:  $\square$  — в интервале  $0,4 \leq q \leq 1$  МэВ/с;  $\Delta$  —  $q \geq 0,4$  МэВ/с.  $\circ$  — данные работы [46]. Экспериментальные данные [11]:  $\bullet$  — события с  $\omega$  в интервале  $20 \leq \omega \leq 600$  МэВ;  $\blacksquare$  — события с  $\omega$  в интервале  $45 \leq \omega \leq 75$  МэВ. Сплошные кривые — сечение  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  при  $\omega = 1400m$  и значениях  $q_0 = 0,8m$  и  $q_0 = 2m$ . Пунктирная кривая — сечение  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  при  $\omega = 500m$  и  $q_0 = 0,5m$ . Штрихпунктирная линия — сечение  $d\sigma_a^{(t)}/d\theta_1$ .

интервалах  $q > 0,4$  МэВ/с,  $0,4 \text{ МэВ/с} \leq q \leq 1$  МэВ/с и  $q > 1$  МэВ/с в стримерной камере, заполненной смесью 90% Ne и 10% He, при энергии в интервале 600÷800 МэВ в [11] для триплетов с  $q \geq 0,2$  МэВ/с в стримерной камере, заполненной гелием, при энергии в интервалах 20÷600 МэВ и 45÷75 МэВ. Сплошными кривыми показаны зависимости от  $\theta_1$  сечения  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  при  $\omega = 1400m$  и значениях  $q_0 = 0,8m$  и  $q_0 = 2m$ , штрихпунктиром — кривая зависимости  $d\sigma_a^{(t)}/d\theta_1$  от  $\theta_1$ ; пунктиром — кривая зависимости  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  от  $\theta_1$  при  $q_0 = 0,5m$  и

$\omega = 500m$ . Из рисунка видно, что экспериментальные распределения по  $\theta_1$  проявляют ту же тенденцию, что и теоретические распределения: максимумы распределений с меньшими  $q_0$  находятся при больших углах. Однако максимумы экспериментальных распределений находятся при меньших углах, чем максимумы теоретических распределений. Зависимости от  $\theta_1$  сечений  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1(q_0)$  и  $d\sigma_a^{(t)}/d\theta_1$  хорошо согласуются с экспериментальными распределениями лишь до максимумов. Общая часть распределений [43] при  $q > 1$  МэВ/с и при  $0,4 \leq q \leq 1$  МэВ/с находится вблизи  $55^\circ$ . В этой области углов  $\theta_1$  группируются события с  $q \sim 1$  МэВ/с. События с  $q \sim 1$  МэВ/с группируются в области максимума при  $\theta_1 \approx 55^\circ$  и в распределении из [46]. Наличие больших углов ( $\theta_1 > \pi/2$ ) в экспериментальных распределениях их авторы связывают с многократным рассеянием электронов с малыми импульсами [43] и эффектом связи электронов [44,47] в атоме, с рассеянием электронов отдачи протонами молекул, в которых образовалась пара [44], и рассеянием электронов отдачи в эмульсии [47].

Приближение свободного электрона справедливо [91] при  $q \gg m/137$ . Выбитые электроны могут вылетать в заднюю полусферу, а их распределение по импульсу начинается с нуля. Хотя при  $q > m/10$  [91] эффект связи в атоме не проявляется в распределении импульсов электронов отдачи, в области  $q \leq 1$  МэВ/с он, по-видимому, существенно проявляется в распределении по  $\theta_1$ , и этим обуславливается различие экспериментальных и теоретических распределений после максимумов экспериментальных распределений. С ростом заряда ядра  $Z$  эффект сказывается сильнее. Свидетельство этому — отличие угловых распределений при рождении триплетов в водороде [46], гелии [11], неоне [43] и в фотоэмульсии [47]. Уместно отметить наличие провала в области максимума распределения по  $\theta_1$  при рождении триплетов в гелии, неоне и в фотоэмульсии и отсутствие — в случае водорода. Вопрос о больших углах вылета электронов отдачи триплетов требует тщательных теоретических исследований, он важен и для разработки метода измерения линейной поляризации фотонов по азимутальной асимметрии электронов отдачи.

Для измерения степени линейной поляризации фотонных пучков разумно использовать область  $\theta_1$  вблизи  $\theta_1(\omega, q)_{\max}$  [63,64]. Значения частей и асимметрии сечения  $d\sigma/d\varphi_1(q_0, \theta_{10})$  рождения триплетов с  $q \geq q_0$  и  $\theta_{10} \leq \theta_1 \leq \theta_1(\omega, q_0)_{\max}$  получены численным интегрированием по  $X$  выражений (46) и (47) в интервале  $X_0 \leq X \leq X(\omega, \theta_{10})_{\max}$  после



Таблица 15. Значение  $\sigma^{(l)}(q_0, \theta_{10})/\sigma^{(l)}(q_0, \theta_{10}=0)$  при  $q_0 = 1m$  и различных  $\omega$

$\omega, m$ $\theta$	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000
0°	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
5°	0,9951	0,9955	0,9954	0,9949	0,9942	0,9934	0,9922	0,9914
10°	0,9793	0,9803	0,9795	0,9768	0,9743	0,9718	0,9689	0,9672
15°	0,9501	0,9521	0,9503	0,9454	0,9437	0,9377	0,9337	0,9315
20°	0,9055	0,9097	0,9079	0,9022	0,8974	0,8932	0,8888	0,8864
25°	0,8442	0,8531	0,8531	0,8481	0,8435	0,8393	0,8350	0,8327
30°	0,7656	0,7822	0,7860	0,7835	0,7799	0,7765	0,7727	0,7707
35°	0,6692	0,6966	0,7064	0,7083	0,7067	0,7044	0,7017	0,7001
40°	0,5546	0,5958	0,6138	0,6219	0,6230	0,6225	0,6212	0,6202
45°	0,4226	0,4792	0,5067	0,5230	0,5277	0,5295	0,5301	0,5299
50°	0,2768	0,3467	0,3849	0,4099	0,4189	0,4236	0,4265	0,4274
55°	0,1289	0,2016	0,2474	0,2809	0,2944	0,3023	0,3078	0,3099
60°	0,0159	0,0599	0,0999	0,1356	0,1520	0,1623	0,1702	0,1735
61°	0,0050	0,0364	0,0714	0,1052	0,1214	0,1319	0,1401	0,1435
62°	0,0003	0,0170	0,0446	0,0749	0,0905	0,1008	0,1090	0,1126
63°		0,0040	0,0211	0,0456	0,0594	0,0691	0,0771	0,0806
64°		0,00016	0,0043	0,0188	0,0294	0,0374	0,0444	0,0477
65°				0,00079	0,0040	0,0079	0,0122	0,0145
65,5°								0,00006

Таблица 16. Значения  $\Lambda(q_0, \theta_{10})/\Lambda(q_0, \theta_{10}=0)$  при  $q_0 = 1m$  и различных  $\omega$

$\omega, m$ $\theta_0$	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000
0°	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
5°	1,0045	1,0038	1,0034	1,0030	1,0028	1,0029	1,0033	1,0037
10°	1,0152	1,0117	1,0096	1,0084	1,0086	1,0094	1,0109	1,0120
15°	1,0292	1,0213	1,0171	1,0156	1,0163	1,0178	1,0202	1,0217
20°	1,0462	1,0328	1,0264	1,0242	1,0252	1,0272	1,0299	1,0319
25°	1,0678	1,0474	1,0378	1,0342	1,0399	1,0370	1,0399	1,0419
30°	1,0966	1,0665	1,0522	1,0457	1,0455	1,0471	1,0498	1,0516
35°	1,1365	1,0925	1,0709	1,0594	1,0573	1,0577	1,0596	1,0610

$\omega, m$ $\theta_0$	50	100	200	500	1000	2000	5000	10000
40°	1,1948	1,1295	1,0963	1,0765	1,0710	1,0693	1,0696	1,0703
45°	1,2851	1,1853	1,1332	1,0996	1,882	1,0829	1,0803	1,0798
50°	1,4386	1,2773	1,1919	1,1342	1,1124	1,1006	1,0930	1,0903
55°	1,7493	1,4542	1,3009	1,1953	1,1529	1,1282	1,1108	1,1037
60°	2,7290	1,9435	1,5821	1,3436	1,2473	1,1892	1,1461	1,1280
61°	3,2745	2,1764	1,7064	1,4059	1,2861	1,2137	1,1596	1,1368
62°	4,3183	2,5592	1,8987	1,4987	1,3429	1,2492	1,1790	1,1493
63°		3,3299	2,2453	1,6557	1,4368	1,3072	1,2101	1,1689
64°		5,8981	3,1148	1,9995	1,6329	1,4253	1,2726	1,2077
65°				3,7951	2,4834	1,8915	1,5054	1,3499
65,5								3,7758

$\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10})/\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10} = 0)$ . При  $q_0 = 1m$  значениям  $L(q_0, \theta_{10}) = 0,9$  соответствуют значения этого отношения от  $\sim 0,6$  при  $\omega = 50m$  до  $\sim 0,77$  при  $\omega = 10000m$ , что имеет место при углах  $\theta_{10}$ , изменяющихся в интервале  $30^\circ \div 40^\circ$ . Если задаться величиной  $\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10})/\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10} = 0) = 0,5$ , то значения  $L(q_0, \theta_{10})$  убывают с ростом  $\omega$  от  $\sim 0,9$  при  $\omega = 50m$  до  $\sim 0,79$  при  $\omega = 10000m$ . Этим значениям  $L(q_0, \theta_{10})$  и отношениям сечений соответствуют углы  $\theta_{10}$  из интервала  $40^\circ \div 50^\circ$ .

Аналогичный характер зависимостей  $L(q_0, \theta_{10})$ ,  $\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10})/\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10} = 0)$  и  $\Lambda(q_0, \theta_{10})/\Lambda(q_0, \theta_{10} = 0)$  от  $\omega$  и  $\theta_{10}$  наблюдается и при  $q_0$ , равных  $q(\omega, \theta_{10})_{\min}$ ,  $0,5m$ ,  $2m$ ,  $5m$ . Однако, значения  $\theta_{10}$ , при которых имеют место отмеченные соотношения между  $L(q_0, \theta_{10})$  и отношением сечений, убывают с ростом  $q_0$ . Значения  $\theta_{10}$ , сохраняющие  $L(q_0, \theta_{10}) = 0,9$ , изменяются в зависимости от  $\omega$  в интервале  $15^\circ \div 20^\circ$ , при  $q_0 = 5m$ , в интервале  $40^\circ \div 50^\circ$  при  $q_0 = 0,5m$  и в интервале  $67^\circ \div 70^\circ$  при  $q_0 = q(\omega, \theta_{10})_{\min}$ . При  $\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10})/\sigma^{(t)}(q_0, \theta_{10} = 0) = 0,5$  углы  $\theta_{10}$  изменяются от  $20^\circ \div 25^\circ$  при  $q_0 = 5m$  до  $50^\circ \div 55^\circ$  при  $q_0 = 0,5m$  и до  $75^\circ \div 81^\circ$  при  $q_0 = q(\omega, \theta_{10})_{\min}$ . Это означает, что при любых энергиях фотонов в интервале  $q_0$  от  $q_0(\omega, \theta_{10})_{\min}$  до  $5m$  можно найти такие области углов  $\theta_{10}$ , которые содержат  $\sim 50\%$  событий из области  $0 \leq \theta_1 \leq \theta_1(\omega, q_0)_{\max}$  и бес-

печивают точность определения поляризации фотонов лишь на 10÷20% хуже, чем при использовании всех допустимых кинематикой углов. Если допустимо определение степени поляризации с уменьшением точности на 10% по сравнению с использованием всей области  $\theta_1$ , то достаточно использовать в зависимости от  $\omega$  (50÷70)% общего числа событий, что значительно сокращает объем обработки данных.

Итак, в данном разделе проведен анализ зависимости частей и асимметрий различных дифференциальных и интегральных сечений рождения триплетов линейно поляризованными фотонами, соответствующих диаграммам Борселлино, от  $\omega$ ,  $q$ ,  $q_0$ ,  $\Delta$ ,  $x$ ,  $\theta_1$ , определены и оптимальные условия для измерения степени линейной поляризации фотонных пучков. Из результатов этого анализа следует, что для измерения линейной поляризации фотонных пучков следует отбирать события: 1) начиная с возможно меньшего импульса электронов отдачи; 2) близкие к симметричным по распределению энергий электронов и позитронов пары,  $x = 0,5$ ; 3) с инвариантными массами в области пика распределения пар по  $\Delta$ ; 4) с полярными углами  $\theta_1$  вблизи максимальных углов вылета электронов отдачи.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА АСИММЕТРИИ ЭЛЕКТРОНОВ ОТДАЧИ ПРИ ФОТОРОЖДЕНИИ ТРИПЛЕТОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ

4.1. Анализ возможностей метода. До того, как стало известно распределение триплетов по полярному углу электронов отдачи  $\theta_1$ , для измерения степени линейной поляризации фотонного пучка  $P$  следовало использовать события со всеми допустимыми значениями  $\theta_1$  при  $q \geq q_0$ . Такую задачу можно решить с помощью  $4\pi$ -детектора. В качестве  $4\pi$ -детектора предполагалось использовать трековые приборы. Зная распределение электронов отдачи по  $q$  и  $\theta_1$ , можно для измерения  $P$  ограничиться областью

$$q_0 \leq q \leq q_1, \theta_{10} \leq \theta_1 \leq \theta_{11}. \quad (67)$$

Электроны отдачи можно регистрировать в совпадении с фрагментами пар быстродействующими детекторами. Границы кинематических параметров частиц можно выбирать так, чтобы обеспечить оптимальные условия для проведения эксперимента.

Для достижения разумной точности измерения линейной поляризации фотонных пучков  $\sim 10-18\%$  с помощью трековых приборов требуется [53,54,11]  $\sim 10000$  событий, для чего следует набрать  $\sim 250000$  стереофотографий. Данные о величине и направлении вектора поляризации пучка получаются после длительной процедуры обработки. Поэтому трековые приборы не могут быть оперативными мониторами поляризации фотонного пучка. Они могут быть мониторами интенсивности и поляризации пучка, когда на фотографиях, помимо исследуемых событий, есть случаи рождения пар и триплетов. Предполагаемый метод абсолютный, и в случае трековых приборов может использоваться для калибровки неабсолютных методов, позволяющих оперативно получать информацию о векторе поляризации фотонного пучка.

Применение быстродействующих детекторов значительно облегчает набор статистики и позволяет оптимизировать условия эксперимента за счет выбора оптимальных интервалов  $\Delta$ ,  $x$ ,  $q$ ,  $\theta_1$ , упрощает процесс и сокращает время извлечения нужной информации.

Величина  $\Delta^2 \sim m^2$  получается в (9а) и (9б) как разность двух очень больших ( $\sim \omega^2$  и  $\sim \omega$ ) величин, в результате чего  $\Delta^2$  можно измерять с ошибкой  $\delta(\Delta^2)$  порядка  $\Delta^2$ .

При использовании (9б) относительная ошибка  $\delta\Delta/\Delta \sim 1\%$  достигается при  $\Delta\omega/\omega \sim 0,01$ ,  $\Delta|p_1|/|p_1| \sim 0,01/\omega$ ,  $\Delta\theta_1 \sim 0,01\sqrt{2}/\omega$  ( $|p_1| = q$ ). Столь жесткие требования делают затруднительным отбор событий с эффективной массой пары в интервале

$$2m \leq \Delta \leq \Delta_0 \quad (68)$$

по данным кинематических параметров электронов отдачи.

Выражение (9а) для  $\Delta$  при условии

$$\frac{\Delta|p_3|}{|p_2|} = \frac{\Delta|p_2|}{|p_3|} = \frac{\Delta|p_{2,3}|}{|p_{2,3}|}, \quad p_2 = p_-, \quad p_3 = p_+ \quad (69)$$

можно представить в виде

$$\Delta^2 = 2m^2 + \frac{2m^2}{1+y} \left[ \frac{1-m^2/E^2}{x(1-x)} - 2 \right] + 2yx(1-x)E^2 \sin^2 \frac{\theta_{23}}{2}, \quad (70)$$

$$\delta(\Delta^2) = \left\{ 2 \left[ u^2(x)(\Delta^2 - 2m^2)_{\theta_{23}=0} + 16x^2(1-x)^2 E^4 \sin^4 \frac{\theta_{23}}{2} \right] \left( \frac{\Delta|p_{23}|}{|p_{23}|} \right)^2 + \right.$$

$$+ 4x^2(1-x)^2 E^4 \sin^4 \frac{\theta_{23}}{2} (\Delta \theta_{23})^2 \Big\}, \quad (71)$$

где  $\theta_{23} = \theta_{+-}$  — угол раствора пары,

$$u(x) = \frac{2x-1}{1-2x(1-x)}, \quad x = E_3/E, \quad 1-x = E_2/E,$$

$$E = E_2 + E_3, \quad y = \frac{|p_2| |p_3|}{E_2 E_3},$$

$(\Delta^2 - 2m^2)_{\theta_{23}=0}$  — значение  $\Delta^2 - 2m$  из (70) при  $\theta_{23} = 0$ . При  $E^2 \sin^2 \frac{\theta_{23}}{2} \ll m^2$  и  $\Delta |p_{23}| / |p_{23}| \sim 10^{-3}$  можно с хорошей точностью отбирать события с  $\Delta$  из интервала (68). Вычисления показывают, что в интервале  $50m \leq \omega \leq 10000m$  при  $\Delta_0 = 2,1m$  и  $q_0 \geq m$   $\Lambda(q_0, \Delta_0) \approx 0,9$ , а сечение  $\sigma^{(t)}(q_0, \Delta_0) \sim 10^{-3}$  мб. Это означает, что для случая интенсивных фотонных пучков можно создать очень чувствительный поляриметр.

В ФРГ [92] разработан анализатор линейной поляризации фотонных пучков для интервала энергий фотонов  $100 \div 800$  МэВ. Электроны отдачи (рис.25) регистрируются проволочной камерой, а фрагменты пары — второй проволочной камерой и магнитным спектрометром со сцинтилляционными счетчиками. Прибор отбирает события с полярными углами электронов отдачи в интервале  $5^\circ \leq \theta_1 \leq 55^\circ$  и углами раствора пары  $\theta_{23} \leq 2$  мрад. Этот прибор обладает анализирующей способностью, убывающей с ростом энергии фотонов от 90% при 100 МэВ до 70% при 700 МэВ. Это падение  $\Lambda$  с ростом  $\omega$ , по-видимому, связано с ростом третьего слагаемого в (70). Для сохранения высокого значения  $\Lambda$  при высоких энергиях фотонов требуется отбор событий с очень малыми  $\theta_{23}$ , а это может ограничить возможности метода при отборе событий с  $\Delta \leq \Delta_0$  по кинематическим параметрам фрагментов пар.

При отборе событий по кинематическим параметрам электронов отдачи оптимальные условия для измерения линейной поляризации фотонов достигаются, когда используются события с наименьшими  $q_0$ , углами  $\theta_1$  вблизи  $\theta_1(\omega, q)_{\max}$  и с  $x$  в симметричном интервале вблизи  $x = 0,5$ .



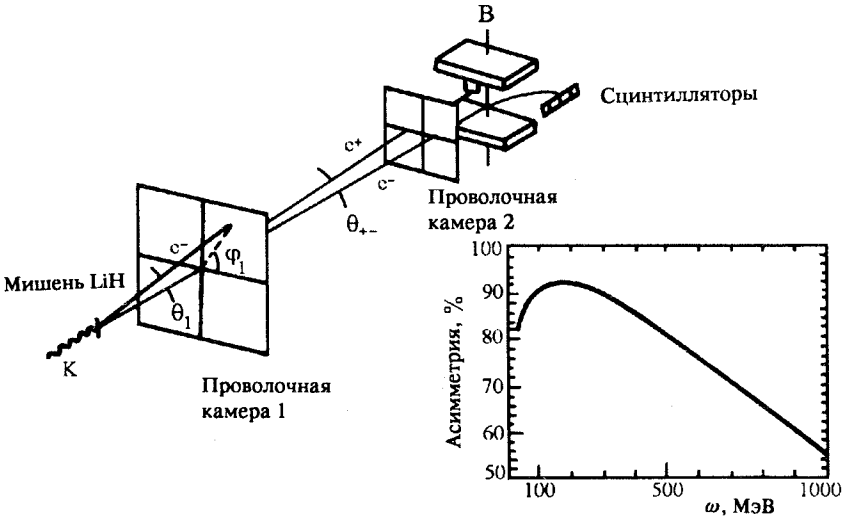


Рис.25. Схема прибора, описанного в [92]. Электроны отдачи регистрируются проволочной камерой 1; фрагменты пары — проволочной камерой 2 и магнитным спектрометром со сцинтилляционными счетчиками. Показана зависимость анализирующей способности прибора от энергии фотонов  $\omega$

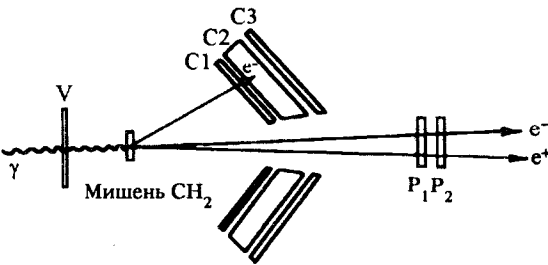


Рис.26. Схема прибора, описанного в [93—95]. Электроны отдачи регистрируются счетчиками совпадений  $C_1, C_2, C_3$ . Из пяти телескопов  $C_1, C_2, C_3$  показано только два.  $V$  — ветосчетчик для исключения импульсов от заряженных частиц, присутствующих в пучке. Фрагменты пар регистрируются счетчиками  $P_1$  и  $P_2$  в совпадении с электроном отдачи

В статьях [93—95] описан поляриметр, схема которого показана на рис.26. Триплеты рождаются в полиэтиленовой мишени толщиной 1 мм. Устройство, регистрирующее электроны отдачи с импульсами  $1,9 \leq q \leq 10$  МэВ, состоит из пяти идентичных телескопов сцинтилляционных счетчиков  $C_1, C_2, C_3$ , стягивающих интервалы полярных углов  $10^\circ \leq \theta_1 \leq 40^\circ$  и азимутальных углов  $\pm 15^\circ$ , установленных под углами  $\varphi_1$ , равными  $0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ$  и  $270^\circ$ . Счетчик  $C_1$  отбирает электроны по удельной потере энергии. Толщина  $C_2$  подобрана так, чтобы

Таблица 17. Значения частот и асимметрии сечения  $d\sigma/d\varphi_1(q_0, q_1, \theta_{10}, \theta_{11})$  рождения триплетов с импульсами и углами электронов отдачи в интервалах  $1,9 \leq q \leq 10$  МэВ/с и  $10^\circ \leq \theta_1 \leq 40^\circ$  при различных  $\omega$

$\omega$ , МэВ	$\sigma^{(l)}(q_0, q_1, \theta_0, \theta_1)$ , мкб	$\sigma^{(r)}(q_0, q_1, \theta_0, \theta_1)$ , мкб	$\Lambda(q_0, q_1, \theta_0, \theta_1)$
50	57,28	335,09	0,1709
100	62,82	415,61	0,1511
200	65,60	472,75	0,1388
600	67,46	527,05	0,1279
1000	67,83	541,88	0,1252
2000	68,11	555,24	0,1227
5000	68,28	565,22	0,1208
10000	68,33	569,33	0,1200

электроны с  $q \leq 10$  МэВ/с останавливались в нем. Нужные электроны отдачи отбирались с помощью совпадения сигналов счетчиков  $C_1$  и  $C_2$  и антисовпадения сигнала счетчика  $C_3$ . Фрагменты пары регистрировались импульсами в телескопе сцинтилляционными счетчиками  $P_1$  и  $P_2$ , соответствующими удвоенной минимальной ионизации. Случаи рождения триплетов регистрируются совпадениями телескопа  $P_1P_2$  и одного из телескопов  $C_1, C_2, C_3$ . Результаты исследований [93—95] показали, что случаи рождения триплетов однозначно идентифицируются и что этот прибор может быть простым и надежным поляриметром.

Для выяснения возможностей этого прибора вычислены части и асимметрия сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1(\theta_{10}, \theta_{11}, q_0, q_1)$  рождения триплетов с импульсами и углами электронов отдачи в интервалах  $1,9 \leq q \leq 10$  МэВ/с и  $10^\circ \leq \theta_1 \leq 40^\circ$  фотонами с энергией в интервале  $50 \pm 10000$  МэВ. Результаты расчетов приведены в табл.17. Из таблицы видно, что части и асимметрия медленно меняются с ростом  $\omega$ . Для оценки принято  $\sigma^{(l)}(\theta_{10}, \theta_{11}, q_0, q_1) = 0,5$  мб и найдено, что из полиэтиленовой мишени толщиной 1 мм в кольцевой счетчик, стягивающий углы  $10^\circ \leq \theta_1 \leq 40^\circ$ , попадает  $N_e \approx 1,7 \cdot 10^{-5} N_\gamma T$  электронов отдачи. Здесь  $N_\gamma$  — количество фотонов с нужной энергией, попадающих на мишень за 1 с,  $T$  — время экспозиции. Если кольцевой счетчик разбит на 12 идентичных телеско-

пов, стягивающих интервалы азимутальных углов с шириной  $30^\circ$ , а плоскость поляризации фотонного пучка проходит через середины каких-либо двух счетчиков, то с помощью такого прибора поляризацию можно определить как методом асимметрии по количеству отсчетов  $N_{\parallel}$  и  $N_{\perp}$ , пользуясь формулой

$$P = \frac{1}{\Lambda} \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}, \quad (72)$$

так и подгонкой по методу наименьших квадратов (МНК) теоретического распределения по  $\varphi_1$  к экспериментальному. Оценки показали, что при  $P = 0,6$  и  $\Lambda = 0,12$  ожидаемая ошибка измерения

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_{\text{ож}} = \frac{5,8 \cdot 10^3}{\sqrt{N_{\gamma} T}}$$

по методу асимметрии и

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right) = \frac{5 \cdot 10^3}{\sqrt{N_{\gamma} T}}$$

по методу наименьших квадратов. Мы видим, что для обоих методов при  $N_{\gamma} \approx 10^6$  фот./с трехчасовая экспозиция обеспечивает примерно 5% точность измерения степени линейной поляризации фотонного пучка.

Из табл.10 и 17 видно, что с увеличением энергии в интервале  $50 \div 10000$  МэВ части сечения растут, а асимметрия медленно уменьшается. В интервале энергии  $600 \div 10000$  МэВ асимметрия практически не меняется и равна 0,12. Пики угловых распределений электронов отдачи с импульсами  $1,9 \div 10$  МэВ/с попадают в интервал углов  $10^\circ \leq \theta_1 \leq 40^\circ$ . Это означает, что такой поляриметр может использоваться в интервале энергий фотонов  $50 \div 10000$  МэВ. В интервале  $600 \div 10000$  МэВ он обладает практически постоянной чувствительностью. В интервале  $50 \div 600$  МэВ в связи с ростом асимметрии точность измерения поляризации будет расти с убыванием  $\omega$ . Чувствительность этого прибора можно существенно повысить, если в области (67) отбирать события с  $\Delta = \Delta_0$ , которые находятся вблизи контура (рис.3,б), ограничивающего область допустимых значений  $q = |p_1|$  и  $\theta_1$ . При  $\Delta_0 = 2,1m$  это обеспечивает асимметрию  $\sim 0,9$  и сечение  $\sim 10^{-3}$  мб; при  $\Delta_0 = 3m$ , когда  $\omega < 100m$ , и  $\Delta_0 = 4m$ , когда  $\omega > 100m$ , обеспечиваются оптимальные условия эксперимента. Для

отбора событий с  $\Delta \leq \Delta_0$  требуется, как мы уже видели, высокое разрешение по  $q$  и  $\theta_1$ .

Результаты анализа в разд.3 указывают на то, что прибор, показанный на рис.26, а значит, и метод асимметрии электронов отдачи, будут эффективными и при  $\omega \geq 1$  ТэВ, когда выполняются асимптотические выражения. Это утверждение основано на следующих аргументах.

1) Мы видели, что части и асимметрии сечений  $d^2\sigma/d\varphi_1 dq$ ,  $d\sigma/d\varphi_1(q_0)$ ,  $d\sigma/d\varphi_1$  и  $d^2\sigma/d\varphi_1 d\theta_1(q_0)$  с ростом  $\omega$  стремятся к асимптотическим величинам. При  $\omega = 10000m$  асимптотические величины отличаются от точных не более чем на 5%. Так как асимметрия асимптотических сечений не менее 11%, ясно, что условия измерения поляризации при  $\omega \geq 1$  ТэВ не намного хуже, чем при  $\omega = 10000m$ , как в случае метода, не учитывающего распределение по  $\theta_1$ , так и при использовании зависимости от  $\theta_1$ .

2) Основной вклад в части сечения  $d^2\sigma/d\varphi_1(\theta_{10}, \theta_{11}, q_0, q_1)$  дают максимумы частей сечения  $d^3\sigma/d\varphi_1 dqd\theta_1$  вблизи  $\theta_1(\omega, q)_{\max}$  при  $q \approx q_0$ . Асимметрия при  $\theta_1 \rightarrow \theta_1(\omega, q)_{\max}$  стремится к единице. При заданных  $q$  (см. табл.10) значения  $\theta_1(\infty, q)_{\max}$  практически не отличаются от  $\theta_1(\omega, q)_{\max}$  при  $\omega = 10000m$  и при импульсах в интервале  $1,9 \div 10$  МэВ/с попадают в интервал  $10^\circ \leq \theta_1 \leq 40^\circ$ . Характер зависимости от  $\omega$  асимметрии в табл.17 наводит на мысль о том, что при изменении  $\omega$  от 10000 МэВ до  $\sim 1$  ТэВ она не очень сильно изменится.

3) Поскольку распределение по  $x$  получено в асимптотическом пределе высоких энергий, все выводы, сделанные при его анализе, справедливы и при  $\omega \geq 1$  ТэВ. Для измерения поляризации фотонов с помощью спектрометра следует отбирать события в симметричном относительно  $x = 0,5$  интервале с  $u = x_1 - x_0$ . При рождении пары с импульсами ее фрагментов  $|p_2|$  и  $|p_3|$  и углом раствора  $\theta_{23}$  фотоном с энергией  $\omega$  электроны отдачи с импульсом  $q = |p_1|$  вылетают под углом

$$\theta_1 = \arccos \left\{ \left[ E_1 - m + \frac{mE_1}{\omega} + \frac{m^2}{\omega} \frac{p_2^2 + p_3^2 + m^2}{E_2E_3 + |p_2||p_3|} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \frac{|p_2||p_3|}{\omega} \sin^2 \frac{\theta_{23}}{2} \right] / |p_1| \right\}.$$

При  $\omega \rightarrow \infty$   $\theta_1 \rightarrow \theta_1(\infty, q)_{\max}$ . Значения же  $\theta_1(\infty, q)_{\max}$  при  $q$  из интервала  $1,9 \div 10$  МэВ/с попадают в интервал углов  $10^\circ \leq \theta_1 \leq 40^\circ$ . Использование интервала с шириной  $u = 0,4$  обеспечит ту же точность измерения поляризации фотонов, что и при измерении поляризации без анализа пар по энергии. При  $u = 0,7$  точность измерения поляризации повысится на 10%.

Таким образом, можно сделать достаточно обоснованный вывод о том, что поляриметр, схема которого показана на рис.26, может использоваться как абсолютный монитор поляризации, оперативно выдающий сведения о величине и направлении вектора поляризации пучков фотонов с  $\omega \geq 50m$ .

В работе [42] проведены расчеты эксперимента на ускорителе У-70 ИФВЭ на установке «Каскад» по измерению линейной поляризации излучения электронов с энергией 28 ГэВ в кристалле кремния (энергия фотонов в интервалах 2÷4 и 6÷8 ГэВ).

4.2. Проверочный эксперимент по измерению линейной поляризации фотонов. С помощью магнитного спектрометра со стримерной камерой СК-600 размером 600×600×120 мм в ходе эксперимента по фотодезинтеграции ядра  ${}^4\text{He}$  проведен проверочный эксперимент [11] по измерению предлагаемым методом степени линейной поляризации пучка когерентного тормозного излучения (КТИ) с энергией электронов 600 МэВ на линейном ускорителе ЛУЭ-2000 с энергией фотонов в когерентном пике 60 МэВ. Схема экспериментальной установки показана на рис.27.

Набрано 8000 стереофотографий. Отобрано около 700 событий. Прошли обработку 307 событий. В области когерентного пика

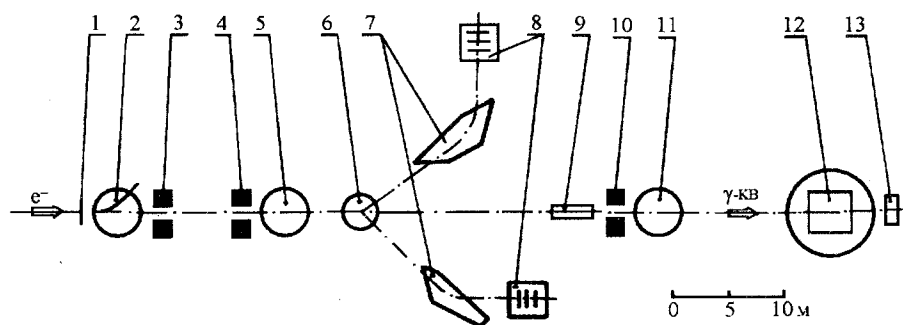


Рис.27. Схема экспериментальной установки: 1 — кристалл алмаза; 2, 5, 11 — очищающие магниты; 3, 4, 10 — коллиматоры; 6 — жидкодейтериевая мишень для мониторинга интенсивности и поляризации фотонного пучка; 7 — магнитные спектрометры; 8 — телескопы сцинтилляционных счетчиков; 9 — фильтр из LiH толщиной 3,7 рад. для ужесточения пучка; 12 — стримерная камера; 13 — ионизационная камера

( $45 \leq \omega \leq 75$  МэВ) оказалось 118 событий. Максимальная энергия фотона, образовавшего триплет, 509 МэВ. По данным этих событий построены [11] распределения триплетов по  $\omega$ , энергетический спектр интенсивности  $I(\omega)$  пучка, вышедшего из кристалла, распределения триплетов по импульсу  $q$  и полярному углу  $\theta_1$  электронов отдачи. Поляризация фотонного пучка определена на основе теории КТИ по спектру интенсивности  $I(\omega)$  и на основе асимметрии электронов отдачи триплетов методами асимметрии, наименьших квадратов и максимума правдоподобия.

В распределении триплетов по  $\omega$ , в спектре интенсивности  $I(\omega)$  и в энергетическом спектре поляризации фотонов [11]  $P(\omega)$ , полученном в результате подгонки к  $I(\omega)$  теоретического спектра КТИ, проявляются максимумы при  $\omega = 60$  МэВ. Значение в максимуме  $P_{\max} = 0,712 \pm 0,15$ . Ее средние значения в интервале энергии  $45 \div 75$  МэВ  $\bar{P} = 0,659 \pm 0,15$ . Распределения по  $q$  событий со всеми энергиями  $\omega$  и событий в интервале  $45 \leq \omega \leq 75$  МэВ [11] согласуются с распределением  $d\sigma^{(t)}/dq$  при  $\omega = 100m$ . Распределения событий из этих интервалов  $\omega$  по  $\theta_1$  (рис.24) согласуются с экспериментальными распределениями из [43] и [46] и с сечениями  $d\sigma^{(t)}/d\theta_1$  и  $d\sigma_a^{(t)}/d\theta_1$  в интервалах  $\theta_1 \leq 50^\circ$  в случае событий со всеми  $\omega$  и  $\theta_1 \leq 60^\circ$  в случае событий из области когерентного пика.

Для определения степени линейной поляризации фотонного пучка использовались события с  $q \geq 0,5$  МэВ/с, образованные фотонами с энергиями в интервале  $45 \div 75$  МэВ.

При определении поляризации фотонов по методу асимметрии использовались события из интервалов  $-25^\circ \leq \varphi_1 \leq 25^\circ$  и  $155^\circ \leq \varphi_1 \leq 205^\circ$  вблизи плоскости поляризации и из интервалов  $65^\circ \leq \varphi_1 \leq 115^\circ$  и  $245^\circ \leq \varphi_1 \leq 295^\circ$  вблизи плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации. Числа событий  $N_{\parallel} = 22$  и  $N_{\perp} = 27$  дают

$$P = 0,68 \pm 0,94.$$

Для определения поляризации фотонного пучка по методам максимума правдоподобия (ММП) и наименьших квадратов (МНК) использовались два набора событий. Первый набор содержит события со всеми  $\theta_1$ , а второй набор — события с  $\theta_1 \leq 60^\circ$ , где экспериментальное распределение по  $\theta_1$  согласуется с теоретическим. В случае этих наборов получены значения:

по МНК

$$P = 0,53 \pm 0,45 \text{ и } P = 0,59 \pm 0,83$$

и по МПП

$$P = 0,66 \pm 0,54 \text{ и } P = 0,66 \pm 1,18.$$

Мы видим, что все пять значений степени поляризации, полученные по методу асимметрии электронов отдачи триплетов, согласуются со значением  $P(45,75) = 0,659 \pm 0,15$ , полученным на основе теории КТИ. Большие ошибки измерения естественны и связаны с малой статистикой: расчет, проведенный перед экспериментом, показал, что для обеспечения точности  $\sim 10\%$  нужно  $\sim 10000$  событий. Полученные значения поляризации показывают принципиальную возможность использования для ее измерения метода асимметрии электронов отдачи.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим кратко основные результаты настоящей работы.

Выполненный в обзоре анализ имеющихся в литературе данных о теоретических и экспериментальных исследованиях процесса фоторождения  $e^+e^-$ -пар на электронах (триплетов) позволяет сделать следующие выводы.

При энергии фотона  $\omega > 50m$  для описания процесса фоторождения триплетов с точностью не хуже  $1\%$  достаточно ограничиться в расчетах диаграммами Борселлино (рис.2,*a*) из восьми возможных в низшем порядке теории возмущений. Эффектами связи электронов в атомах мишени можно пренебречь, если ограничиться рассмотрением событий с импульсом электрона отдачи  $q$ , большим минимального надежно детектируемого  $q \geq q_0 \sim 1m$ .

В процессе рождения линейно поляризованными фотонами  $e^+e^-$ -пар на электронах электроны отдачи вылетают преимущественно в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации фотона. Азимутальная асимметрия  $\Lambda$  различных дифференциальных сечений вылета электронов отдачи (анализирующая способность процесса), рассчитанная в работе, составляет в различных областях изменения кинематических параметров значение  $0,1 \pm 1,0$ .

Большинство электронов отдачи с импульсом  $q > q_0$  вылетают под большими полярными углами  $\theta_1$  по отношению к импульсу фотона  $k$ . Около  $90\%$  событий фоторождения триплетов при энергиях фотонов от  $50m$  до бесконечности отвечает углам вылета электронов отдачи  $\theta_1 > 20^\circ$ .

Это позволяет надежно определять плоскость вылета электронов отдачи в эксперименте. Отметим, что теоретические и экспериментальные распределения по полярному углу  $\theta_1$  вылета электронов отдачи плохо согласуются при углах  $\theta_1 \geq 55^\circ$ , что приводит к необходимости ограничиваться интервалом углов  $\theta_1 \leq 55^\circ$ . Это, по-видимому, связано с многократным рассеянием электронов отдачи с малыми  $q$  и требует дополнительного исследования.

Найдены оптимальные области кинематических параметров, в которых величина асимметрии  $\Lambda$  резко возрастает, и измерение степени поляризации с необходимой точностью возможно при меньшем наборе статистики. Такие области указаны в конце разд.3.

Проанализированы возможные схемы создания поляриметров на основе измерения азимутальной асимметрии электронов отдачи в процессе фоторождения триплетов с использованием трековых приборов и быстродействующих счетчиков.

Анализ позволяет сделать вывод о том, что использование метода асимметрии электронов отдачи при фоторождении триплетов является наиболее перспективной возможностью из известных в настоящее время для разработки методов измерения линейной поляризации фотонов в широком интервале энергий от  $\sim 25$  МэВ до асимптотически высоких энергий.

В заключение нам хотелось бы выразить искреннюю благодарность Э.А.Кураеву, стимулирующую роль которого в появлении данной работы трудно переоценить.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arndt R.A., Ford J.M., Roper L.D.— Phys.Rev., 1985, vol.D32, No.5, p.1085.
2. Berends F.A., Donnachie A.— Nucl.Phys., 1975, vol.B84, No.2, p.342.
3. Moorhous R.G., Oberlack H., Rosenfeld A.H.— Phys.Rev., 1974, vol.D9, No.1, p.1.
4. Nozawa S., Blankleider B., Lee T.-S.H.— Nucl.Phys., 1990, vol.A513, p.459.
5. Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Сербо В.Г., Тельнов В.И.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, вып.9, с.514.
6. Гинзбург И.Ф., Коткин Г.А., Сербо В.Г., Тельнов В.И.— ЯФ, 1983, т.38, вып.2(8), с.372.
7. De Pascale M.P., Giordano G. et al. — Phys.Rev., 1985, vol.C32, No.6, p.1830.
8. Pandey L.N., Rustgi M.L.— Phys.Rev., 1985, vol.C32, No.6, p.1842.
9. Горбенко В.Г., Жербовский Ю.В., Колесников Л.Я. и др.— ЯФ, 1982, т.35, вып.5, с.1073; Nucl.Phys., 1982, vol.A381, p.330.
10. Винокуров Е.А., Волощук В.И., Ганенко В.Б. и др.— ЯФ, 1989, т.49, вып.5, с.1233.
11. Болдышев В.Ф., Винокуров Е.А., Волощук В.И. и др.— Препринт ХФТИ 92-42, Харьков, 1992.
12. Ballam J., Chadwick G.B., Gerhart R. et al.— Phys.Rev.Lett., 1970, vol.24, No.17, p.960.
13. Griegee L., Franke G., Lofler G. et al.— Phys.Rev.Lett., 1970, vol.25, No.18, p.1306.



14. Diambriani-Palazzi G., Mc Clellan G., Mistry N. et al.— Phys.Rev.Lett., 1970, vol.25, No.7, p.478.
15. Berger C., Mc Clellan G., Mistry N. et al.— Phys.Rev.Lett., 1970, vol.25, No.19, p.1336.
16. Federici L., Giordano G., Matone G. et al.— Nuovo Cimento, 1980, vol.B59, No.2, p.247.
17. Berlin T.H., Madansky L. — Phys.Rev., 1950, vol.78, p.623.
18. Wick G.C.— Phys.Rev., 1951, vol.81, No.3, p.467.
19. May M.M.— Phys.Rev., 1951, vol.84, No.2, p.265.
20. Maximon L.C., Olsen H.— Phys.Rev., 1962, vol.126, No.1, p.310.
21. Barbiellini G., Bologna G., Diambriani G., Murtas G.P.— Phys.Rev.Lett., 1962, vol.9, p.396.
22. Barbiellini G., Letardi T., Vientin R., Grianti F.— Nuovo Cimento, 1967, vol.A51, p.1124.
23. Kobayashi M., Hiramatsu S., Kondo K. et al.— J.Phys.Soc. of Japan, 1974, vol.36, No.1, p.1.
24. Ананьин П.С., Горячкин В.Г., Калинин Б.Н. и др.— ПТЭ, 1975, № 4, с.25.
25. Потылицын А.П.— Известия ВУЗов, Деп. в ВИНТИ 1325-84, 1984, с.1.
26. Ананьин П.С., Внуков И.Е., Забаев В.Н. и др.— ПТЭ, 1985, № 3, с.36.
27. Barbiellini G., Bologna G., Diambriani G., Murtas G.P.— Nuovo Cimento, 19636 vol.28, No.2, p.435.
28. Griegee L., Lutz G., Schulz H.D. et al.— Phys.Rev.Lett., 1966, vol.16, No.23, p.1031.
29. Армаганян А.А.— Когерентное рождение электрон-позитронных пар в кристаллах и поляризация фотонов. Дис. канд. физ.-мат. наук. Ереван, 1975.
30. Cabibbo N., Da Prato G., De Franceschi G., Mosco U.— Phys.Rev.Lett., 1962, vol.9, No.6, p.270.
31. Cabibbo N., Da Prato G., De Franceschi G., Mosco U.— Nuovo Cimento, 1963, vol.27, p.279.
32. Потылицын А.П.— Поляризованные фотонные пучки высокой энергии. М.: Энергоатомиздат. 1987.
33. Uberall H.— Phys.Rev., 1956, vol.103, No.4, p.1055.
34. Uberall H.— Phys.Rev., 1957, vol.107, No.1, p.223.
35. Diambriani-Palazzi G.— Rev.Mod.Phys., 1968, vol.40, No.3, p.611.
36. Горбенко В.Г., Деркач Л.М., Жебровский Ю.В. и др.— ВАНТ, сер.: Физика высоких энергий, 1972, вып.2(2), с.17.
37. Горбенко В.Г., Деркач Л.М., Жебровский Ю.В.— ЯФ, 1973, т.17, вып.4, с.793.
38. Колесников Л.Я., Рубашкин А.Л., Санин В.М.— УФЖ, 1984, т.29, с.1296.
39. Ansgore R.E., Baker R.D., Krzesinski A.E.S. et al.— Phys.Rev., 1973, vol.D7, No.1, p.26.
40. Jarp S., Mork K.J.— Phys.Rev., 1973, vol.D8, No.1, p.159.
41. Haug E.— Z. Naturforsch, 1975, vol.30, p.1099.
42. Басков В.А., Ким В.В., Сергиенко В.И. и др.— В сб.: Мат. Всесоюзн. сов. «Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий». Протвино. 1991.
43. Benaksas D., Morrison R.— Phys.Rev., 1967, vol.160, No.5, p.1245.
44. Hart E.L., Cocconi G., Cocconi V.T., Selleni J.M.— Phys.Rev., 1959, vol.115, No.3, p.678.
45. Suh K.S., Bethe H.A.— Phys.Rev., 1959, vol.115, No.3, p.672.
46. Gates D.C., Kenney R.W., Swanson W.P.— Phys.Rev., 1962, vol.125, p.1310.
47. Mohanty R.C., Webb E.H., Sandhu H.S., Roy R.R.— Phys.Rev., 1961, vol.124, No.1, p.202.
48. Mork K.J.— Phys.Rev., 1967, vol.160, No.5, p.1065.
49. Болдышев В.Ф., Пересунько Ю.П.— ЯФ, 1971, т.14, вып.5, с.1027.
50. Болдышев В.Ф., Пересунько Ю.П.— ЯФ, 1974, т.19, вып.1, с.144.
51. Винокуров Е.В., Кураев Э.А.— ЖЭТФ, 1972, т.63, вып.4(10), с.1142.
52. Винокуров Е.А., Меренков Н.П.— ЯФ, 1975, т.21, вып.4, с.781.
53. Болдышев В.Ф., Винокуров Е.А., Гетьман В.А. и др.— ВАНТ: сер. Физика высоких энергий, 1972, вып.2(2), с.19.

54. Вацет П.И., Винокуров Е.А., Гетьман В.А., Колтунов И.А. и др.— Препринт ХФТИ 73-4, Харьков, 1973.
55. Винокуров Е.А., Кураев Э.А., Меренков Н.Л.— Препринт ИЯФ 118-74, Новосибирск, 1974.
56. Винокуров Е.А., Кураев Э.А., Меренков Н.П.— ЖЭТФ, 1974, т.66, вып.6, с.1916.
57. Болдышев В.Ф., Винокуров Е.А., Кураев Э.А. и др.— ВАНТ, сер.: Физика высоких энергий и атомного ядра, 1976, вып.1(17), с.18.
58. Винокуров Е.А., Болдышев В.Ф.— УФЖ, 1974, т.28, вып.4, с.492.
59. Болдышев В.Ф., Винокуров Е.А., Пересулько Ю.П.— Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: ЦНИИатоминформ., 1983, ч.3, с.133.
60. Винокуров Е.А., Болдышев В.Ф.— ВАНТ, сер.: Общая и ядерная физика, 1984, вып.2(27), с.31.
61. Винокуров Е.А., Болдышев В.Ф.— ЯФ, 1984, т.40, вып.3(9), с.731.
62. Boldyshev V.F., Vinokurov E.A.— PANIC Particles and Nuclei-Tenth Inter. Conf. Book of Abstr., vol.1. Heidelberg, July 30—Aug. 3, 1984.
63. Болдышев В.Ф., Винокуров Е.А.— ВАНТ, сер.: Общая и ядерная физика, 1986, вып.1(34), с.124.
64. Болдышев В.Ф., Винокуров Е.А., Пересулько Ю.П.— Обзор. М.: ЦНИИатоминформ, 1990.
65. Ахизер А.И., Берестецкий В.Б.— Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1981.
66. Borsellino A.— Helv. Phys. Acta., 1947, vol.20, p.136.
67. Borsellino A.— Nuovo Cimento, 1947, vol.4, No.3-4, p.112.
68. Borsellino A.— Rev.Univ.Nac.Tucuman, 1947, vol.6, No.1, p.7.
69. Chizzetti A.— Rev.Univ.Nac.Tucuman, 1947, vol.6, No.1, p.37.
70. Немировский П.Э.— ЖЭТФ, 1948, т.18, вып.10, с.893.
71. Немировский П.Э.— J. of Phys., 1947, vol.11, p.94.
72. Votruba V.— Phys.Rev., 1948, vol.73, p.1468.
73. Votruba V.— Bul. Int. Akad. Tcheque Sci., 1948, vol.49, p.19.
74. Гарибян Г.М.— ЖЭТФ, 1953, т.24, вып.6, с.617.
75. Joseph J., Rohrlch F.— Rev.Mod.Phys., 1958, vol.30, No.2, p.354.
76. Копылов Г.И., Кулюкина Л.А., Полубаринов И.В.— ЖЭТФ, 1964, т.46, вып.5, с.1715.
77. Mork K.J.— Arkiv for det Fiske Seminar in Trondheim, 1965, No.7.
78. Mork K.J.— Phys.Norv., 1971, vol.5, No.1, p.51.
79. Haug E.— Z. Naturforsch., 1985, vol.40 a, p.1182.
80. Haug E.— Z. Naturforsch., 1981, vol.36 a, p.413.
81. Байер В.Н., Фадин В.С., Хозе В.А.— ЖЭТФ, 1966, т.50, вып.1, с.156.
82. Бардин Д.Ю., Бэм Я., Семикоз В.Б. и др.— Препринт ОИЯИ, P2-4644, Дубна, 1969.
83. Maximon L.C., Gimm H.A.— Phys.Rev., 1981, vol.A23, No.1, p.171.
84. Augerat J., Avan M., Ballet M. et al.— Nuovo Cim., 1974, vol.11, No.16, p.685.
85. Augerat J., Avan M., Parizet M.J. et al.— Phys.Rev., 1977, vol.15, No.3, p.1068.
86. Горшков В.Г.— УФН, 1973, т.110, вып.1, с.45.
87. Wheeler J.A., Lamb W.E.— Phys.Rev., 1939, vol.55, No.9, p.858.; Phys. Rev., 1956, vol.101, No.6, p.1836 (Erratum).
88. Hubbel J.H., Veigele Wm.J., Briggs E.A. et al.— J. Phys. Chem. Ref. Data, 1975, vol.4, No.3, p.471.
89. Mork K., Olsen H.— Phys.Rev., 1965, vol.B140, No.6, p.1661; Phys.Rev., 1968, m vol.166, No.5, p.1862 (Erratum).
90. Hubbel J.H., Gimm H.A., Overbo I.— J. Phys. Chem. Ref. Data, 1980, vol.9, No.4, p.1023.
91. Kaufman C.— Phys. Rev., 1964, vol.A135, p.985.

92. Schufer F. et al.— Gordon Research Conf. on Photonuclear Reactions, Aug.6—10, 1990, Tilton School. Tilton, New-Hampshire.
93. Endo I., Kasai S., Harada M. et al.— Inst. for Nucl. Study Univ. of Tokyo. Ann. Rep. 1986, p.79.
94. Endo I., Kasai S., Harada M. et al.— Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1989, vol.A280, p.144.
95. Endo I., Kasai S., Harada M. et al.— Hiroshima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.