

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-408

И.С.Златев, П.С.Исаев

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ
СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ПРОВЕРКИ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ /11/

Дубна 1959 год

P-408

И.С.Златев, П.С.Исаев

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ
СОТНОШЕНИЙ ДЛЯ ПРОВЕРКИ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ /11/

А н н о т а ц и я

С помощью метода дисперсионных соотношений рассчитываются поправки к бете-гайтлеровской формуле тормозного излучения в низшем по ϵ приближении. Рассматривается вопрос о границах применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях.

1. Введение

В последнее время в ряде работ Дрелла^{/1/} широко обсуждается один из вариантов модификации квантовой электродинамики и указываются экспериментальные возможности ее проверки на малых расстояниях.

В частности, в работе^{/2/} рассматривается процесс рождения пар (e^+, e^-) γ -квантами на нуклонах, который при определенных условиях допускает проверку электронного пропагатора на расстояниях $\geq 0,7 \cdot 10^{-13}$ см. Ограничение в процессе рождения пар энергиями γ -квантов ≤ 140 Мэв^{/2/} было отчасти связано с теоретическими трудностями учета динамических поправок, вызванных протонным током /см.граф. 2а и 2б/, а вместе с тем и трудностями учета интерференционных членов типа /1а + 2а и т.д./.

В работе^{/3/} предлагается использовать метод дисперсионных соотношений для расчета обобщенных диаграмм 3а, 3б. Таким образом, в принципе появляется возможность расчета процессов тормозного излучения и рождения пар /с учетом мезонного облака нуклона/ до весьма высоких энергий, пока поправки высших порядков по e не станут существенными.

В данной работе нами проведены расчеты однонуклонного члена в дисперсионных соотношениях для тормозного излучения, интерференционного члена /однонуклонное приближение + диаграммы бете-гайтлеровского типа, рассчитанные ранее в^{/4/} и приблизительная оценка вклада однопионного состояния.

Расчет однонуклонного и интерференционного вклада до энергий $\sim 500-600$ Мэв с учетом форм-факторов оказался возможным потому, что на основе метода дисперсионных соотношений^{/3/} в однонуклонный член можно строгим образом ввести известные хофстадтеровские форм-факторы.

Однонуклонный член рассчитан нами без учета аномального магнитного момента, в интерференционном вкладе нами удержаны члены, пропорциональные первой степени аномального магнитного момента. Оценки допущенных при этом неточностей даны в соответствующих параграфах.

Точный расчет π -мезонных вкладов в процессе тормозного излучения рассматриваемым методом представляет собой сложную и трудоемкую задачу.

Однако, в наших дисперсионных соотношениях можно провести приблизительную оценку одно- \mathcal{T} -мезонного вклада в том случае, когда квадрат 4-импульса виртуального фотона близок к нулю /случай, близкий к реальному комптон-эффекту/. В статье приведены также оценки вкладов высшего по \mathcal{E} порядка и процесса множественного тормозного излучения. Эти расчеты дают возможность утверждать, что в процессе тормозного излучения при энергии падающего электрона ~ 500 Мэв существует возможность проверки квантовой электродинамики до расстояний $\geq 3 \cdot 10^{-14}$ см.

Интересно отметить, что при $\varphi = 0$ и больших углах θ, θ_0 - / $\theta \approx \theta_0$ / однонуклонный и интерференционный члены имеют довольно острый и высокий максимум, иногда превышающий на несколько порядков величину бете-гайтлеровского сечения.

2. Однонуклонный вклад

В лабораторной системе координат матричный элемент тормозного излучения в однонуклонном приближении /см. /3/ / совпадает с матричным элементом, соответствующим сумме диаграмм /2а + 2б/ с той, однако, разницей, что в однонуклонном приближении вместо неизвестных форм-факторных функций $\Phi_i(x^2, p^2, M^2)$ стоят известные хофстадтеровские форм-факторы $F_i(x^2, M^2, M^2)$. Таким образом матричный элемент однонуклонного приближения имеет вид:^{x/}

$$\langle f | S | i \rangle = ie^3 \frac{Mm}{(2\pi)^{3/2}} \cdot \frac{e_n q_{me}}{\sqrt{2k_0 E E_0 \varepsilon \varepsilon_0}} \cdot \frac{\delta(p_0 + q_0 - p - q - k)}{(q_0 - q)^2} \cdot \bar{u}(\vec{q}, \sigma) \gamma^m u(\vec{q}_0, \sigma_0),$$

$$\bar{W}(\vec{p}, s) \left\{ \left[\gamma^n \cdot \frac{m}{2M} \cdot \frac{[\hat{k}, \gamma^m]}{2} \right] \cdot \frac{\hat{k} + \hat{p} + M}{(k+p)^2 - M^2} \cdot \left(F_1(|q-q_0|^2) \gamma^e + \right. \right. \quad /2.1/$$

$$\left. \left. F_2(|q-q_0|^2) \frac{m}{2M} \cdot \frac{[\hat{x}, \gamma^e]}{2} \right) + \right.$$

^{x/} Обозначения см. /3,4/.

$$+ \left(\hat{F}_1 (|q-q_0|^2) \gamma^e + \hat{F}_2 (|q-q_0|^2) \frac{\mu}{2M} \cdot \frac{[\hat{x}, \gamma^e]}{2} \right) \frac{\hat{p}_0 - \hat{k} + M}{(p_0 - k)^2 M^2} \left(\gamma^e - \frac{\mu}{2M} \cdot \frac{[\hat{k}, \gamma^e]}{2} \right) \} W(p, S_0);$$

Из /2.1/ видно, что сечение $d\sigma_N$, соответствующее квадрату матричного элемента $|\langle f|S|l \rangle|^2$ может быть записано в виде:

$$d\sigma_N = A_0 + \mu A_1 + \mu^2 A_2 + \mu^3 A_3 + \mu^4 A_4$$

а μ всегда сопровождается множителями $\frac{k}{2M}$ или $\frac{x}{2M}$. Эти множители характеризуют величины соответствующих вкладов. Например, для $\epsilon_0 = 0,54$ и $k_0 = 0,25$ /в единицах $\hbar = c = M = 1$, где M - масса нуклона/ величина $k/2M = 1/8$, а $x/2M < 1/4$ и поэтому для углов $\leq 90^\circ$ вклад $\sum_{i=1}^4 \mu^i A_i$ оказывается малым по сравнению с вкладом A_0 . Дифференциальное сечение A_0 имеет следующий вид:

$$A_0 = \frac{e^6}{8(2\pi)^5} \cdot \frac{|\vec{q}_0| |\vec{q}|^3}{\epsilon_0^2 \cdot \epsilon} \cdot \frac{k_0 dk_0 d\Omega_k \cdot d\Omega_q}{(M + \epsilon_0 - k_0) |\vec{q}| - \epsilon \cdot |\vec{q}_0| (\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi) + \epsilon k \cdot \cos \theta}$$

$$\times \left\{ \frac{F^2(x^2)}{(q_0 - q)^4} \cdot \frac{\vec{q}_0^2 \sin^2 \theta_0 - 2|\vec{q}_0| |\vec{q}| \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi + \vec{q}^2 \sin^2 \theta}{(pk)^2} \left[4M^2 \epsilon \epsilon_0 + (q_0 - q)^2 (M^2 + m^2 - M \epsilon_0 + M \epsilon) \right] + \right.$$

$$+ \frac{q_0^2 \sin^2 \theta_0}{(pk)} \left[(q_0 - q)^2 - 4M \epsilon \right] + \frac{\vec{q}^2 \sin^2 \theta}{(pk)} \left[(q_0 - q)^2 + 4M \epsilon_0 \right] - \frac{M k_0 (q_0 - q)^2}{(pk)} - (q_0 - q)^2 +$$

$$+ \frac{4(\epsilon_0 - |\vec{q}_0| \cos \theta_0)(\epsilon - |\vec{q}| \cos \theta)(\epsilon_0 - \epsilon)}{(pk)} + \frac{2m^2 k_0 (\epsilon_0 - |\vec{q}_0| \cos \theta_0 - \epsilon + |\vec{q}| \cos \theta)}{(pk)} -$$

$$- \frac{4}{M} \left[m^2 (\epsilon_0 - |\vec{q}_0| \cos \theta_0 - \epsilon + |\vec{q}| \cos \theta) + k_0 (\epsilon_0 - |\vec{q}_0| \cos \theta_0)(\epsilon - |\vec{q}| \cos \theta) \right] +$$

$$+ \frac{2}{M} \left[\epsilon_0 \epsilon - |\vec{q}_0| |\vec{q}| (\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi) \right] (\epsilon_0 - |\vec{q}_0| \cos \theta_0 - \epsilon + |\vec{q}| \cos \theta) \}$$

Выражение $|q_0 - q|^4$ является быстроменяющейся функцией углов, что приводит к появлению острого максимума. Детальное рассмотрение максимума показывает, что в области $\varphi = 0$, $\theta \approx \theta_0$ он состоит из двух максимумов, см. рис. 1. При рассмотренных значениях энергии электрона и фотона максимум значительно превышает величину бете-гайтлеровского сечения. Если φ возрастает, то максимум довольно быстро уменьшается. При уменьшении энергии начального электрона естественно ожидать, что относительный вклад однонуклонного члена будет уменьшаться. Соответственно и относительная высота максимума должна уменьшаться. Действительно, при $\varepsilon_0 = 0,14$, $k_0 = 0,07$ и $\varphi = 0$, $\theta \approx \theta_0$, $\theta_0 = 30^\circ$ ширина максимума возрастает, а его относительная высота уменьшается /см. рис. 2/. С уменьшением энергии γ -кванта /например, $k_0 = 0,25, 0,15, 0,05$ / высота максимума сначала убывает /для $k_0 = 0,15$ /, а затем снова начинает расти, что связано, очевидно, с общим ходом сечения процесса при $k_0 \rightarrow 0$. Вообще, при любых энергиях максимум имеет симметричную форму относительно точки $\theta = \theta_0$. Появление максимума можно наглядно представить себе, если в бете-гайтлеровских диаграммах поменять местами электронную и нуклонную линии. При этом два бете-гайтлеровских максимума /по одному в областях $0 \leq \theta_0 \leq \pi$ и $-\pi \leq \theta_0 \leq 0$ / смещаются в область $\theta \approx \theta_0$ в однонуклонном члене.

Для детального исследования вклада /2.2/ нами были получены кривые дифференциальных сечений для энергии начального электрона $\varepsilon_0 = 0,54$ и энергии γ -кванта $k_0 = 0,25$. При этом, как и ожидалось, вклад /2.2/ оказался несущественным в области малых углов и сравнимым с бете-гайтлеровским сечением в области больших углов $\theta, \theta_0 > 90^\circ$. В таблице 1 приведены отношения дифференциального сечения /2.2/ к бете-гайтлеровскому сечению /формула/3/ из /4/. Заметим, что точки $\theta = \theta_0$ не являются строго точками максимума /см.рис.1/ и поэтому отношение вклада однонуклонного члена к бете-гайтлеровскому сечению в точках максимума будет еще больше, чем приведено в таблице 1. Нами был рассчитан также член $\mu^4 A_4$ и проведено сравнение его с вкладом A_0 . Оказалось, что в наиболее интересной в настоящее время области углов $\leq 90^\circ$, где сечение процесса остается еще сравнительно большим, вклад $\mu^4 A_4$ несущественен.

Таким образом, ограничиваясь областью углов $\leq 90^\circ$ и учитывая в однонуклонном члене лишь вклад A_0 , мы вносим ошибку в дифференциальное се-

чение тормозного излучения $\leq 2\%$. В максимуме при $\theta \approx \theta_0$ эта оценка погрешности не годится; она будет определяться здесь в основном неточностью в определении собственно однонуклонного вклада.

В области углов $\geq 90^\circ$, как следует из таблицы 1 и отношения $\frac{\mathcal{E}}{2M} < \frac{1}{\gamma}$, общий вклад членов $\mu A_1 + \mu^2 A_2 + \mu^3 A_3 + \mu^4 A_4$ становится уже значительным и им пренебрегать нельзя. Однако, расчет этих вкладов в рамках обычного метода теории возмущений является чрезвычайно громоздким. В максимуме ($\theta \approx \theta_0$) вклад от членов $\mu A_1, \mu^2 A_2, \mu^3 A_3, \mu^4 A_4$ по крайней мере на порядок меньше вклада от A_0 , так как величина $\frac{|q_0 - q|}{2M} \sim \frac{m}{M}$, а множитель $\frac{k}{2M}$ в области рассматриваемых нами энергий оказывается $= 1/8$.

3. Вклад интерференционного члена

Матричные элементы, соответствующие диаграммам /1а + 1б/ и однонуклонному члену, были выписаны ранее /см. /4/ и /2.1/. Так же, как и в однонуклонном члене интерференционный вклад можно разбить на сумму членов $d\sigma_I' = B_0 + \mu B_1 + \mu^2 B_2 + \mu^3 B_3$

Из-за больших величин сечений, получаемых из бете-гайтлеровских диаграмм, мы не можем ограничиться вкладом B_0 , а должны учесть член μB_1 . Такое приближение близко к приближению, использованному в /5/. В процессе расчетов мы отбросили в числителе члены $\sim \mu^2$, что равносильно замене $\varepsilon \leftarrow |\vec{q}|$ и $\varepsilon_0 \leftarrow |\vec{q}_0|$. Окончательное выражение для $d\sigma_I' = B_0 + \mu B_1$ имеет вид /в лабораторной системе/:

$$d\sigma_I' = \frac{e^6}{8(2\pi)^5} \cdot \frac{\varepsilon k_0}{\varepsilon_0 M E} \cdot \frac{dk_0 d\Omega_k d\Omega_q}{d\mathcal{E}/d\varepsilon} \cdot \frac{1}{(q_0 - q)^2} \cdot \frac{1}{(p_0 - p)^2} \cdot \mathcal{F}(|q_0 - q|^2) \cdot \mathcal{F}(|p_0 - p|^2) \cdot \left\{ \frac{\varepsilon_0^2 \sin^2 \theta_0}{(pk)(q_0 k)} \left[\Phi + 2M\varepsilon (q_0 - q)^2 - 4M^2\varepsilon (\varepsilon_0 + \varepsilon - k_0) \right] \right\}$$

$$+ \left. \left((qk)^2 - (q_0 k)^2 \right) \left(\frac{1}{pk} + \frac{3}{p_0 k} + \frac{qk - q_0 k}{(pk)(p_0 k)} \left(\frac{p_0 q}{qk} + \frac{p_0 q_0}{q_0 k} \right) \right) \right\}$$

где $f(\varepsilon) = \bar{E}(\varepsilon) + \varepsilon + k_0 - M - \varepsilon_0$.

$$\Phi = -2(p_0 q_0 - p_0 q - p_0 k)(q - q_0)^2 + 2(M^2 + m^2)(p_0 q + p_0 k - p_0 q_0 + (q - q_0)^2)$$

$$U = 2(q_0 - q)^2(p_0 q_0 - p_0 q - p_0 k) - (q_0 - q)^4 + 2(q_0 q)(p_0 q_0 - p_0 k) - \frac{1}{2}(q_0 - q)^2 +$$

$$+ (p_0 k)(q_0 k) - (p_0 k)(qk) + (p_0 q_0)(qk) + (p_0 q)(q_0 k) -$$

$$- (qk)(q_0 k) + (qk)^2 + (q_0 k)^2 -$$

$$- (p_0 q_0)(q_0 k) - (p_0 q)(qk);$$

$$W = (p_0 q_0 - p_0 q - p_0 k - \frac{(q - q_0)^2}{2})(m^2 + q q_0 + 2p_0 q + 2p_0 k - 2p_0 q_0) +$$

$$+ (q_0 k)(qk) + 2[(qk) - (q_0 k)]^2 - \frac{(q_0 - q)^4}{2}$$

$$\mu = 1,79.$$

В таблице 11 приводятся отношения дифференциальных сечений интерференционных членов B_0 и μB_1 к бете-гайтлеровскому дифференциальному сечению.

Интерференционный вклад $d\sigma_I$, вообще говоря, оказывается значительным и, например, при $\varphi = 0$, $\theta = 30^\circ$ и $\theta_0 = 60^\circ$ достигает 20% от $d\sigma_{б.-г.}$ Вклад μB_1 примерно на порядок меньше вклада B_0 /за исключением точек максимума/. Эти вклады становятся сравнимыми лишь при больших углах. Таким образом интерференционный член учтен с достаточно высокой степенью точности, а ошибка, которая при этом вносится в дифференциальное сечение тормозного излучения для рассматриваемых нами энергий, оказывается $< 1\%$ /исключая, конечно, точки максимума и большие углы/.

Расчеты для $\xi_0 = 0,54$ и $k_0 = 0,25$ и других значений ξ_0 и k_0 проводились на электронно-счетной машине "Урал". Кривая в максимуме / $\varphi = 0$, $\theta \approx \theta_0$ / считалась по θ_0 с шагом $30''$ и с точностью до седьмой значащей цифры. В ряде случаев шаг $30''$ оказался недостаточным для точного определения положения максимума. На рис. 1 приведены кривые 111, 1У, соответствующие интерференционному члену при $\xi_0 = 0,54$, $k_0 = 0,25$.

4. Оценка однопионного вклада

Дисперсионные соотношения /см. ^{13/}/ связывают эрмитову и антиэрмитову части амплитуды процесса тормозного излучения. Если условие унитарности $S S^\dagger = 1$ записать в одномезонном приближении, то антиэрмитову часть амплитуды виртуального комптон-эффекта можно выразить через амплитуду реального и виртуального фоторождения π -мезонов. Амплитуда виртуального фоторождения π -мезонов была найдена в работах ^{16,7/}, амплитуда реального фоторождения может быть взята из опытных данных. Таким образом, существует принципиальная возможность учета однопионного вклада. Для нас сейчас достаточно приблизительной оценки рассматриваемого вклада, которую можно получить в пределе малых значений χ^2 . В этом случае виртуальный комптон-эффект можно рассматривать близким к реальному и воспользоваться результатами работ ^{18-11/}. В известных в настоящее время экспериментальных данных ^{18/}

комpton-эффект мерялся под углами $\geq 50^\circ$. Для энергий ≤ 100 Мэв экспериментальная кривая хорошо согласуется с пауэловским сечением.

Для энергий > 150 Мэв начинают сильно сказываться мезонные поправки. Гелл-Манн и Метьюз^{/10/} провели сравнение полученных ими дисперсионных соотношений с опытными данными по комpton-эффекту на нуклонах для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$. Расчеты по дисперсионным соотношениям были проведены в одномезонном, статическом приближении с учетом $(\frac{1}{3}/2, \frac{3}{2}/)$ резонанса. Авторы получили удовлетворительное согласие с опытом до энергий γ -квантов ~ 250 Мэв.

Результаты, близкие к результатам^{/10/}, были получены также Каппсом^{/9/} и Анибой и Сато^{/11/}. Некоторые различия в результатах этих работ для нас несущественны, поскольку нас интересует лишь приблизительная оценка вклада, однопионного состояния^{x/}.

Итак, в рассматриваемом нами случае $\chi^2 \approx 0$, амплитуда T^c /см.^{/4/} близка к амплитуде реального комpton-эффекта.

Сравнивая теперь величину сечения однонуклонного вклада при $\theta = \theta_0$ / $\psi = 0$ / со значениями сечения комptonовского рассеяния, взятыми из работ^{/9-11/} под теми же углами, мы получаем требуемую оценку.

Для угла $\theta \approx \theta_0 = 30^\circ$ энергия кванта ≈ 250 Мэв. Вклад однопионного состояния оказывается $<$ вклада однонуклонного члена.

Для углов $\theta \approx \theta_0 = 60^\circ$ и энергии γ -кванта ≈ 270 Мэв вклад однопионного состояния приблизительно в 5-8 раз больше однонуклонного. При энергии падающего γ -кванта ≈ 300 Мэв /угол = 90° / вклад однопионного состояния приблизительно в 15 раз больше вклада однонуклонного члена.

Мы считаем, что полученные оценки, относящиеся к реальному комpton-эффекту, справедливы и для виртуального комpton-эффекта, когда $|\theta - \theta_0| \leq 5^\circ$ /тогда χ^2 достаточно мало/.

^{x/} Комpton-эффект на нуклонах вблизи порога рождения $\bar{\pi}$ -мезонов рассмотрен Л.И. Лapidусом и Чжоу Гуан-чжао, препринт ОИЯИ, Р-372.

5. Поправки высшего по ℓ порядка

Поправки высшего по ℓ порядка были найдены в работах Фомина^{/12/} и Митра, Напаянасами и Панде^{/13/}. Мы используем в своей работе оценки, полученные Фоминым.

В ультрарелятивистском случае и при не слишком малых углах суммарный вклад радиационных поправок и поправок на двойное тормозное излучение не превышает несколько процентов. Эта оценка получена без учета отдачи нуклона. Эффект отдачи нуклона не вносит существенных изменений.

6. Заключение

Используя проведенные в данной работе расчеты поправок /§§ 2-4/, мы можем получить сечение тормозного излучения в низшем по ℓ порядке с определенной степенью точности.

Так, например, при $\varphi = 0$, $\theta = 30^\circ$ кривая по θ_0 до углов $\leq 40^\circ$ дана с точностью до 5% /см.рис. 3/. Радиационные поправки и поправки на двойное тормозное излучение не превышают нескольких процентов.

Предполагая, что при проверке сечения тормозного излучения экспериментальная ошибка составляет 10%, мы получаем, что для углов $\theta, \theta_0 \sim 30^\circ$, энергии падающего электрона $\mathcal{E}_0 = 0,54$ и энергии γ -кванта $= 0,25$ квантовая электродинамика проверяется до расстояний $\geq 3 \cdot 10^{-14}$ см. /Во всех рассуждениях область максимума исключается/.

Точный учет 1π -мезонного состояния позволит пройти далее по углам $\varphi, \theta, \theta_0$ и по энергиям падающего электрона, и, следовательно, позволит проверить электродинамику до еще меньших расстояний.

В заключение мы приносим глубокую благодарность академику Н.Н.Боголюбову и А.А.Логунову за предложение темы работы и ценные указания, Д.В.Ширкову и А.Н.Тавхелидзе - за полезные дискуссии. Авторы также благодарны Н.И.Полумордвиновой за проведение расчетов на машине "Урал".

Л и т е р а т у р а

1. См., например, S.D. Drell, *Annals of Physics*, 4, 75 (1958).
/В этой работе даны дополнительные ссылки на работы, посвященные вопросам проверки квантовой электродинамики на малых расстояниях и вопросам модификации квантовой электродинамики/.
2. J.D. Bjorken, S.D. Drell, S.C. Frautschi, *Phys. Rev.* 112, 1409 (1958).
3. И.С.Златев, П.С.Исаев. Препринт ОИЯИ, Р-321, ЖЭТФ 37, 728, (1959).
4. И.С.Златев, П.С.Исаев. Препринт ОИЯИ Р-264, *Nuovo Cimento*, 13, I (1959).
5. R.A. Berg and C.N. Lindner, *Phys. Rev.*, 112, 2072 (1958).
6. Fubini, Nambu, Watagin, *Phys. Rev.*, 111, 329 (1958).
7. Л.Д.Соловьев, частное сообщение.
8. C.L. Oxley and V.L. Telegdi, *Phys. Rev.*, 110, 733 (1958), 100, 435 (1955). C.S. Janes, R. Comes, C. Rugh and D.K. Frisch, *Phys. Rev.* 100, 1245 (1955).
9. R.K. Capps, *Phys. Rev.*, 108, 1032
/Другие ссылки на теоретические работы по комптон-эффекту можно найти в работе Каппса/.
10. Доклад Чу (Annual Conference at High Energy Physics, CERN, 1959).
11. T. Akiba and I. Sato, *Progr. Theor. Phys.*, V.19, 93 (1958)
12. П.И.Фомин. ЖЭТФ, 35, 707 /1958/: диссертация.
13. A.N. Mitra, P. Narayanaswamy, L.K. Pande, *Nuclear Physics*, 10, 629 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел 18 сентября 1959 года.

ТАБЛИЦА I

$\theta \backslash \varphi$	$\varphi = 0$			$\varphi = 90^\circ$			$\varphi = 150^\circ$		
	30°	90°	150°	30°	90°	150°	30°	90°	150°
6°	$0,36 \cdot 10^{-4}$	$0,14 \cdot 10^{-3}$	$0,11 \cdot 10^{-5}$	$0,56 \cdot 10^{-4}$	$0,15 \cdot 10^{-4}$	$0,12 \cdot 10^{-5}$	$0,63 \cdot 10^{-4}$	$0,16 \cdot 10^{-5}$	$0,12 \cdot 10^{-5}$
30°	62	$0,28 \cdot 10^{-2}$	$0,23 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,47 \cdot 10^{-2}$	$0,30 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-2}$	$0,40 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-2}$
60°	0,018	0,042	0,016	$0,69 \cdot 10^{-2}$	0,027	0,019	$0,41 \cdot 10^{-2}$	0,014	0,017
90°	0,014	$0,16 \cdot 10^5$	0,19	$0,91 \cdot 10^{-2}$	0,085	0,12	$0,62 \cdot 10^{-2}$	0,036	0,081
120°	0,030	1,4	3,2	0,022	0,26	0,70	0,018	0,14	0,37
150°	0,066	1,4	$0,69 \cdot 10^5$	0,053	0,77	5,4	0,048	0,49	2,9

ТАБЛИЦА II

$$a = \frac{b}{d \cos \epsilon}; \quad b = \frac{a}{d \sin \epsilon}$$

$\theta \backslash \epsilon$	$\varphi = 0^\circ$						$\varphi = 90^\circ$						$\varphi = 150^\circ$					
	30°		90°		150°		30°		90°		150°		30°		90°		150°	
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
6°	0,011	$0,14 \cdot 10^{-4}$	0,014	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,34 \cdot 10^{-2}$	$0,62 \cdot 10^{-3}$	$-0,74 \cdot 10^{-2}$	$-0,19 \cdot 10^{-4}$	$-0,39 \cdot 10^{-2}$	$-0,38 \cdot 10^{-3}$	$-0,30 \cdot 10^{-2}$	$-0,77 \cdot 10^{-3}$	-0,013	$-0,68 \cdot 10^{-4}$	-0,014	$-0,14 \cdot 10^{-2}$	$-0,78 \cdot 10^{-2}$	$-0,19 \cdot 10^{-2}$
30°	-0,013	5,7	0,046	$0,13 \cdot 10^{-2}$	-0,044	-0,011	-0,071	$-0,11 \cdot 10^{-2}$	-0,080	$-0,85 \cdot 10^{-2}$	-0,066	-0,016	-0,056	$-0,21 \cdot 10^{-2}$	-0,074	-0,012	-0,074	-0,020
60°	0,20	$0,94 \cdot 10^{-2}$	-0,44	-0,045	-0,22	-0,050	-0,065	$-0,46 \cdot 10^{-2}$	-0,20	-0,027	-0,22	-0,051	-0,071	$-0,90 \cdot 10^{-2}$	-0,14	-0,031	-0,19	-0,052
90°	0,13	0,026	0,12	$0,83 \cdot 10^4$	-0,64	-0,13	-0,033	$-0,50 \cdot 10^{-2}$	-0,26	-0,045	-0,44	-0,096	-0,076	-0,019	-0,20	-0,052	-0,35	-0,089
120°	0,009	0,037	0,57	0,48	-1,24	-0,070	-0,023	$-0,34 \cdot 10^{-2}$	-0,23	-0,033	-0,61	-0,090	-0,076	-0,024	-0,25	-0,066	-0,46	-0,095
150°	0,059	0,031	0,23	-0,23	-0,047	$0,6 \cdot 10^4$	$-0,92 \cdot 10^{-2}$	$+0,19 \cdot 10^{-2}$	-0,12	+0,031	-0,62	-0,028	-0,054	-0,018	-0,21	-0,033	-0,57	+0,052

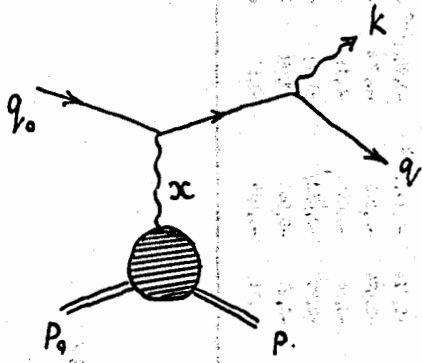


График 1а.

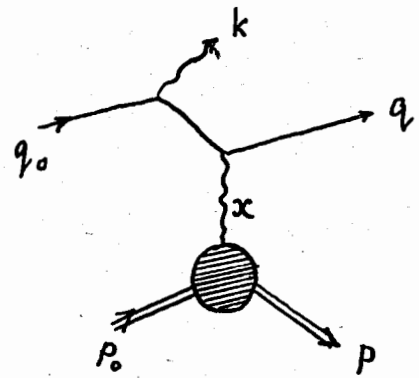


График 1б.

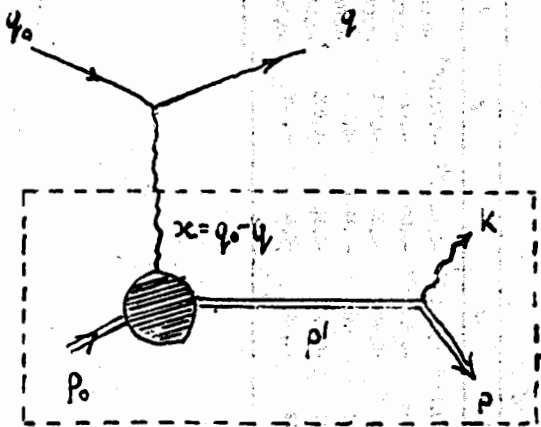


График 2а.

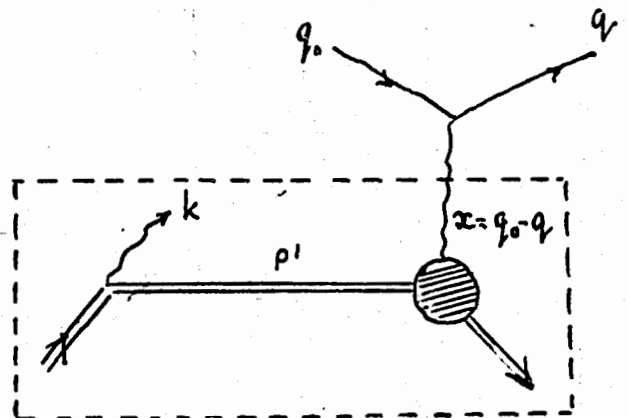


График 2б.

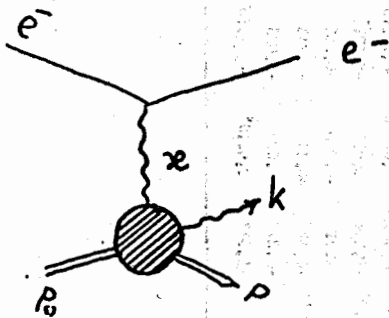


График 3а.

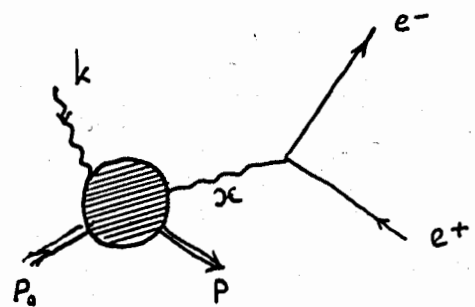


График 3б.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega, d\Omega, dk_0} \cdot 10^{30}$$

$$\varphi = 0^\circ; \quad \theta = 30^\circ; \quad \varepsilon_0 = 0,54; \quad k_0 = 0,25$$

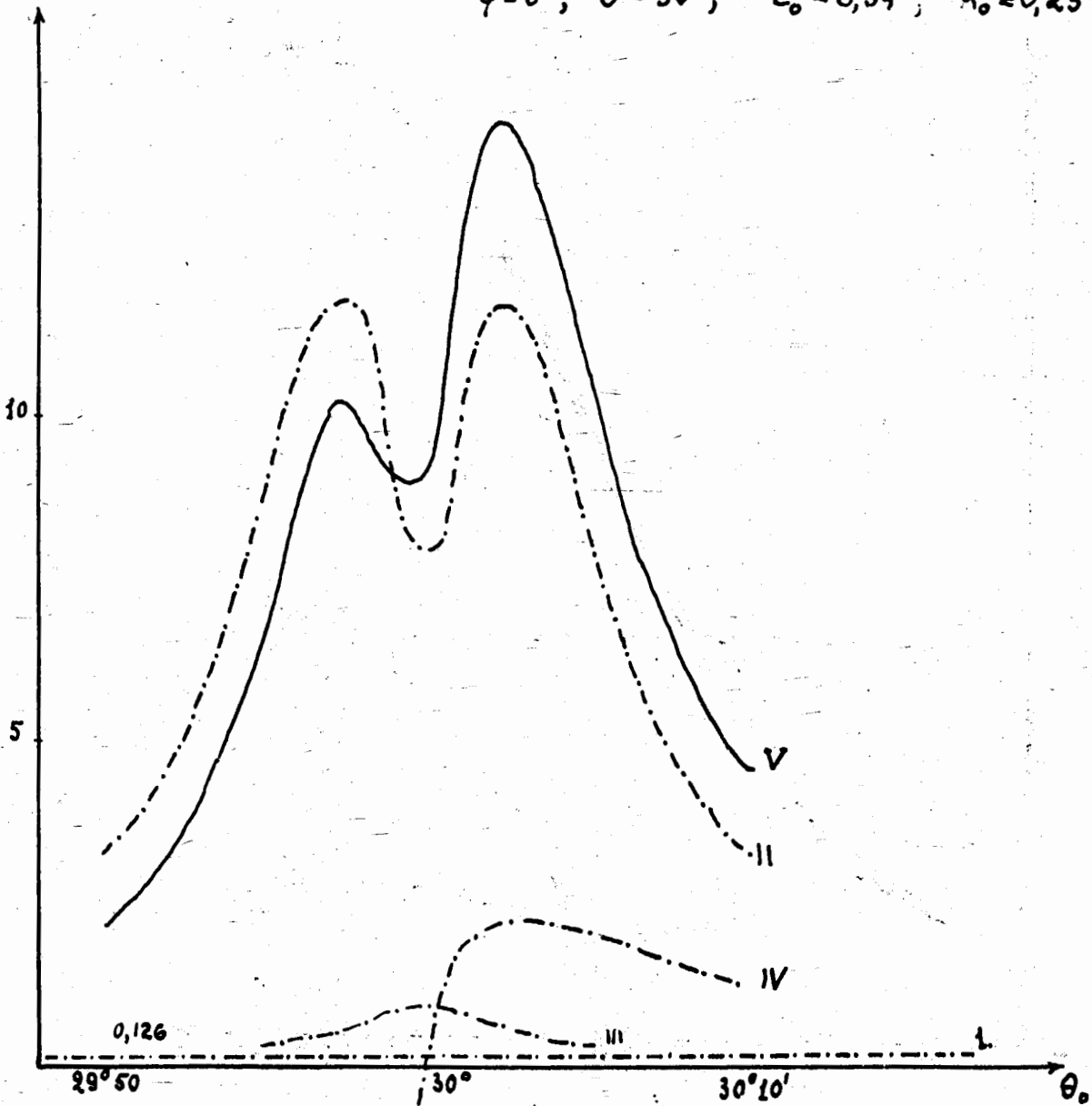


Рис. 1. I - бете-гайтлеровское сечение; II - Однонуклонный максимум;
III - Интерференционный член $\mu \nu_1$ IV - Интерференционный член ν_0
V - Результирующая кривая.

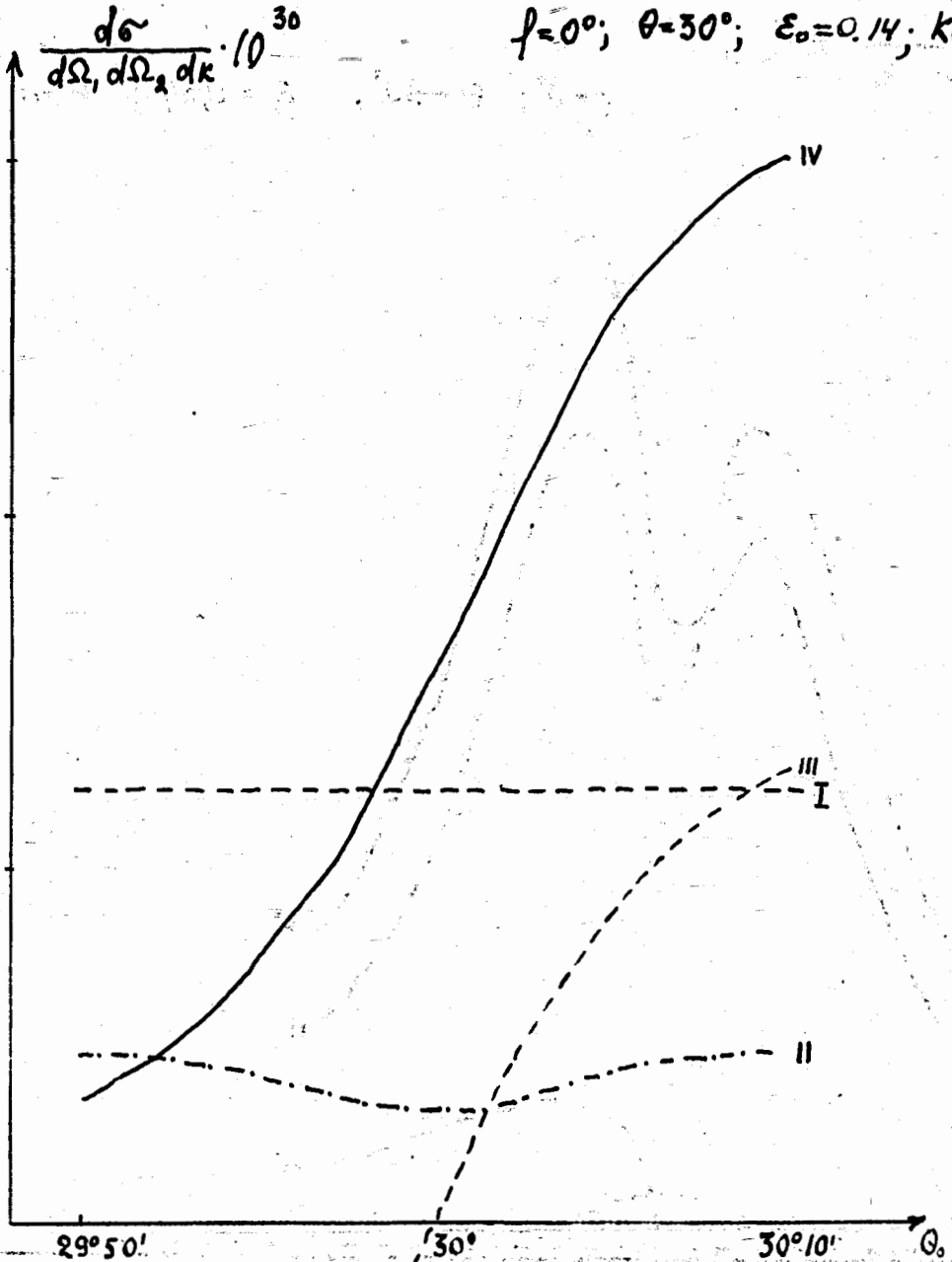


Рис. 2. 1 - бете-гайтлеровское сечение

II - Однонуклонный член

III - Интерференционный член

IV - Результирующая кривая.

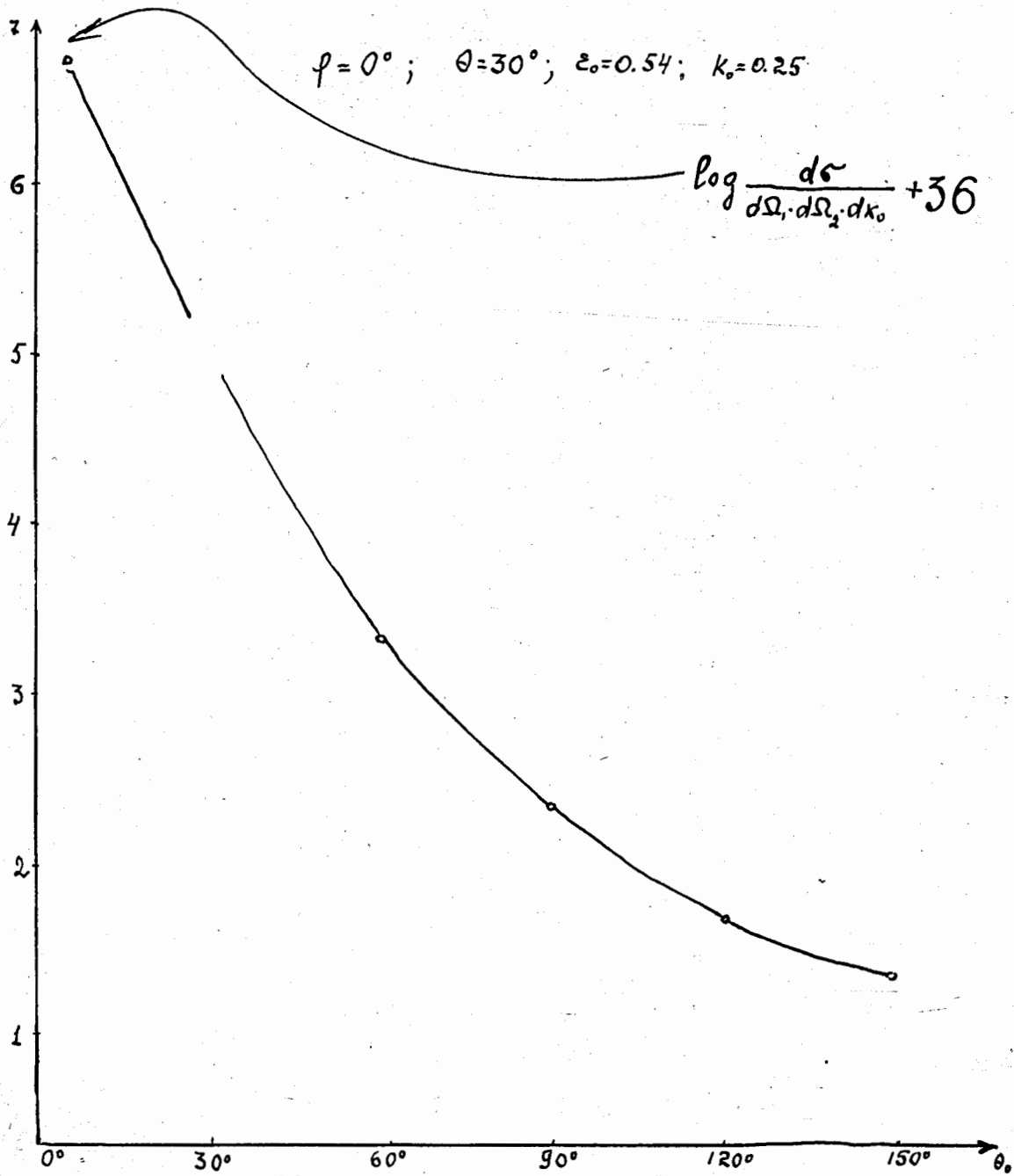


Рис. 3. Ход кривой для $\theta = 30^\circ$ ~ см.рис. 1.