Доклады Академии Наук СССР
1938. Том XX, № 2—3

ФИЗИКА

М. МАРКОВ

НЕУПРУГОЕ РАССЕИВАНИЕ ФОТОНОВ НА ЯДРАХ С РОЖДЕНИЕМ ПАР

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 26 V 1938)

Метод возмущения в проблемах подобного рода, как известно, дает разложение по степеням константы тонкой структуры.

Множитель $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^n$, необходимым образом появляющийся в выражениях поперечного сечения для процессов высшего порядка между электронами и световыми квантами, существенно уменьшает численное значение поперечного сечения (растет n).

Однако, Б. Кокель указал(1), что при больших энергиях в выражениях для поперечного сечения могут появляться факторы, компенсирующие влияние множителя $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^n$.

С этой точки зрения интересно рассмотреть неупругое рассеяние фотона на ядре с рождением пары (при больших $h\nu$). Следуя Б. Кокелю, можно ожидать, что этот эффект при больших энергиях фотона может оказаться столь же вероятным, как и эффект простого рождения пары под влиянием фотона. Однако, это не так.

Действительно, для процесса рождения пары под влиянием двух световых квантов и одновременном испускании третьего кванта (процесс третьего порядка) Б. Кокель получает следующее поперечное сечение:

$$\Phi^{\mathrm{III}} = 24\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{\left(\frac{h\nu}{mc^2}\right)^2} \lg^3 \frac{h\nu}{mc^2}; \quad h\nu \gg mc^2. \tag{1}$$

Это выражение получено в системе координат, в которой импульсы фотонов равны и противоположно направлены. В том же приближении, в той же системе координат соответствующее выражение для образования пары под влиянием двух световых квантов [процесс второго порядка— выражение Брейте-Виллера (2)] имеет вид:

$$\Phi^{\mathrm{II}} = 2\pi\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1}{\left(\frac{h\nu}{mc^2}\right)^2} \lg \frac{h\nu}{mc^2}; \quad h\nu \gg mc^2. \tag{2}$$

Сравнение выражений (1) и (2) показывает, что при больших энергиях $h\nu \gg mc^2$ выражение(1) может быть сравнимо или даже больше выражения (2):

$$\frac{\Phi^{\mathrm{III}}}{\Phi^{\mathrm{II}}} = \frac{12}{\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \lg^2 \frac{h\nu}{mc^2}. \tag{3}$$

Попытаемся оценить упомянутый выше эффект неупругого рассеяния фотонов на ядре методом Вильямса.

Пусть энергия падающего фотона $h\nu' = \xi mc^2$. Рассмотрим систему координат, в которой ядро движется навстречу фотону со скоростью, определяемой из выражения:

$$\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\xi. \tag{4}$$

В этой системе координат (S-система) поле ядра можно заменить эквивалентным полем фотонов ([3]):

$$N(\nu)\,d\nu = \frac{2}{\pi}\alpha z^2 \lg \xi \frac{mc^2}{h\nu}\cdot\frac{d\nu}{\nu}, \tag{5}$$

где α — постоянная тонкой структуры, z — заряд ядра, $N(\nu)\,d\nu$ — число фотонов в промежутке ν, $\nu + d\nu$.

В этой же системе координат энергия падающего фотона:

$$h\nu = mc^2. \tag{6}$$

Неупругое рассеяние фотона на ядре с рождением пары можно рассматривать как результат процесса Кокеля, протекающего под влиянием падающего на ядро фотона и фотонов эквивалентного поля (5).

Рождение же пар под влиянием падающего на ядро фотона и фотонов эквивалентного поля (5), протекающее по Брейту и Виллеру (2), дает, как известно, рождение фотоном пары в поле ядра.

Оба эти эффекта мы можем вычислить, пользуясь (1), (2) и (5).

Прежде всего преобразуем выражения (1) и (2) в систему S. Выражение (1) можно переписать в виде:

$$\Phi^{\mathrm{III}} = 3\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c}\frac{1}{\left(\frac{h\nu}{mc^2}\right)^2}\lg^3\left(\frac{h\nu}{mc^2}\right)^2. \tag{7}$$

Легко видеть, что произведение частот ν_1 и ν_2 двух фотонов, имеющих противоположно направленные импульсы, инвариантно относительно преобразований Лоренца:

$$\nu_1\nu_2 = \nu_1'\nu_2' = \nu^2. \tag{8}$$

Пользуясь (8), мы можем переписать (7) для любой системы координат; вводя притом новые обозначения $\left(\frac{h\nu}{mc^2}\rightarrow\nu\right)$, получаем:

$$\Phi^{\mathrm{III}} = 3\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c}\frac{1}{\nu_1'\nu_2'}\lg^3(\nu_1'\nu_2'). \tag{9}$$

Переходя в систему S и полагая $\nu_1 = 1$ (т. е. $h\nu = mc^2$), имеем:

$$\Phi^{\mathrm{III}} = 3\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c}\frac{1}{\nu}\lg^3\nu. \tag{10}$$

Соответственным образом преобразуется (2):

$$\Phi^{\mathrm{II}} = \pi\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1}{\nu}\lg\nu. \tag{11}$$

Используя (2), мы получим поперечное сечение для рождения фотоном пары (в поле ядра) в виде:

$$\sigma^{\mathrm{II}} = \int_1^{\eta}\Phi^{\mathrm{II}}\cdot N(\nu)\,d\nu = 4\alpha z^2\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\lg\xi. \tag{12}$$

Этот результат отличается от результата Вильямса множителем $\frac{2}{z}$. Дело в том, что мы в отличие от Вильямса пользовались асимптотическим ($\nu \gg 1$) выражением (2) формулы Брейта-Виллера. Большой ошибки при этом, как мы видим, не получается.

Для Φ^{III} мы имеем в своем распоряжении только асимптотическое выражение. Пользуясь этим (3) выражением, мы получаем поперечное сечение для неупругого рассеивания фотона на ядре с рождением пары в виде:

$$\sigma^{\mathrm{III}} = \int_1^{\eta} \Phi^{\mathrm{III}} N(\nu)\, d\nu = \frac{36}{\pi} \alpha^2 z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \lg \xi + \frac{1}{\eta} f(\lg \eta), \tag{13}$$

где $f(\lg \eta)$—полином третьей степени от $\lg \eta$. Мы видим, что при больших энергиях ($\eta \gg 1$) выражение (13) переходит в

$$\sigma^{\mathrm{III}} = \frac{36}{\pi} \alpha^2 z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \lg \xi, \tag{14}$$

и отношение σ^{III} к σ^{II} в отличие от случая Кокеля от энергии не зависит:

$$\frac{\sigma^{\mathrm{III}}}{\sigma^{\mathrm{II}}} \sim \alpha.$$

Казалось бы, что в нашем случае мы должны были бы получить результат, аналогичный результату Кокеля (3), потому что в основе вычислений нашего эффекта лежат как раз эффекты, сравниваемые Кокелем: Φ^{III} и Φ^{II}. Но в обсуждаемом нами эффекте процессы Φ^{III} и Φ^{II} при $\eta \gg 1$ играют малую роль [интегралы (12) и (13) быстро конвергируют], а ведь только при больших η существенно замечание Кокеля.

Результат, подобный нашему, следует ожидать во всех тех случаях, когда метод Вильямса строго применим, т. е. когда процессы при $\eta \gg 1$ не играют существенной роли и интегралы типа (13) быстро конвергируют.

Физический институт им. П. Н. Лебедева.
Академия Наук СССР.

Поступило
28 V 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] ZS. f. Phys., **107**, 153 (1937). [2] Phys. Rev., **46**, 1097 (1934). [3] E. J. Williams, Danske Videnskabernes, XIII, 4 (1935).