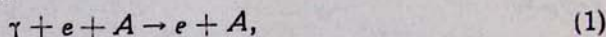


КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОБРАТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ОБРАЗОВАНИЕ
ПАР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С. М. ДАРБИНЯН, К. А. ИСПИРЯН

В последние годы возрос интерес к сильным и электромагнитным трехчастичным взаимодействиям. Экспериментальное исследование таких электромагнитных процессов при малых энергиях стало возможным благодаря существованию плотных фотонных лазерных пучков. Оптимистические оценки, приведенные недавно Диамбрини—Палаззи [1] для электромагнитного трехчастичного процесса при высоких энергиях, а именно, обратного тормозного излучения



показывают, что в настоящее время можно не только экспериментально наблюдать реакцию (1), но и использовать ее для самоускорения электронов высоких энергий.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию реакции (1) и реакции обратного образования пар на ядрах



В отличие от качественных соображений, приведенных в [1], результаты данной работы содержат основные характеристики этих процессов и показывают, что при высоких энергиях экспериментальное исследование реакции (1) затруднительно, но не безнадежно, в то время, как экспериментальное наблюдение реакции (2) почти невозможно.

Вычисления проведены в борновском приближении с учетом экспоненциального экранирования поля ядра атомными электронами; при этом мы пользовались известными выражениями для матричных элементов соответствующих прямых процессов. Так как в начальном состоянии имеются три частицы, то вместо обычного сечения мы вычисляем «скорость реакции» [2]

$$R = \frac{dN/dtdV}{j_1 n_2 n_3}, \quad (3)$$

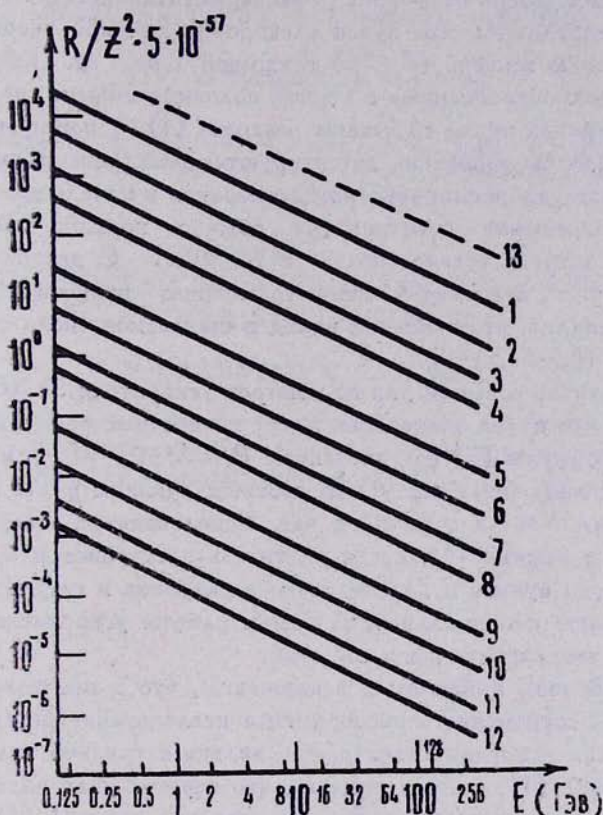
где $dN/dtdV$ —число событий в единицу времени и в единице объема взаимодействия, j_1 —плотность потока частиц 1, n_2, n_3 —плотности частиц 2 и 3 (ядро).

В случае реакции (1), опуская довольно громоздкое выражение для R_1 , когда угол между импульсами падающего электрона и фотона $\theta_1 \neq 0$, мы приводим результат при $\theta_1 = 0$ после интегрирования по углам вылета конечного электрона (в приближении больших энергий и малых углов)

$$R_1(E) = 16 \pi^2 Z^2 r_e^2 \frac{m(1+x)}{E x^3 (1-\gamma^2)^2} \left[-2 - \frac{E x \varepsilon (1-\gamma^2)}{m} - \left(\frac{1+\gamma^2}{1-\gamma^2} + \frac{E x \varepsilon}{m} \right) \ln \gamma^2 \right], \quad (4)$$

где Z — заряд ядра, $\alpha = 1/137$, m и E — масса и энергия электрона, λ_e — комптоновская длина волны, $x = \omega/E$ (ω — энергия фотона), $\gamma^2 = \varepsilon^2 + p^2$, $p = \alpha Z^{1,3}$, $\varepsilon = \delta/m$, $\delta = m^2 \omega / 2E (E + \omega)$.

Для иллюстрации на рисунке показана зависимость R_1 от E при различных значениях x и $y = \theta_1/(m/E)$ для $Z=74$. Пунктирная кривая соответствует вычислениям без учета экранировки ($p=0$) и показывает, что экранировка существенна. Как видно из рисунка и формулы (4), зависимость R_1 от x имеет вид $1/x^3$, а от E — вид $1/E$, тогда как зависимость от y — более сложная, но R_1 падает с увеличением y .



Зависимость R_1 от E при разных значениях x и $y = 0, 1, 2, 3$: кривые 1, 2, 3, 4 — $x = 10^{-2}$; 5, 6, 7, 8 — $x = 10^{-1}$; 9, 10, 11, 12 — $x = 1$; 13 — $x = 10^{-2}$, $y = 0$, $p = 0$ (без экранировки).

В случае реакции (2), когда угол между электроном и позитроном $\theta_1 = 0$, после интегрирования по углам вылета фотона имеем

$$R_2 = 16 \pi^2 Z^2 \alpha^3 \lambda_e^5 \frac{m \varepsilon_+ \varepsilon_-}{\omega^3 \gamma^2} \left\{ \frac{U_- + 2}{U_-^2} + \frac{U_+ + 2}{U_+^2} - \frac{2}{U_+ U_-} - \frac{\gamma^2}{2 U_+ U_-} \right. \\ \left. \times \left(\frac{\varepsilon_+}{\varepsilon_-} + \frac{\varepsilon_-}{\varepsilon_+} \right) - 2 \frac{U_- + 1}{U_-^2} \left[\frac{1}{U_-} + \frac{4 \varepsilon_-^2 + \omega^2 (\varepsilon_+ / \varepsilon_- + \varepsilon_- / \varepsilon_+)}{4 (\varepsilon_-^2 - \varepsilon_+^2)} \right] \ln(U_- + 1) - \right.$$

$$-2 \frac{U_+ + 1}{U_+^2} \left[\frac{1}{U_+} + \frac{4\varepsilon_+^2 + \omega^2 (\varepsilon_+/\varepsilon_- + \varepsilon_-/\varepsilon_+)}{4(\varepsilon_+^2 - \varepsilon_-^2)} \right] \ln(U_+ + 1). \quad (5)$$

Здесь ω , ε_+ и ε_- — энергии фотона, позитрона и электрона, $\omega = \varepsilon_+ + \varepsilon_-$, $\gamma^2 = \varepsilon^2 + p^2$, $p = \alpha Z^{1/3}$, $\varepsilon = \delta/m$, $\delta = m^2 \omega / 2 \varepsilon_+ \varepsilon_-$, $U_{\pm} = \gamma^2 \varepsilon_{\pm}^2 / \omega^2 - 1$.

Как и следовало ожидать, R_2 симметрично относительно ε_+ и ε_- . Вычисления, проведенные с помощью формулы (5), показывают, что R_2 падает с ε_- как $1/\varepsilon_-$; при этом значения R_2 меньше соответствующих значений R_1 .

Рассмотрим теперь возможность экспериментального наблюдения реакции (1). Предположим, что пучок электронов высокой энергии E падает на вольфрамовую мишень ($Z=74$) толщиной 1 рад. ед. Примем, что тормозные фотоны, образованные в первой половине мишени, во второй половине на электронах пучка вызывают реакцию (1). С помощью спектрометра, помещенного за мишенью, детектируются электроны с энергией, большей E . Так как разброс по энергиям электронов в начальном пучке и энергетическое разрешение спектрометра обычно порядка $\Delta E/E \leq 1\%$, то разумно рассмотреть только фотоны с $x \geq 10^{-2}$. С другой стороны, поскольку $R_1 \sim 1/x^2$, а спектр фотонов тормозного излучения падает как $\sim 1/x$, то очевидно, что основной вклад в ожидаемое число событий дадут фотоны с $x \sim (0,5 \div 1,5) \cdot 10^{-2}$.

Оценим число событий для параметров ускорителя SLAC с $E=20$ Гэв [3]. Считая, что пучок электронов имеет поперечные размеры $\sim 10^{-2}$ см², с помощью формулы (3) со значением $R_1 \approx Z^2 \cdot 1,3 \cdot 10^{-55}$ см⁵ (принимается, что все фотоны летят под углом, соответствующим $y=1$) для числа событий получим $N \approx 0,5$ событий в час. Использование ускорителя SLAC в специальном режиме [4], когда плотность электронов в бунче увеличивается, но число бундов и полное число электронов в секунду уменьшаются по сравнению с нормальным режимом работы ускорителя, не дает существенного увеличения числа событий.

Таким образом приходим к заключению, что в пределах технических возможностей современного эксперимента исследование реакции (1), т. е. наблюдение самоускорения электронов, является трудной задачей. Как отмечено в работе [1], можно ожидать, что эффект увеличится в монокристаллах, однако экспериментальное исследование реакции (1), а также более трудной реакции (2), может быть осуществлено на будущих более мощных ускорителях.

Авторы благодарят Г. М. Гарибяна и И. И. Гольдмана за полезные обсуждения.

Примечание при корректуре. Пока работа находилась в печати, появилась статья R. Barbieri et al. Phys. Lett., 61B, 196 (1976), в которой исследована реакция (1) и приведена формула (4) без учета экранировки.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Diambri-Palazzi. Phys. Lett., 57B, 491 (1975).
2. Z. Fried. Nuovo Cim., 22, 1303 (1961).
3. М. Блюэтт, Н. Фогт-Нильсен. Каталог по ускорителям на высокие энергии. ЦНИИатоминформ, М., 1974.
4. Труды 7-ой Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Ереван—Цахкадзор, 1969, Изд. АН АрмССР, 1970, т. 1, стр. 79.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԱՐԳԵԼԱԿՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԵՎ ԶՈՒՅԳԵՐԻ
ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ՄԵՍ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ս. Մ. ԴԱՐԻՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ

Բոսնի մոտավորությամբ հաշվի առնելով միջուկի դաշտի էկրանավորումը հաշվված են մեծ էներգիաների դեպքում հակադարձ արդելակման և զույգերի առաջացման ռեակցիաների արագությունը: Քննարկված են այդ պրոցեսների փորձնական դիտման հնարավորությունները:

• HIGH ENERGY INVERSE BREMSSTRAHLUNG
AND PAIR PRODUCTION

S. M. DARBINYAN, K. A. ISPIRYAN

The „reaction rates“ for inverse bremsstrahlung and pair production on nuclei are calculated in Born approximation taking into account the screening of nuclear field. The possibilities of experimental observation of these processes are discussed.