

И. ПОМЕРАНЧУК и И. ШМУШКЕВИЧ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОБМЕННЫХ СИЛ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 25 X 1949)

Как было указано в нашей работе (1), наличие обменных сил между нейтроном и протоном должно приводить к значительному возрастанию интенсивности излучения фотонов при столкновениях между этими частицами. Для соответствующего поперечного сечения σ была установлена следующая связь с сечением упругого рассеяния:

$$\sigma \approx \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \lg \frac{V \sqrt{V_0 E}}{\hbar \omega_1} \frac{E}{Mc^2} \sigma_e. \quad (1)$$

Оценка этого сечения для рассеяния быстрых нейтронов на ядрах различных элементов производилась с помощью экспериментальных данных для σ_e .

Мы хотим указать, что, строго говоря, соотношение (1) справедливо, как это следует из самого вывода, лишь для столкновений между нейтроном и протоном. При столкновениях же с тяжелыми ядрами налетающая частица (нейтрон или протон) может испытать несколько столкновений с отдельными нуклонами перед тем как выйти из ядра. Это число столкновений $\sim R/l$, где R — радиус ядра, а l — длина свободного пробега налетающей частицы в ядре. По порядку

величины $R = r_0 A^{1/2}$ и $l \sim \frac{1}{n\sigma_1} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_0^3}{\sigma_1}$. Следовательно, $\frac{R}{l} \sim \frac{\sigma_1}{r_0^2} A^{1/2}$.

$r_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-13}$ см, а σ_1 для оценки мы можем заменить на сечение упругого рассеяния нейтронов протонами*, которое при энергии нейтронов $E = 90$ Мэв равно $0,083 \cdot 10^{-24}$ см² (3). Поэтому частица с энергией в несколько сот мегаэлектронвольт может испытать несколько столкновений в тяжелом ядре.

Имея в виду, что дебройлевская длина волны частицы, при соответствующей энергии, мала по сравнению с расстоянием между частицами в ядре, мы оценим интенсивность излучения, рассматривая классически движение налетающей частицы (4).

Для нейтрона, влетающего с большой скоростью V в ядро, имеется значительная вероятность (примерно $1/2$) при первом же столкновении с ядерным протоном передать, благодаря обменным силам, почти весь свой импульс протону. Интенсивность возникающего при этом

* Здесь, так же как в (1) и во всех формулах для сечения в (1), следует брать примерно половину этого упругого сечения, учитывая, что обменные силы составляют приблизительно половину всех сил, действующих между протоном и нейтроном. Для порядковых расчетов это не очень существенно.

излучения в интервале частот $d\omega$ получится из (1) (12) умножением на $\hbar\omega$ и делением на $d\sigma_e$:

$$dI = \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{c^3} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_0)^2 d\omega \approx \frac{2}{3\pi} \frac{e^2 V^2}{c^3} d\omega. \quad (2)$$

Получившийся быстрый протон, аналогичным образом, благодаря обменному эффекту, может при последующем столкновении с нейтроном передать последнему свой импульс. При этом также произойдет излучение с повышенной интенсивностью (по сравнению с излучением, имеющим место при обычном взаимодействии). Пренебрегая эффектами, связанными с образованием вторичных медленных протонов (их импульс порядка $\hbar/a \ll Mv$) можно считать, что в каждый момент времени имеется только один быстро движущийся заряд или ни одного.

Фурье-компонента векторного потенциала возникающего при этом излучения (5):

$$\mathbf{A}_\omega = \frac{e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{R}_0}}{2\pi c R_0} \int_{-\infty}^{+\infty} e\mathbf{v}(t) e^{i[\omega t - \vec{\mathbf{x}}\cdot\vec{\mathbf{r}}(t)]} dt. \quad (3)$$

Рассматривая излучение в наиболее эффективной части спектра, т. е. фотоны с энергией не большей, чем $\sqrt{V_0 E}$ (или, что то же, с частотами, удовлетворяющими неравенству $\omega\tau \ll 1$, где τ — время столкновения), мы можем при вычислении этого интеграла пренебречь той его долей, которая приходится на время столкновений. Тогда получим

$$\mathbf{A}_\omega = -\frac{e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{R}_0}}{2\pi c R_0} \sum_m \frac{e}{i\omega} \Delta\mathbf{v}_m e^{i(\omega t_m - \vec{\mathbf{x}}\cdot\vec{\mathbf{r}}_m)}. \quad (4)$$

Здесь сумма берется по всем столкновениям, при которых происходит изменение скорости заряда, т. е. протона. Это изменение обозначено через $\Delta\mathbf{v}_m$. Столкновения нейтрона с нейтроном и протона с протоном в (7) не учитываются; последнее — в силу квадрупольности соответствующего излучения, интенсивность которого в рассматриваемой нерелятивистской области значительно меньше дипольного. В (4) в знаменателе под знаком суммы пренебрежено также членом $\vec{\mathbf{x}}\cdot\mathbf{v}$ по сравнению с ω ($v \ll c$). Для интенсивности излучения в интервале частот $d\omega$ и элементе телесного угла $d\Omega_x$ получаем

$$dI = \frac{e^2}{4\pi^2 c^3} \left| \left[\mathbf{n}, \sum_m \Delta\mathbf{v}_m e^{i(\omega t_m - \vec{\mathbf{x}}\cdot\vec{\mathbf{r}}_m)} \right] \right|^2, \quad (5)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении $\vec{\mathbf{x}}$.

Пренебрегая диссипацией энергии быстрой частицы, будем считать скорость ее \mathbf{v} постоянной. Тогда $\Delta\mathbf{v}_m = \pm \mathbf{V}$ и $t_m = x_m/V$, где x_m — путь, проходимый быстрой частицей до m -го столкновения.

Рассмотрим сначала излучение длинных волн, частота которых удовлетворяет условию

$$\frac{\omega R}{V} \ll 1. \quad (6)$$

В этом случае во всех членах суммы (4) $e^{i(\omega t_m - \vec{\mathbf{x}}\cdot\vec{\mathbf{r}}_m)} \approx 1$ и

$$\sum_m \Delta\mathbf{v}_m \approx \mathbf{v}_{\text{кон}} - \mathbf{v}_{\text{нач}}. \quad (7)$$

Таким образом, если первоначально в ядро попадает быстрый нейтрон и вылетает также нейтрон, то никакого излучения фотонов с энергией

$$\hbar\omega \ll \sqrt{\frac{E}{Mc^2}} \frac{\hbar c}{R} \quad (8)$$

происходить не будет. Если же вылетает протон, то $v_{нач} = 0$, а $v_{кон} = V$. Подставляя это в (7) и затем в (5), деля последнее на $\hbar\omega$ и умножая на поперечное сечение попадания нейтрона в ядро, которое по порядку величины совпадает с сечением упругого рассеяния нейтрона σ_e , мы, после интегрирования по всем направлениям вылета фотона, снова возвращаемся для длинноволновой части излучения к результатам, полученным в (1):

$$d\sigma = \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{Mc^2} \sigma_e \frac{d\omega}{\omega}. \quad (9)$$

Усреднение по различным возможностям вылета нейтрона или протона дает еще дополнительный фактор порядка $1/2$, который, впрочем, согласно сделанному ранее примечанию, должен быть введен и в (1). Такой же результат, конечно, получается и для столкновений протонов с ядрами.

Для фотонов же с энергией

$$\hbar\omega \gg \sqrt{\frac{E}{Mc^2}} \frac{\hbar c}{R} \quad (10)$$

при усреднении квадрата модуля суммы в (5) по различным возможным столкновениям в ядре возникает дополнительный множитель, равный примерно среднему числу столкновений, испытываемых быстрой частицей в ядре*. Последнее, как уже было указано, невелико и потому, по порядку величины, формулу (1) можно считать верной и для столкновений быстрых нейтронов или протонов с ядрами.

Недавно сообщалось о наблюдении интенсивного излучения фотонов при столкновениях с ядрами быстрых протонов, полученных в циклотроне (b). Рассматриваемый нами механизм образования фотонов, хотя и приводит к эффективным сечениям, повидимому, меньшим, чем наблюдаемые, тем не менее должен, возможно, учитываться при анализе соответствующих экспериментов.

Интересно еще сравнить потери энергии быстрой частицы при столкновениях с излучением и при упругих столкновениях. Энергия, теряемая в среднем при одном столкновении на излучение:

$$\frac{1}{\sigma_e} \int \hbar\omega d\sigma \sim \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{Mc^2} \sqrt{V_0 E}; \quad (11)$$

потеря же энергии при упругом столкновении порядка $V_0 = \hbar^2 / Ma^2$. Отношение этих потерь

$$\sim \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{Mc^2} \sqrt{\frac{E}{V_0}}. \quad (12)$$

Хотя эта величина даже при энергии $E = Mc^2$ много меньше единицы (порядка 3%), но важно, что с ростом энергии она растет и при ультрарелятивистских скоростях потери энергии на излучение могут стать существенными.

* Так как R только в 2—3 раза больше, чем l , то мы не уточняем вопроса о том, что именно должно стоять в знаменателе правой части неравенства (10), R или l , для справедливости последнего утверждения.

В заключение отметим одно свойство рассматриваемого излучения. Вектор изменения скорости заряда при всех столкновениях, обусловленных обменными силами, имеет всегда почти одно и то же направление, совпадающее с направлением скорости быстрой частицы*.

Поэтому излучение, сопровождающее такие столкновения, будет иметь в каждом направлении вполне определенную поляризацию, совпадающую с поляризацией излучения диполя, колеблющегося в направлении движения частицы. При этом угловое распределение интенсивности излучения при столкновениях нейтронов с протонами, а для малых частот также при столкновениях нейтронов или протонов с ядрами будет иметь вид:

$$dI = \frac{e^2 V^2}{4\pi^2 c^3} \sin^2 \vartheta d\Omega_\omega d\omega. \quad (13)$$

Для частот же, определяемых неравенством (10), в случае столкновений нейтронов или протонов с ядрами для получения интенсивности излучения нужно выражение (13) помножить еще на величину порядка R/l .

Поступило
19 X 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ И. Померанчук и И. Шмушкевич, ДАН, 64, № 4 (1949). ² Г. Бете Лекции по теории ядра, 1949, стр. 19. ³ L. J. Cook, E. M. McMillan, J. M. Peterson and D. C. Sewell, Phys. Rev., 72, 1264 (1947). ⁴ R. Serber, Phys. Rev., 72, 1114 (1947). ⁵ Л. Ландау и Е. Лифшиц, Теория поля, 1949, гл. IX, § 66. ⁶ B. J. Mayer, H. F. York and R. Bjorklung, Bull. Am. Phys. Soc., 24, 2, 19 (1949); 24, 4, 36 (1949).

* Благодаря этому обстоятельству можно сделать следующее заключение об интенсивности длинноволнового излучения, возникающего благодаря обменным силам при кратковременном облучении какой-либо мишени пучком нейтронов. Именно, если обозначить через L длину, которую нейтроны проходят прежде чем затормозиться, то интенсивность излучения с длиной волны большей, чем $L \frac{c}{v}$ (см. (6)), при этом предполагается, что L/v много больше времени облучения), будет пропорциональна квадрату общего количества нейтронов, попавших на мишень за время облучения. Однако существующие интенсивности нейтронных пучков, повидимому, недостаточны для того, чтобы этот эффект мог быть наблюдаем.