

В. Я. ФАЙНБЕРГ и Е. Л. ФЕЙНБЕРГ

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОТОН — НЕЙТРОН

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 6 VII 1949)

1. Опыты с быстрыми протонами и нейтронами ( $E \sim 10^8$  эв)<sup>(1)</sup>, по-видимому, указывают на значительную роль обменных сил во взаимодействии нейтрон — протон. При взаимном рассеянии этих частиц, из-за того, что их длина волны много меньше радиуса действия ядерных сил  $a$ , начальный и конечный импульсы рассеиваемой частицы  $\hbar\mathbf{k}$  и  $\hbar\mathbf{k}'$  близки (в противном случае матричный элемент взаимодействия, пропорциональный

$$\int e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

исчезает):  $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| a \sim 2ka \sin \frac{\theta}{2} \ll 1$  ( $\theta$  — угол рассеяния), и наиболее вероятны малые передачи энергии ( $\sim V_0 = \hbar^2 / Ma^2 \sim 20-40$  Мэв,  $M$  — масса нуклона). Обнаружение большого числа частиц, рассеянных (в системе центра тяжести) назад, свидетельствует, что в действительности в качестве рассеянной частицы сочтена частица, служившая мишенью, которая в процессе взаимодействия успела перезарядиться.

И. Померанчук и И. Шмушкевич<sup>(2)</sup> обратили внимание, что при этом должно возникнуть специфическое электромагнитное излучение.

Обычное (не сопровождающееся передачей заряда) рассеяние частиц также может происходить лишь на малый угол  $\theta \sim 1/ka$ . Оно должно сопровождаться обычным тормозным излучением. Однако здесь отклонение частицы на малый угол соответствует столь же малому отклонению заряда. Инерцию заряда здесь определяет инерция частицы и излучение является сравнительно слабым. Безинерционная передача заряда при обменном взаимодействии соответствует большому изменению электрического дипольного момента системы и потому дает гораздо более интенсивное излучение, имеющее, как отметили упомянутые авторы, специфическое угловое распределение (типа излучения диполя с осью вдоль  $\theta = 0$ ) и поляризацию. Поперечное сечение для излучения фотона частоты  $\omega$  оказалось равным<sup>(2)</sup>:

$$d\sigma_{el} = \frac{2}{3\pi} \frac{d\omega}{\omega} \frac{e^2}{\hbar c} \left( \frac{\hbar |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|}{Mc} \right)^2 d\sigma_e \sim \frac{2}{3\pi} \frac{d\omega}{\omega} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{Mc^2} d\sigma_e, \quad (2)$$

где  $d\sigma_e$  — дифференциальное сечение упругого рассеяния частицы, меняющего его импульс  $\hbar\mathbf{k}$  на  $\hbar\mathbf{k}'$ . Полное сечение для испускания кванта в интервале энергий от некоторой наименьшей  $\hbar\omega_1$  до максимальной возможной, определяемой из условия, чтобы (1) не исчезало,  $\hbar\omega_{\max} \sim \sqrt{V_0 E}$ <sup>(2)</sup>, имеет порядок:

$$\sigma_{el} \sim \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \ln \frac{V \sqrt{V_0 E}}{\hbar \omega_1} \frac{E}{Mc^2} \sigma_e. \quad (3)$$

Для  $E = 90$  Мэв  $\sigma_e \approx 0,076 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  (1),  $\sigma_{el} \sim 10^{-28} \text{ см}^2$ .

2. Мы хотим отметить, что эти формулы не исчерпывают всех возможностей, и анализ испускаемых квантов может дать более детальные сведения о характере ядерных сил. Дело в том, что, например, простой обмен зарядом между протоном и нейтроном может привести к изменению не только электрического, но и магнитного момента системы. Пусть, например, частицы обладали противоположными спинами. Так как магнитный момент протона  $\mu_p$  направлен по спину, а нейтрона  $\mu_n$  — обратно спину, то магнитные моменты при этом будут параллельны. Если обмен зарядами не сопровождается обменом спинов (силы типа Гейзенберга), то обмен зарядов должен изменить направление магнитного момента каждой частицы и всей системы в целом. Это должно дать дополнительное электромагнитное излучение.

Если рассмотреть 4 типа ядерных сил: обычные (Вигнер), содержащие обмен только зарядов (Гейзенберг), содержащие обмен зарядов и спинов (Майорана) и содержащие обмен только спинов (Бартлет), то легко видеть, что к излучению, которое указали и исследовали И. Померанчук и И. Шмушкевич („электрическому“), приводят силы второго и третьего типа, а к указанному здесь („магнитному“) — второго и четвертого.

Так как взаимодействие магнитных моментов с полем излучения описывается оператором:

$$H_r^{(m)} = -\mu_n (\vec{\sigma}_n \vec{\mathfrak{H}}) - \mu_p (\vec{\sigma}_p \vec{\mathfrak{H}}), \quad (4)$$

$\vec{\mathfrak{H}} = \text{rot } \vec{A} = i [\vec{x} \vec{A}]$ , где  $\vec{\sigma}_n$ ,  $\vec{\sigma}_p$  — операторы спина взаимодействующих частиц;  $\vec{x}$  — волновой вектор фотона;  $\vec{\mathfrak{H}}$  — магнитное поле, то по сравнению со случаем (2) в матричный элемент войдет добавочный множитель  $\vec{x}$ , а в сечение —  $x^2 = \omega^2 / c^2$ . Спектр излучения будет не типа  $d\omega / \omega$ , а  $\omega d\omega$ , т. е. с максимумом в области больших частот. Кроме того, сечение будет содержать множитель  $(\mu_n - \mu_p)^2 = (\mu_n^0 - \mu_p^0)^2 \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2$ , где  $\mu_n^0 \approx -1,9$ ,  $\mu_p^0 \approx 2,85$ .

Большим значением фактора  $(\mu_n^0 - \mu_p^0)^2 \approx 22,5$  в значительной мере перекрывается то обстоятельство, что магнитный момент, движущийся со скоростью существенно меньшей скорости света, излучает слабее, чем заряд.

Наконец, для неполяризованного пучка падающих частиц нет оснований ожидать значительной направленности „магнитного“ излучения.

Таким образом, „магнитное“ излучение отличается от „электрического“ резким преобладанием высоких частот (с максимумом в области  $\hbar\omega \sim \sqrt{V_0 E} \sim 80$  Мэв для  $E \sim 200$  Мэв) и изотропностью. Поэтому экспериментальное изучение электромагнитного излучения при соударении нуклонов может дать указания на характер ядерных сил.

Вычисления проводились по теории возмущений в борновском приближении и поэтому для справедливости нижеприведенных формул энергия падающей частицы должна быть достаточно велика:  $\sqrt{E} \gg \sqrt{V_0}$  (3). С другой стороны, нерелятивистский характер рассмотрения требует, чтобы было  $E \ll Mc^2$ . Это оставляет для полученных формул довольно узкую область применимости в непосредственной окрестности значения  $E \sim 200$  Мэв. Но эта область как раз и является экспериментально особенно интересной.

Так как операторы взаимодействия с излучением магнитного момента (4) и электрического заряда (2) по-разному содержат спин, то,

классифицируя состояния всей системы по полному значению спина и по его проекции на заданную ось, легко получить что излучения „электрическое“ и „магнитное“ соответствуют различным переходам, не интерферируют между собой и их можно рассматривать отдельно. Различные типы сил были рассмотрены также раздельно (хотя между некоторыми из них интерференция возможна). В результате было найдено, как и следовало ожидать, что „электрическое“ излучение присутствует при обмене только зарядами и при обмене зарядами и спинами одновременно.

Для „магнитного“ излучения, которое присутствует для сил, выражающих обмен только зарядами или только спинами, дифференциальное сечение получилось равным:

$$d\sigma_m \simeq \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{\hbar c} (\mu_n^0 - \mu_p^0)^2 \frac{\hbar\omega}{Mc^2} d \frac{\hbar\omega}{Mc^2} d\sigma_e, \quad (5)$$

а полное сечение, получаемое интегрированием до  $\hbar\omega \sim \sqrt{V_0 E}$ , равно

$$\sigma_m \sim \frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{\hbar c} (\mu_n^0 - \mu_p^0)^2 \frac{E V_0}{(Mc^2)^2} \sigma_e. \quad (6)$$

(Более подробное рассмотрение показывает, что в действительности спектральный максимум „магнитного“ излучения чрезвычайно сильно размыт.)

Таким образом, полное сечение излучения, сконцентрированное в области квантов большой энергии, относительно мало по сравнению с  $\sigma_{el}$ :

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{el}} \sim (\mu_n^0 - \mu_p^0)^2 \frac{V_0}{Mc^2} \frac{1}{\ln(V V_0 E / \hbar\omega_1)} \sim \frac{1}{10}. \quad (7)$$

Однако в области спектрального максимума, т. е. при  $\hbar\omega \sim \sqrt{V_0 E}$ , сравнивая (2) и (5), находим

$$\frac{d\sigma_m}{d\sigma_{el}} \sim \frac{E}{Mc^2} (\mu_n^0 - \mu_p^0)^2. \quad (8)$$

При  $E \sim 200$  Мэв это отношение составляет несколько единиц. Таким образом, для больших энергий квантов рассмотренный механизм резко выделен.

В принципе возможно, в результате изучения электромагнитного излучения, исключить присутствие того или иного типа сил. Так например, если излучение рассмотренного типа не будет обнаружено в направлении, образующем угол  $180^\circ$  с направлением первичного пучка (где „электрическое“ излучение отсутствует), то исключена значительная примесь сил, содержащих обмен только спинами. Эти соображения должны быть приняты во внимание при столкновении излучения, экспериментально замеченного при рассеянии дейтронов высокой энергии на ядрах.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило  
2 VII 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> J. Hadley, E. Kelly, C. Leith, E. Segré, C. Wiegand and H. York, Phys. Rev., 75, 351 (1949). <sup>2</sup> И. Померанчук и И. Шмушкевич, ДАН, 64, 499 (1949). <sup>3</sup> Л. Ландау и Е. Лифшиц, Квантовая механика, ч. 1, 1948, стр. 184.