

ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
 МЮОНА ЗА СЧЕТ ВОЗБУЖДЕНИЯ МИШЕНИ

Э. В. Бугаев, Л. Г. Деденко

УДК 539.12

Найдены поправки к сечению тормозного излучения мюона за счет возбуждения электронной оболочки атома, нуклонных оболочек ядра и за счет выбивания нуклонов из ядра мишени. Обсуждается вопрос о поправке за счет рождения пионов.

В предыдущей работе авторов /1/ было показано, что учет упругого электромагнитного формфактора ядра мишени довольно сильно снижает сечение тормозного излучения. Рассмотрим теперь, насколько изменится этот результат при учете различного рода возбуждений атома и ядра мишени.

I. Учет возбуждения атомных уровней. Для того, чтобы учесть эти возбуждения, следует заменить выражение для w_{44} , данное в /1/, на более общее:

$$w_{44} = \sum_n \left| \int \langle n | \hat{j}_4(\vec{x}) | 0 \rangle e^{-i\vec{q}\vec{x}} d\vec{x} \right|^2 = z^2 (F_n - F_e)^2 + zF_1(q), \quad (1)$$

где F_1 - неупругий атомный формфактор, определяемый соотношением

$$F_1 = 1 - zF_e + \int \sum_{i \neq j} \exp[i\vec{q}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)] |\psi_0|^2 d\vec{x}_1 \dots d\vec{x}_z. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) F_n и F_e - упругие ядерный и атомный формфакторы, ψ_0 - полная волновая функция электронов атома, \vec{x}_i - их координаты. Первое слагаемое в (1) дает основную часть сечения, вычисленную в /1/. Имеются таблицы F_1 для многих атомов (см., например, /2/). Для малых z удовлетворительно работает приближение неантисимметризованных волновых функций атома, приводящее к простой формуле для F_1 :

$$F_1 \approx 1 - F_e^2. \quad (3)$$

Из (3) видно, что F_1 обрезает область малых q . Физически это обрезание возникает за счет связи электрона в атоме и аналогично явлению экранирования ядра атомными электронами. Так же как и экранирование, связь электронов приводит к обрезанию логарифмического роста сечения с энергией (такой рост характерен для сечений тормозного излучения и рождения пар при столкновении со свободной частицей).

Нужно отметить, что для больших Z использование приближения (3) приводит к заметному завышению F_1 и тем самым к завышению вклада в полное сечение от возбуждения атомных уровней.

2. Учет некогерентного взаимодействия с нуклонами ядра. Этот эффект существенен только в области больших q , сравнимых по величине с граничным импульсом Ферми ядра. Влияние электронной оболочки здесь можно не учитывать. Для расчетов будем использовать простую модель /3/, в которой пренебрегается упрочением квазиупругого пика за счет движения нуклонов в ядре. В этой модели

$$W_{44} = ZF_2 = Z \begin{cases} 1,5 \frac{q}{2p_F} - 0,5 \frac{q^3}{(2p_F)^3}, & q < 2p_F \\ 1, & q > 2p_F \end{cases} \quad (4)$$

где $p_F \approx 0,23$ Гэв. Из (4) видно, что вклад в сечение от этого взаимодействия всегда мал, поскольку оно включается только на хвосте распределения $d\sigma/dq^2$ по q .

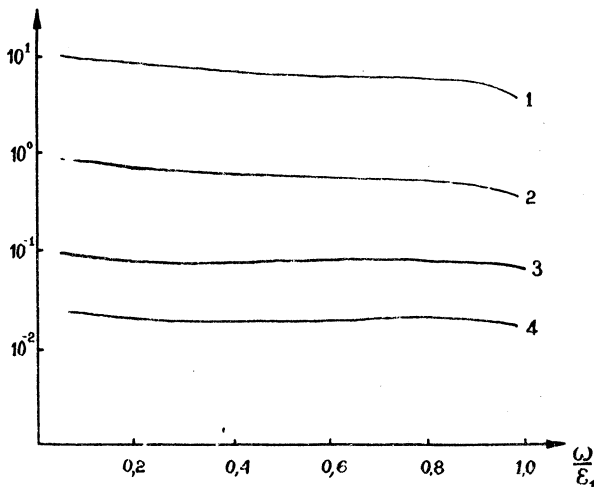
Полная поправка к вычисленному в /1/ сечению за счет возбуждения атома и ядра должна рассчитываться по формулам (8-10) работы /1/, где нужно только сделать следующую замену

$$Z^2(F_n - F_e)^2 \rightarrow ZF_1 + ZF_2. \quad (5)$$

Численные расчеты проводились, как и в предыдущей работе, для ядра кремния. Результаты показаны на рис. I для $\epsilon_1 = 10^3$ Гэв. Кривая 1 - сечение, вычисленное в /1/ (т.е. с фактором $Z^2(F_n - F_e)^2$), кривые 2 и 3 - соответственно вклады от ZF_1 и ZF_2 . Видно, что поправка от ZF_2 составляет 1-2%. Аналогичный результат получается и для других энергий. Поправка за счет взаимодействия с электронами атома составляет при $Z = 14$ около 10-12%.

3. Эффект от некогерентного взаимодействия с нуклонами ядра является определяющим при учете вклада ядерных возбуждений (вклад от области квазиупругого пика). Однако, строго говоря,

$$\frac{\omega}{4Z^2 \left(\frac{m}{M}\right)^2 \alpha^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\omega}$$



Р и с.1. Сечение тормозного излучения мюном с энергией $\epsilon_1 = 10^3$ Гэв, сопровождающееся упругим взаимодействием с атомом мишени (1), возбуждением атомных уровней (2), вылетом нуклонов из ядра (3), возбуждением дискретных уровней ядра (4)

нужно учитывать и область возбуждения дискретных уровней ядра. Оценку соответствующего вклада получим следующим образом. Полный спектр ядерных возбуждений (дискретный и непрерывный вместе) учитывается, очевидно, фактором типа (3)

$$F_3 \approx 1 - F_n^2, \quad (6)$$

так как при выводе (3) и (6) используется теорема полноты набора состояний /4/. Поэтому разность

$$ZF_3 - ZF_2 \quad (7)$$

дает оценку вклада от дискретного спектра. На рис. I показан результат расчета с фактором (7) (кривая 4).

4. Осталась неучтенной еще одна область спектра возбуждений частицы мишени - область рождения пионов. Корректный учет вклада от этой области невозможен в рамках нашего приближения, в котором пренебрегается отдачей. В этой области факторы (точнее, электромагнитные структурные функции w_1 и w_2 /5/) зависят от двух переменных q^2 и ν , где ν - энергия, передаваемая мишени, $\nu = E - E'$ (в лабораторной системе). В релятивистском приближении ($\varepsilon_{1,2}^2 \gg \mu^2$) и для $\omega^2 \gg \mu^2$, $\nu^2 \ll \omega^2$ для сечения тормозного излучения получается следующая формула (обозначения ε_1 , ε_2 , ω имеют тот же смысл, что в /1/):

$$\omega \frac{d\sigma}{d\omega} = 4 \left(r_0 \frac{m}{\mu} \right)^2 \alpha \left\{ \left(1 + \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2} \right) \Phi_1 - \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \Phi_2 + \frac{1}{\varepsilon_1^2} \Phi_3 \right\},$$

$$\Phi_1 = \frac{1}{2} \iint w_2 \left\{ \delta^2(y_1 - 1) - q^2 \ln y_1 - 2\delta\nu \ln y_1 \right\} d\nu \frac{dq^2}{q^4},$$

$$\Phi_2 = 3\mu^2 \iint w_2 \left\{ \frac{\delta^2}{\mu^2} \ln y_1 + \ln y_1 - 1 + \frac{1}{y_1} \right\} d\nu \frac{dq^2}{q^4}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Phi_3 = & \frac{1}{8} \iint w_1 \left\{ 4(4\mu^4 - q^4) \ln y_1 - 2\mu^4 \frac{\omega}{8} (2\mu^2 - q^2) \left(1 - \frac{1}{y_1} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon_1^2} + \frac{1}{\varepsilon_2^2} \right) - \right. \\ & - 2\mu^4 \omega^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_1^2} + \frac{1}{\varepsilon_2^2} \right) \left(\sqrt{y_1^2 - 8\zeta y_1 + 16\zeta(1+\zeta)} - 1 - 4\zeta + \frac{q^2}{4\mu^2} \ln y_1 \right) + \\ & \left. + 86\omega (2\mu^2 - q^2) \ln y_1 \right\} d\nu \frac{dq^2}{q^4}. \end{aligned}$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$y_1 \equiv \frac{1}{8} (\sqrt{q^2 + \nu^2} + \nu); \quad \zeta = \frac{q^2}{4\mu^2}; \quad \delta = \frac{\mu^2 \omega}{2\varepsilon_1 \varepsilon_2};$$

$$\ln y \equiv \frac{1}{4\sqrt{\xi(1+\xi)}} \ln \frac{1 + 4\xi + 4\sqrt{\xi(1+\xi)} - \sqrt{\frac{\xi}{1+\xi}}}{\sqrt{1 - \frac{8\xi}{y_1} + \frac{1}{y_1^2} 16\xi(1+\xi)} + \frac{4}{y_1} \sqrt{\xi(1+\xi)} - \sqrt{\frac{\xi}{1+\xi}}}$$

Кинематические пределы интегрирования по ν и q^2 :

$$-(\delta_1 - \omega - \mu) < \nu < 0; \quad \delta^2 - 2\nu\delta < q^2 < \infty.$$

Если в (8) перейти к частному случаю упруго взаимодействующего бесспинового ядра, т.е.

$$w_2 = -z^2(F_N - F_e)^2 \delta \left(\nu - \frac{q^2}{2M} \right); \quad w_1 = 0$$

и пренебречь отдачи ($\nu = 0$), то получим ранее использовавшуюся (см. /1/, Ф-ла (8)) формулу для сечения.

Расчет искомой поправки по (8) требует знания функций $w_1(q^2, \nu)$, $w_2(q^2, \nu)$ в области рождения пионов. Он будет выполнен в отдельной работе. Сейчас отметим лишь, что как следует из (8), член Φ_3 будет давать существенный вклад, только если $w_1/w_2 \sim \sim \epsilon_1^2/\mu^2$.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию

18 марта 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. В. Бугаев, Л. Г. Деденко. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 44 (1976).
2. D. Cromer. J. Chem. Phys., 47, 1892 (1967).
3. J. Bell, M. Veltman. Phys. Lett., 5, 94 (1963).
4. J. Wheeler, W. Lamb. Phys. Rev., 55, 858 (1939).
5. S. Drell, J. Walecka. Ann. Phys., 28, 18 (1964).