

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИИ РАСПАДАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ НА ПРОБЕГ ДЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ЯЭК

И.М. Дремин, Д.Т. Мадигожин

В предположении больших сечений генерации в адрон-ядерном взаимодействии частиц, распадная длина которых сопоставима с пробегом для взаимодействия L ядерно-электромагнитных каскадов (ЯЭК) при различных энергиях. Показано, что существенное влияние на L может оказать лишь генерация таких частиц с максимально жесткими по x спектрами.

В работе [1] выполнен расчет формы ионизационной кривой с учетом рождения очарованных частиц с большим сечением методом численного решения кинетических каскадных уравнений, а также проведены аналитические оценки для случая, когда очарованные частицы рождаются с энергией, соответствующей средней $x = E/E_0$ спектров чарморозждения. Представляет также интерес получение приближенных результатов для ряда реальных спектров генерации очарованных частиц, чтобы выделить процессы, способные влиять на форму каскадной кривой. Так, экспериментальные результаты последних лет [2] говорят о том, что, по-видимому, существует 20-30%-ная компонента лидирующего чарморозждения, а остальная часть сечения обусловлена процессами с малыми средними x . Интуитивно ясно, что на форму ионизационной кривой в плотном веществе могут повлиять лишь процессы с лидированием, но для того, чтобы иметь основания в численных расчетах ЯЭК пренебрегать мягкой компонентой чарморозждения, необходимы количественные оценки.

Будем исходить из системы кинетических каскадных уравнений для функций распределения частиц по энергиям $F_i(E, z)$:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{\lambda_i} + \frac{\epsilon_i}{E} \right] F_i(E, z) = \sum_j \frac{1}{\lambda_j} \int_0^{E_0} F_j(E', z) W_{ij}(E, E') dE' + \sum_j \epsilon_j \int_0^{E_0} F_j(E', z) V_{ij}(E, E') \frac{dE'}{E'}, \quad (1)$$

где E_0 — энергия первичной частицы; z — глубина вещества в г/см²; λ_i — пробег для взаимодействия частицы i -го типа в веществе; $\epsilon_i = m_i/\tau_i c\rho$; m_i — масса; τ_i — время жизни i -го типа частиц; ρ — плотность вещества; $W_{ij}(E, E')$ — инклюзивный спектр рождения частиц типа i при столкновении с ядром частицы типа j с энергией E' ; $V_{ij}(E, E')$ — аналогичный спектр для распада частицы типа j .

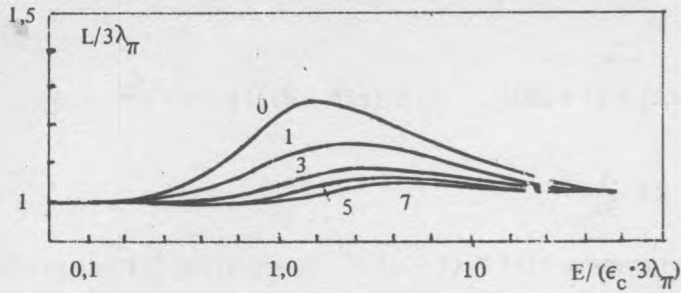
Дмножив уравнение (1) на E и проинтегрировав по энергии от 0 до E_0 , получим систему уравнений:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{\lambda_i} \right] S_i(z) + \epsilon_i N_i(z) = \sum_j \left[\frac{k_{ij}}{\lambda_j} S_j(z) + \epsilon_j T_{ij} N_j(z) \right], \quad (2)$$

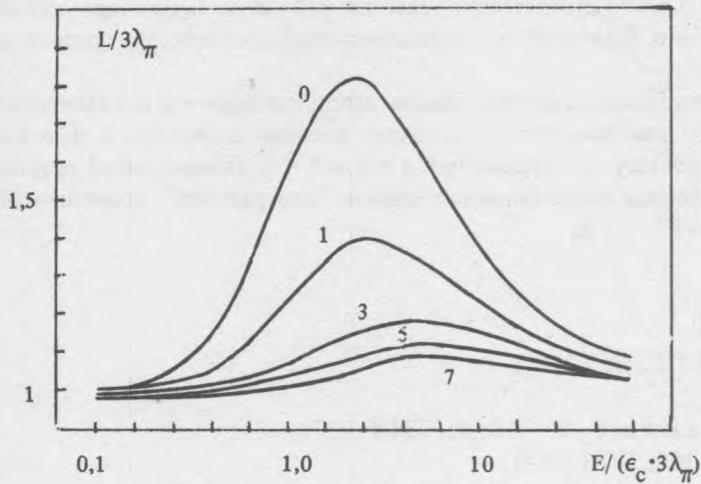
где $S_i(z)$ — поток энергии в i -ой компоненте каскада, $N_i(z)$ — число частиц в ней; k_{ij} — парциальный коэффициент неупругости; T_{ij} — аналог коэффициента неупругости для распада. Здесь предполагается, что k_{ij} не зависит от E' , что имеет место, в частности, в скейлинговых моделях.

Предположим, что в каскаде участвуют только пионы и один тип очарованных частиц, причем последние рождаются только в первом акте и в дальнейшем не взаимодействуют с ядрами, а только распадаются. Последнее предположение учитывает тот факт, что очарованные частицы должны иметь малый коэффициент неупругости благодаря лидированию очарованного кварка [3]. Для данного случая уравнение (2) запишется так:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{3\lambda_\pi} \right] S_\pi(z) = \epsilon_c T_{\pi c} N_c(z). \quad (3)$$



а



б

Рис. 1. Зависимость пробега для поглощения от энергии при $n = 0,5$ (а) и 1 (б). Цифры у кривых — показатели P спектров генерации распадающихся частиц.

Решая кинетическое уравнение (1) для очарованных частиц, принимая их коэффициент неупругости равным нулю, имеем:

$$N_c(z) = n \int_0^1 g(x) \exp\left[-\frac{z\epsilon_c}{E_x}\right] dx, \quad (4)$$

где $n = 2\sigma_{cc}/\sigma_{inel}$ — доля инклюзивного сечения чармороздения в первом акте взаимодействия; $g(x)$ — инклюзивный спектр чармороздения, нормированный на единицу. Приняв в качестве начального условия

$$S_\pi(0) = \frac{2}{3} \left(1 - n \int_0^1 g(x) x dx\right) E_0,$$

решаем уравнение (3). Разделив полученное выражение на E_0 , имеем:

$$\begin{aligned} \bar{S}_\pi(z) = S_\pi(z)/E_0 = & \frac{2}{3} \left(1 - n \int_0^1 g(x) x dx\right) \exp\left(-\frac{z}{3\lambda_\pi}\right) + \\ & + \frac{n\epsilon_c T_{\pi c}}{E_0} \int_0^1 g(x) \frac{\exp(-z\epsilon/E_0 x) - \exp(-z/3\lambda_\pi)}{1/3\lambda_\pi - \epsilon_c/E_0 x} dx. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае $g(x) = 1$ решение выглядит так:

$$\bar{S}_\pi(z) = \exp(-z/3\lambda_\pi) \left(S_\pi(0) + \epsilon_c T_{\pi c} n l(z)/E_0\right),$$

где

$$I(z) = \epsilon_c \left[\frac{\exp(-Az) - 1}{(A+B)B} + \frac{1}{B^2} \left(\ln \frac{A+B}{A} - \text{Ei}(zA) + (1+2B) \text{Ei}(z(A+B)) \right) \right], \quad A = \frac{\epsilon_c}{v} - \frac{1}{3\lambda_\pi},$$

$$B = \frac{1}{3\lambda_\pi}.$$

Для рассмотрения спектров различной жесткости примем $g(x) \propto (1-x)^{-P}$. По формуле (5) для различных P был вычислен пробег для поглощения

$$L = 2\lambda_\pi / [\ln \bar{S}(2\lambda_\pi) - \ln \bar{S}(4\lambda_\pi)]$$

как функция энергии. Принималось $n = 1$ и $n = 0,5$, что соответствует сечению рождения пары очарованных частиц, равному $0,5\sigma_{inel}$ и $0,25\sigma_{inel}$ соответственно. Первое из этих предположений соответствует результату /4/. Результаты расчетов представлены на рис. 1.

Видно, что кроме большого сечения чарморозждения, необходимым условием заметного увеличения пробега для поглощения ЯЭК в плотном веществе является достаточная жесткость спектра, а именно, лучше всего отвечает экспериментальному результату /4/ кривая при $n = 1$ и $P = 0$. Приведенный результат дает основания пренебрегать при расчетах формы ионизационной кривой "центральной" компонентой чарморозждения, характеризующейся значениями $P \sim 3 \div 5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин И. М., Мадигожин Д. Т., Саакян В. А. ЯФ, 41, 954 (1985).
2. Kernan A., Van Dalen G. Phys. Rep., 106, 297 (1984).
3. Ходжамирян А. Ю. Вопросы атомной науки и техники. Сер. тех. физ. экс., вып. 3, № 12, 14 (1982).
4. Yakovlev V. I. et al. Proc. of 18 ICRC, Bangalor, 1983, vol. 5, p. 102.

Поступила в редакцию 19 января 1987 г.