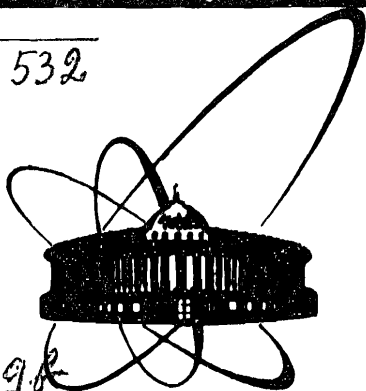


Б 532



С 349.2

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P16-87-304

Л.Г.Бескровная, М.М.Комочков

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ПРОГНОЗИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР
С ТОНКИМИ МИШЕНЯМИ

1987

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие ускорителей тяжелых ионов на высокие энергии в ОИЯИ /1,2/ привело к необходимости разработки метода прогнозирования радиационной обстановки и защиты от излучений, возникающих при взаимодействии релятивистских ядер с веществом. В работах /3-5/ дается обоснование метода расчета дозиметрических параметров поля излучений с целью оценки радиационной обстановки при взаимодействии легких ядер с энергиями от 86 МэВ/нуклон до 3,65 ГэВ/нуклон с веществом. Настоящая работа является дальнейшим развитием работ /3-5/ в свете новых экспериментальных результатов /6-9/.

2. ОСНОВЫ МЕТОДА

При разработке метода /3-5/ и его развитии исходили из основных закономерностей образования адронов и остаточных ядер-мишеней в ядро-ядерных взаимодействиях, из условия доступности алгоритма для инженеров-физиков, работающих в области радиационной защиты, и возможности использования информации о параметрах полей излучений, накопленной в исследованиях протон-ядерных соударений. На основе работ /6-14/ можно отметить следующие основные закономерности образования адронов в ядро-ядерных взаимодействиях, которые были использованы при построении алгоритма расчета.

2.1. Подобие дифференциальных распределений адронов по углу вылета и их энергии $d^2\sigma_{\nu}/dE d\Omega$ имеет место для различных сталкивающихся ядер и, в частности, наблюдается подобие $d^2\sigma_{\nu}/dE d\Omega$ с дифференциальными распределениями в протон-ядерных взаимодействиях $(d^2\sigma_{\nu}/dE d\Omega)_{p-я}$ при энергиях нуклонов $E < E_c$, где E_c - энергия снаряда, приходящаяся на один нуклон. Эта закономерность является, очевидно, следствием того, что нуклоны с такой энергией образуются в основном в результате внутриядерного каскада, который инициируется отдельными нуклонами ядра-снаряда, а не их совокупностью. Отмеченная закономерность позволяет представить этот компонент поля излучения ξ в ядро-ядерном взаимодействии посредством следующего соотношения:

$$\xi = N \xi_{p-я}, \quad /1/$$

где $\xi_{p-я}$ - тот же каскадный компонент поля излучения, но в протон-ядерном соударении. Число эквивалентных протонов N описывается формулой

$$N = A_c^{1/4} + (A_c - 1)^{0,6} \cdot 0,078 [\ln A_M - 1,85], \quad /2/$$

где A_c и A_M - массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени соответственно. Результаты экспериментов свидетельствуют об отсутствии сколько-нибудь существенной зависимости N от энергии ядра-снаряда.

2.2. В области энергий, близких к E_c , при малых углах $\theta < 10^\circ$, наблюдается характерная особенность, присущая ядро-ядерным взаимодействиям - наличие пика в импульсном или энергетическом распределении нуклонов с вершиной при $E = E_c$, где E - энергия нуклонов, и наличие значительного количества нуклонов с $E > E_c$. Измеренные распределения протонов по импульсам в области пиков, представленные в системе ядра-снаряда, оказались практически не зависящими от его энергии при значениях 0,4; 1,05 и 2,10 ГэВ/нуклон; при этом значения дисперсии распределений по продольному и поперечному импульсам, описываемых гауссианом, оказались практически одинаковыми ^{/6/} и равными приблизительно $(54 \text{ МэВ/с})^2$. Величины дисперсии распределений по поперечному импульсу, описываемых экспоненциальной частью, также оказались независимы от E_c , однако отличными от величин дисперсии распределений по продольному импульсу. Это обстоятельство указывает, видимо, на то, что в распределении нуклонов, описываемом экспонентой, заметный вклад вносят нуклоны, претерпевшие квазиупругие столкновения. Однако при установлении зависимости дисперсии экспоненциальной части распределения от E_c пренебрежем этим фактом ради простоты алгоритма, выбрав за основу параметр ϵ экспоненциального распределения по продольному импульсу равным 65 МэВ/с в системе ядра-снаряда. Отмеченные факты позволяют сделать предположение о том, что энергетические распределения в области пиков формируются в основном теми нуклонами ядер-снарядов, которые не претерпевают столкновений /наблюдатели/ с нуклонами ядер-мишеней при взаимодействии ядер, или нуклонами ядер-снарядов, претерпевших однократные столкновения с нуклонами ядер-мишеней. Параметры дифференциального распределения нуклонов - наблюдателей в лабораторной системе $\frac{d^2 \sigma v}{dE d\Omega}$ можно получить на основе параметров того же распределения нуклонов в системе ядра-снаряда ^{/6/} и преобразования скоростей по Лоренцу:

$$v = \frac{v_c + v'}{1 + \frac{v_c v'}{c^2}}, \quad /3/$$

где v и v' - скорости нуклона в системах лабораторной и ядра-снаряда соответственно, v_c - скорость нуклона, соответствующая энергии E_c , а c - скорость света.

Переходя от импульса нуклонов, соответствующего значению дисперсии распределения $(54 \text{ МэВ/с})^2$ в системе ядра-снаряда, описываемого гауссианом, к скорости нуклона в лабораторной системе согласно /3/ и затем к значению соответствующей ей энергии E_d и $E_d - E_c$ для ряда значений E_c , v_c , получим зависимость дисперсии энергетического распределения $\tau_1^2 = (E_d - E_c)^2$ от E_c . В результате оказалось, что τ_1 хорошо аппроксимируется следующей формулой:

$$\tau_1 = 28 + 0,064 E_c, \text{ МэВ}. \quad /4/$$

Большая часть нуклонов-наблюдателей имеет величины поперечных импульсов менее 100 МэВ/с и соответственно малые $\theta < 10^\circ$ углы отклонения при $E_c > 200 \text{ МэВ/нуклон}$. Кроме того, результаты эксперимента ^{/6/} показывают, что дисперсия распределения нуклонов по продольному импульсу при различных значениях поперечного импульса если и зависит от E_c , то незначительно. Эти два факта позволяют считать τ_1 не зависящей от угла θ для нуклонов-наблюдателей.

Зависимость параметра ϵ_1 / МэВ/ экспоненциальной части энергетического распределения от E_c /МэВ/ нашли в виде:

$$\epsilon_1 = 76 + 0,064 E_c, \text{ МэВ}, \quad /5/$$

приняв его, так же как и τ_1 , не зависящим от θ для нуклонов-наблюдателей.

Результаты эксперимента и изложенные соображения позволяют дифференциальное распределение нейтронов или протонов-наблюдателей $(\frac{d^2 \sigma v}{dE d\Omega})_H$ в лабораторной системе координат представить в виде

$$\left(\frac{d^2 \sigma v}{dE d\Omega}\right)_H = \left(e^{-\frac{(E-E_c)^2}{2\tau_1^2}} e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_1^2}} + \frac{1}{4} e^{-\frac{|E-E_c|}{\epsilon_1}} e^{-\frac{\theta}{\theta_2}} \right) \frac{\sigma K(A_c, A_M)}{\pi \theta_2^2 \cdot \epsilon_1} \quad /6/$$

Здесь

$$\theta_1 \approx \frac{p_1}{\sqrt{2} p_c} = \frac{p_1}{\sqrt{2} \sqrt{E_c^2 + 2E_c m_0 c^2}}, \quad /7/$$

где $p_1 = 54$ МэВ/с - величина поперечного импульса, при котором $\frac{\theta^2}{2\theta_1^2} = 1$, p_c - импульс нуклона в ядре-снаряде, соответствующий E_c , $m_0 c^2$ - энергия покоя нуклона; $\theta_2 \approx \frac{p_2}{p_c}$, где p_2 - величина поперечного импульса, при котором $\frac{\theta}{\theta_2} = 1$; по данным рис. 13 работы ^{6/} p_2 нашли равным 170 МэВ/с; σ - сечение неупругого ядро-ядерного взаимодействия, принимаемое не зависящим от энергии ядра-снаряда /см., например, ^{15/} /; $K(A_c, A_M)$ - параметр фрагментации, определяемый как среднее число протонов или нейтронов-наблюдателей, образующихся в единичном акте взаимодействия ядер-снарядов массовым числом A_c с ядрами атомов мишени массовым числом A_M ^{14/};

$$K(12, A_M) = 0,41 + 1,23 e^{-\frac{A_M}{38}}. \quad /8/$$

Для ядер гелия $K(4, A_M) \approx \frac{1}{4} K(12, A_M)$, для кислорода $K(16, A_M) \approx K(12, A_M)$.

2.3. Промежуточное место между нуклонами-наблюдателями и каскадными частицами занимают нуклоны, образующиеся в основном в одиночных столкновениях нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени. Для них также характерно наличие пика в энергетическом распределении сечения образования, однако энергия, при которой наблюдается вершина распределения, с ростом угла θ уменьшается. Уменьшается с ростом θ и вклад этого компонента в общее дифференциальное сечение образования нуклонов; при этом низкоэнергетическая часть пика в результатах эксперимента исчезает под каскадным компонентом. Нам представляется логичным такой пик описать в первом приближении, так же, как и для нуклонов-наблюдателей, двумя составляющими:

$$\left(\frac{d^2 \sigma \nu}{dE d\Omega} \right)_1 = C_H \frac{N\sigma}{\tau_2 \sqrt{2\pi}} \left[2e^{-\frac{\theta}{\theta_3}} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\tau_2^2}} + 0,52e^{-\frac{\theta}{\theta_4}} e^{-\frac{|E-E_0|}{\epsilon_2}} \right]. \quad /9/$$

Здесь:

$$\tau_2 = \tau_1 (0,28 + 1,14 e^{-\frac{\theta}{1,05}}), \text{ МэВ} \quad \theta_3 = 0,113 \text{ рад}, \quad /10/$$

$$E_0 = 50 + (E_c - 50) \cos(0,9 + 0,109 \ln 0,003 E_c) \theta, \text{ МэВ}, \quad \theta_4 = 0,36 \text{ рад}, \quad /11/$$

$$\epsilon_2 = (56 + 0,112 E_c - 70 e^{-\frac{E_c}{140}}) (0,28 + 1,14 e^{-\frac{\theta}{1,05}}), \text{ МэВ}. \quad /12/$$

Величины E_c , E , τ_2 и ϵ_2 выражены в МэВ, угол θ - в радианах; $C_H = 1$ ср⁻¹ для нейтронов и $C_H = 2,5$ ср⁻¹ для протонов. Все постоянные в /9/-/12/ найдены из условия согласия рассчитанных с помощью /9/-/12/ величин двойных дифференциальных сечений с экспериментальными данными ^{6-13/}.

Выход частиц, отличных от нейтронов и протонов, в ядро-ядерном взаимодействии с энергиями, близкими к E_c , пренебрежимо мал; так, например, для π^- -мезонов, обладающих наибольшим выходом после нейтронов и протонов, выход составляет при $E_\pi \approx E_c$ менее 1% по отношению к протонам.

3. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ

Радиационную обстановку будем характеризовать дифференциальным распределением флюенса нуклонов $\Phi(E, \theta, r)$, их угловым распределением $d\sigma\nu/d\Omega$, флюенсом $\Phi(\theta, r)$, выходом нуклонов γ , поглощенной D и эквивалентной дозой H .

Указанные параметры поля излучения найдем через дифференциальное сечение образования нуклонов $d^2\sigma\nu/dE d\Omega$:

$$\Phi(E, \theta, r) = \frac{n}{r^2} \frac{d^2 \sigma \nu}{dE d\Omega} = \frac{\eta}{r^2} \frac{d^2 \nu}{dE d\Omega}, \quad /13/$$

где n - произведение числа ядер-мишеней, приходящихся на единицу площади, на число ядер-снарядов, падающих на мишень, $\eta = n\sigma$ - число взаимодействий в тонкой мишени, r - расстояние от точки взаимодействий до рассматриваемой точки;

$$\frac{d\sigma\nu}{d\Omega} = \int_0^\infty \frac{d^2 \sigma \nu}{dE d\Omega} dE, \quad /14/$$

$$\Phi(\theta, r) = \frac{\eta}{r^2} \frac{d\nu}{d\Omega}, \quad /15/$$

$$\gamma = \eta\nu = \eta \int_0^\infty \frac{d\nu}{d\Omega} d\Omega, \quad /16/$$

$$D(\theta, r) = \frac{\eta}{r^2} \int_0^\infty \phi \frac{d^2 \nu}{dE d\Omega} dE, \quad /17/$$

где ϕ - коэффициент перехода от флюенса частиц к поглощенной дозе.

Дифференциальное сечение образования нуклонов найдем как сумму трех, указанных в разделе 2, компонентов:

$$\frac{d^2\sigma\nu}{dE d\Omega} = \left(\frac{d^2\sigma\nu}{dE d\Omega}\right)_H + \left(\frac{d^2\sigma\nu}{dE d\Omega}\right)_1 + N\sigma \left(\frac{d^2\nu_K}{dE d\Omega}\right)_{p-я}, \quad /18/$$

где $\left(\frac{d^2\nu_K}{dE d\Omega}\right)_{p-я}$ - дифференциальное распределение каскадных нейтронов или протонов по энергии и углу в одном протон-ядерном взаимодействии.

Интегрируя /18/ по энергии в соответствии с /14/ и имея ввиду /6/ и /9/ для первого и второго слагаемого /18/ соответственно, а для третьего - результаты аппроксимации экспериментальных данных в протон-ядерных взаимодействиях /второй член формулы /2/ из работы /16/ /, получим:

$$\frac{d\sigma\nu}{d\Omega} = \frac{\sigma K(A_C, A_M)}{\theta_2^2 \sqrt{2\pi}} \left[\frac{2\tau_1}{\epsilon_1} e^{-\frac{\theta}{2\theta_1^2}} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\theta}{\theta_2}} \right] + C_H N\sigma \left[2e^{-\frac{\theta}{\theta_3}} + 1.04e^{-\frac{\theta}{\theta_4}} \frac{\epsilon_2}{\sqrt{2\pi}\tau_2} \right] + N\sigma C_{2\Phi} e^{-\frac{\theta}{\theta_5}}. \quad /19/$$

Здесь:

$$C_{2\Phi} = M \sqrt{\frac{E_C}{7100}} \sqrt{\frac{A_M}{63.5}} \text{ нуклон./ср.} \quad /20/$$

где $M = 1$ для протонов и $M = 2,5$ для нейтронов, $n = 2$ при $E_C \leq 7100$ МэВ и $n = 3$ при $E_C > 7100$ МэВ, A_M - массовое число ядра мишени;

$$\theta_5 = \frac{1}{-0,28 + 0,55 \ln E'} \text{ рад,} \quad /21/$$

где E' - пороговая энергия наблюдения нуклонов.

В экспериментах нередко получают сечения образования фрагментов $(\sigma\nu)_\Omega$ в телесном угле Ω , которые можно использовать для определения зависимости $K(A_C, A_M)$ от A_M и A_C . Величина $(\sigma\nu)_\Omega$ находится путем интегрирования $d\sigma\nu/d\Omega$ по углу в соответствии с /19/:

$$(\sigma\nu)_\Omega = \sigma K(A_C, A_M) \left[\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^2 \frac{\tau_1}{\epsilon_1} \left(1 - e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_1^2}}\right) + \frac{1}{\theta_1^2} f(\theta_2, \theta) \right] + C_H N\sigma \left[4\pi f(\theta_3, \theta) + \frac{1,04 \epsilon_2}{\tau_2} \sqrt{2\pi} f(\theta_4, \theta) \right] + N\sigma C_{2\Phi} 2\pi f(\theta_5, \theta), \quad /22/$$

где

$$f(\theta_n, \theta) = \frac{\theta_n^2}{1 + \theta_n^2} \left[1 - e^{-\frac{\theta}{\theta_n}} \left(\frac{\sin \theta}{\theta_n} + \cos \theta \right) \right], \quad /23/$$

а n принимает значения 2, 3, 4, 5 соответственно /22/. При получении первого слагаемого опирались на условие $\sin \theta \approx \theta$, которое справедливо для случая нуклонов-наблюдателей; используя дополнительное условие, $e^{-\theta/\theta_n} \approx 1 - \frac{\theta}{\theta_n}$, формулу /23/ переведем в /24/

$$f(\theta_n, \theta) \approx \frac{\theta^2}{1 + \theta_n^2}. \quad /24/$$

Число нуклонов, возникающих в одном неупругом взаимодействии, или множественность ν , получим как

$$\nu = (\sigma\nu)_{4\pi} / \sigma, \quad /25/$$

при $\theta = \pi$ в /22/ и /23/.

4. ПРОВЕРКА АППРОКСИМАЦИИ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

На рис. 1 сравниваются измеренные /10/ и рассчитанные с помощью формулы /18/ дифференциальные сечения образования нейтронов. При этом $\left(\frac{d^2\nu_K}{dE d\Omega}\right)_{p-я}$ вычисляли в соответствии с рекомендациями работы /17/.

Инклюзивные спектры протонов, инвариантные относительно преобразования Лоренца, представлены на рис. 2. В этом случае при расчете в формуле /19/ третье слагаемое суммы заменяли на

$$N\sigma \left(\frac{d^2\nu_K}{dE d\Omega}\right)_{p-я} = \frac{(N\sigma)_{Ar+KCl}}{\sigma_{p+KCl}} \cdot \left(\frac{d^2\sigma\nu}{dE d\Omega}\right)_{p+KCl},$$

выполняя переход к величинам дифференциальных сечений, инвариантных относительно преобразования Лоренца. Измеренные спектры

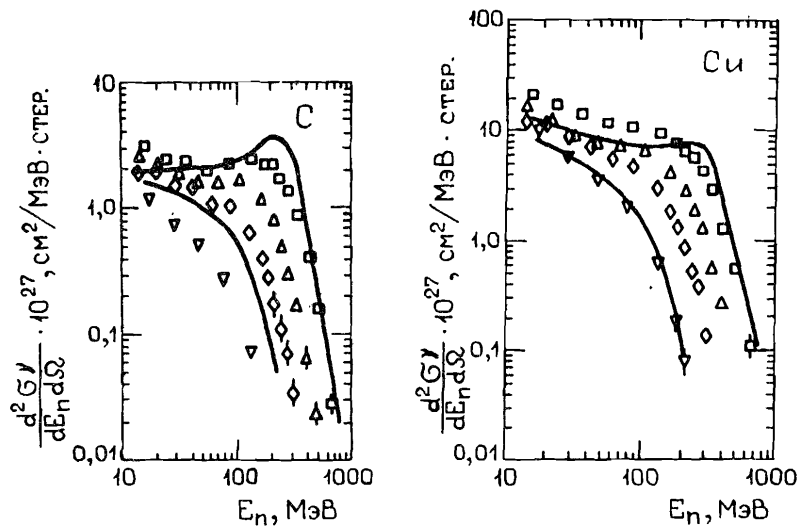


Рис. 1. Дифференциальные поперечные сечения образования нейтронов $\frac{d^2 \sigma \nu}{dE_n d\Omega}$ в зависимости от их энергии E_n и угла вылета θ при бомбардировке тонких мишеней из углерода и меди ионами неона энергии 337 МэВ/нуклон. \square - $\theta = 30^\circ$; Δ - $\theta = 45^\circ$; ∇ - $\theta = 60^\circ$; ∇ - $\theta = 90^\circ$; — расчет при $\theta = 30^\circ$ и 90° .

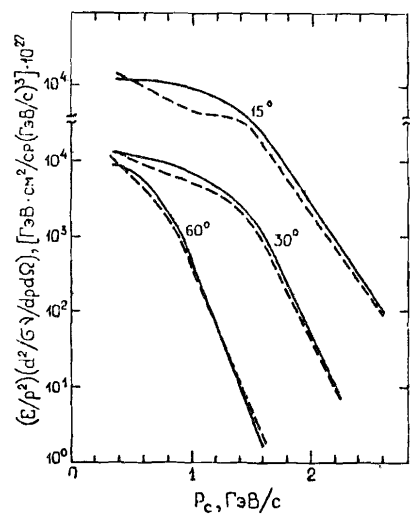


Рис. 2. Инклюзивные спектры протонов при взаимодействии ядер Ag с энергией 800 МэВ/нуклон с KCl; — эксперимент; - - - расчет.

протонов в (Ag + KCl) -соударениях $\frac{E}{p^2} \frac{d^2 \sigma \nu}{dE d\Omega}$ и в (p + KCl) -соударениях $(\frac{E}{p^2} \frac{d^2 \sigma \nu}{dE d\Omega})_{p+KCl}$ заимствовали из работы /13/.

На рис. 3 сравниваются рассчитанные и измеренные зависимости дифференциальных сечений образования протонов $d\sigma \nu / d\Omega$ от угла наблюдения θ по отношению

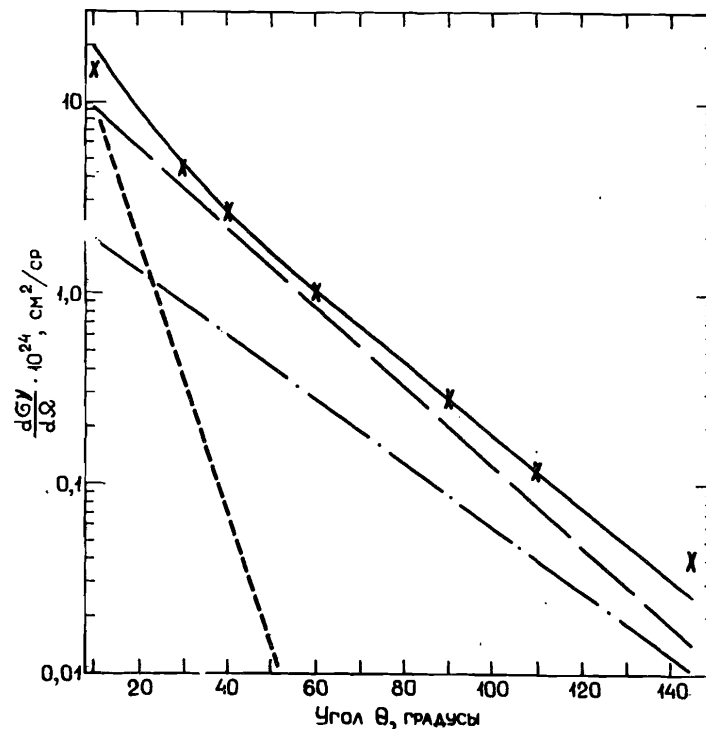


Рис. 3. Дифференциальное сечение образования протонов $d\sigma \nu / d\Omega$ в реакции $Ag + KCl \rightarrow p + x$: $E_c = 0,8$ ГэВ/нуклон. X - результаты эксперимента, — } - расчет /см. текст/.

к направлению пучка ядер-снарядов Ag. Сплошной линией представлены рассчитанные в соответствии с /20/ величины $d\sigma \nu / d\Omega$, являющиеся суммой компонентов, которые представлены так:

$$\begin{aligned} \text{—} & \text{—} & - 1,04 C_H N \sigma \frac{\epsilon_2}{r_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\theta}{\theta_4}} \\ \text{- - -} & & - 2 C_H N \sigma e^{-\frac{\theta}{\theta_3}} \\ \text{- . - . -} & & - N \sigma C_{2\Phi} e^{-\frac{\theta}{\theta_5}} \end{aligned}$$

Вклад первого слагаемого /19/ значителен лишь при углах менее 10° и не представлен на рисунке.

Спектры протонов в $\alpha + C$ и $C + C$ соударениях представлены на рисунках 4 и 5 соответственно.

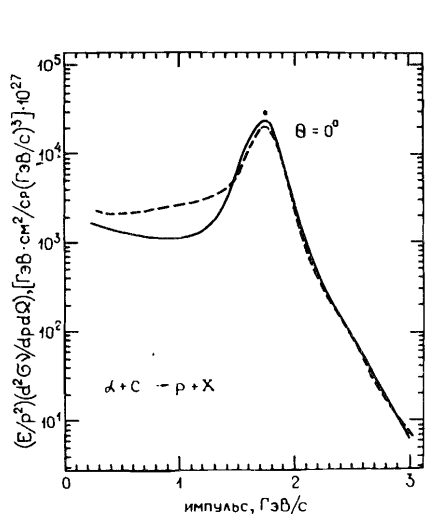


Рис. 4. Инклюзивный спектр протонов при взаимодействии ядер ^4He энергии 1050 МэВ/нуклон с ядрами ^{12}C : — — — эксперимент; - - - - расчет.

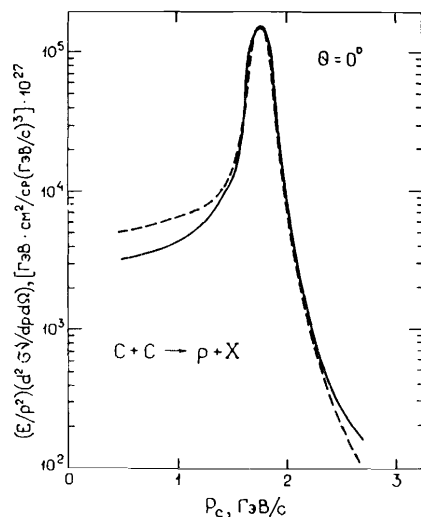


Рис. 5. Инклюзивный спектр протонов при взаимодействии ядер ^{12}C энергии 1050 МэВ/нуклон с ядрами ^{12}C : — — — эксперимент; - - - - расчет.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Представленные в разделе 4 результаты с учетом работ [3-5] свидетельствуют о приемлемости изложенного в разделе 2 алгоритма метода и формул раздела 3. Достоверность прогнозирования дозиметрических параметров поля излучения оценивается коэффициентом 2, а дифференциальных распределений - не хуже 4 в отдельных точках энергетической и импульсной шкалы. При больших углах θ и $E < E_c$ достоверность почти полностью определяется точностью информации о параметрах в протон-ядерном столкновении. Диапазон по энергии ядра-снаряда, в котором проверен алгоритм метода, простирается от 80 МэВ/нуклон [4] до 3,65 ГэВ/нуклон [5]. Применение формул расчета при более высоких энергиях, возможно, приведет к дополнительным погрешностям в определении дозиметрических величин параметров поля из-за учета, в частности, особенностей образования мезонов в ядро-

ядерных соударениях. В отношении ядер-мишени формулы апробированы практически во всем их диапазоне массовых чисел. Что касается ядер-снарядов, то указанная выше достоверность относится в основном к снарядам с $A_c \leq 40$. Особенно это относится к нейтронному компоненту поля, сравнение с экспериментом по которому в случае $\text{Nb} + \text{Nb} = n + x$ [8] показывает, что рассчитанные величины значительно превышают измеренные. Неясна степень достоверности приведенных формул для ядер-снарядов с $A_c > 16$ и малых углов $\theta < 10^\circ$ из-за отсутствия доступных нам экспериментальных данных. Возможно, что применение формул расчета из раздела 3 при $A_c > 16$ и $\theta < 10^\circ$ приведет к переоценке величин параметров поля излучения.

В заключение авторы благодарят А.Р.Крылова за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, 9-82-756, Дубна, 1982.
2. Александров В.С. и др. ОИЯИ, P9-83-613, Дубна, 1983.
3. Комочков М.М. ОИЯИ, P16-82-432, Дубна, 1982.
4. Комочков М.М. ОИЯИ, P16-83-190, Дубна, 1983.
5. Комочков М.М. ОИЯИ, P16-86-186, Дубна, 1986.
6. Anderson L. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p.1224.
7. Yasuo Miaka. Proceedings of the 7 High Energy Heavy Ion Study, GSI Darmstadt, October, 8-12, 1984/Ed. by R.Bock a.o. - Darmstadt: Gesellschaft Schwerionen - forschung, 1984, p.397.
8. Madey R. et al. там же, с.397.
9. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986.
10. Cecil R.A. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.2013.
11. Jakobson B. et al. Phys.Lett., 1981, 102B, p.121.
12. Gutbrod H.H. et al. Nucl.Phys., 1982, A387, p.177.
13. Nagomiya S. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.971.
14. Характеристики ядерных взаимодействий многозарядных ионов. ГОСТ 25645.212-85. Издательство стандартов, М., 1986.
15. Ставинский В.С. ОИЯИ, 2-80-66, Дубна, 1980.
16. Комочков М.М. ОИЯИ, P16-81-377, Дубна, 1981.
17. Сычев Б.С. и др. Препринт РТИ АН СССР 799, М., 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1987 года.