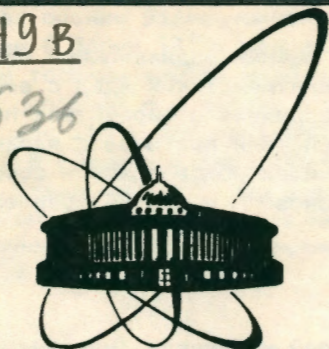


83-190

С 349В

К-636



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3399/83

P16-83-190

М.М.Комочков

ОЦЕНКА
РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ И ЗАЩИТЫ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С ВЕЩЕСТВОМ

Направлено на XV Международный симпозиум
"Физика радиационной защиты"
/Дрезден, ГДР, 7-11 марта 1983 г./

1983

В работе /1/ показана возможность оценки радиационной обстановки и защиты при взаимодействии релятивистских ядер с веществом с использованием накопленной информации о параметрах полей излучений, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами. В настоящей работе проводится дальнейшее обоснование и совершенствование метода эквивалентных протонов /1/, исходным уравнением для которого является

$$\xi_A = N\xi_p, \quad /1/$$

где ξ_A и ξ_p - значения параметра полей излучения /например, флюенс, доза/, образующихся при одном неупругом взаимодействии ядра-снаряда с ядром-мишенью, и одного неупругого взаимодействия протона с тем же ядром соответственно. Уточненная на настоящей стадии развития метода эквивалентных протонов формула для числа эквивалентных протонов /в телесном угле 4π / может быть представлена в виде

$$N = A_c^{1/4} + (A_c - 1)^{0.6} 0.078 [\ln A_m - 1.85], \quad /2/$$

где A_c и A_m - атомные веса ядра-снаряда и ядра-мишени соответственно. Формула /2/ в предельном случае $A_c = 1$ дает ожидаемую величину $N = 1$, тогда как аналогичную формулу из работы /1/ нельзя было применить при $A_c < 4$; кроме того, доступные нам экспериментальные результаты лучше описываются формулой /2/ настоящей работы. Результаты экспериментов /см., например, /2/ / свидетельствуют об отсутствии сколько-нибудь существенной зависимости N от энергии ядра-снаряда. При этом следует иметь в виду, что если параметр ξ_A определяется квазиупругим или каскадным процессами /флюенс, доза каскадных частиц/, то энергия протонов при вычислении ξ_p принимается равной или близкой энергии ядра-снаряда на один нуклон, а если ξ_A определяется испарительным процессом /сечения образования остаточных ядер/, то энергия протонов при вычислении ξ_p принимается равной или близкой энергии ядра-снаряда.

Зависимость N от угла наблюдения каскадных частиц, видимо, имеет место /1/, однако данных и эксперимента, и расчета недостаточно для установления этой зависимости в явном виде.

Сравнение дифференциальных поперечных сечений образования нейтронов при взаимодействии неона с ядрами, рассчитанных с помощью /1/, с измеренными показывает /1/ удовлетворительное согласие в области энергий нейтронов E ниже энергии на один нуклон

налетающего ядра - снаряда E_0 и заметное занижение результатов расчета при $E > E_0$. Последнее не сказывается существенно на результатах оценки радиационной обстановки до защиты при расчете для углов θ более 30° к направлению ядер-снарядов, однако с увеличением толщины защиты недооценка величины флюенса нейтронов и дозы, особенно под малыми углами, становится весьма существенной, как это будет показано в дальнейшем.

С целью улучшения достоверности оценки радиационной обстановки по сравнению с /1/ до защиты под малыми углами, а за защитой во всем диапазоне углов θ в настоящей работе предлагается дифференциальные поперечные сечения образования нуклонов описать в следующей форме:

$$\frac{d^2 \sigma_{\nu_{A_c \rightarrow A_m}}}{dE d\Omega} = N\sigma \frac{d^2 \nu_{p \rightarrow A_m}}{dE d\Omega} + N\sigma \frac{d^2 \nu_k}{dE d\Omega}. \quad /3/$$

Здесь первый член суммы определяется по методу эквивалентных протонов в соответствии с /1/, а второй член представляет собой поправку, связанную с кумулятивным эффектом /3/; σ - сечение неупругого взаимодействия ядра-снаряда A_c с ядром-мишенью A_m ; $\nu_{A_c \rightarrow A_m}$, $\nu_{p \rightarrow A_m}$ - число нуклонов на одно неупругое взаимодействие ядра-снаряда A_c с ядром-мишенью A_m и протона с ядром-мишенью соответственно; ν_k - число нуклонов, связанных с кумулятивным эффектом, на один эквивалентный провзаимодействовавший протон ядра-снаряда с ядром-мишенью; E - энергия нуклонов; Ω - телесный угол. Очевидно, что

$$\nu_{A_c \rightarrow A_m} = N\nu_{p \rightarrow A_m} + N\nu_k. \quad /4/$$

Дифференциальное распределение нуклонов по энергии и углу $\frac{d^2 \nu_{p \rightarrow A_m}}{dE d\Omega}$ определяется на основе результатов экспериментов или расчетов /например, /4-7/ /. Дифференциальное распределение $\frac{d^2 \nu_k}{dE d\Omega}$ представим в виде

$$\frac{d^2 \nu_k}{dE d\Omega} = \frac{c_1}{\tau(\theta, E_0) \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{[E'(\theta, E_0) - E]^2}{2\tau^2(\theta, E_0)}} - \frac{\theta}{c_2 + c_3 e^{-\frac{\theta}{c_4}}}, \quad /5/$$

где $\tau^2(\theta, E_0)$ - дисперсия энергетического распределения нуклонов, аппроксимированного гауссианом; θ - угол наблюдения нуклонов;

E' - энергия, соответствующая максимуму распределения $\frac{d^2 \nu_k}{dE d\Omega}$

по энергии; E_0 - энергия ядра-снаряда на нуклон; c_1, c_2, c_3, c_4 - константы этого распределения. Некоторым основанием для написания /5/ являются результаты измерений дифференциальных сечений

образования легких фрагментов с энергиями порядка энергии на один нуклон налетающего ядра-снаряда и более /см., например, /8//; нуклоны, образующиеся в результате ядро-ядерного взаимодействия и связанные с кумулятивным эффектом, можно рассматривать как частный случай наиболее легких фрагментов, энергетическое распределение которых близко к гауссиану. В основу определения параметров $E'(\theta, E_0)$ и $\tau(\theta, E_0)$, а также констант c_1, c_2, c_3, c_4 положены результаты экспериментов /9/ по исследованию дифференциальных распределений нейтронов с энергией $E_n \geq E_0$; нейтроны выбраны в данном случае как компонент, определяющий радиационную обстановку и защиту на ускорителях с энергиями частиц на нуклон порядка 1 ГэВ и ниже. Из условия согласия результатов расчета на основе /5/ с результатами эксперимента /9/ при $E_n \geq E_0$ получили

$$E' = 50 + (E_0 - 50) \cos 0,9\theta, \text{ МэВ}, \quad /6/$$

$$\tau = \left(\frac{E_0}{337}\right)^m (50 + 40 \cos 0,83\theta), \text{ МэВ}, \quad /7/$$

$c_1 = 0,1 \sqrt{2\pi} = 0,25$ частиц/ср, $c_2 = 20,4^\circ$, $c_3 = 10,4$, $c_4 = 7,87^\circ$. Величину m в /7/ определили из условия согласия зависимости дифференциального поперечного сечения образования протонов в $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ взаимодействии при энергии ^{12}C , равной 1,03 ГэВ, и угле наблюдения 32° от энергии протонов $E_p > 100$ МэВ, найденной в эксперименте /10/, с рассчитанной на основе /7/; m оказалась равной 0,5.

Рис.1 иллюстрирует качество воспроизведения результатов измерений дифференциальных поперечных сечений образования нейтронов $\frac{d^2\sigma\nu}{dE_n d\Omega}$ в соударениях $\text{Ne} + \text{C}$ и $\text{Ne} + \text{Cu}$ с помощью формул /3/, /5/, /6/ и /7/ при использовании данных расчета $\frac{d^2\nu_{p+A_m}}{dE_p d\Omega}$ по методу, описанному в работе /5/. Из рис.1 видно, насколько существенна поправка $N\sigma \frac{d^2\nu_k}{dE d\Omega}$, обусловленная кумулятивным эффектом.

На рис.2 сравниваются результаты расчета дифференциальных поперечных сечений образования протонов в $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Cu}$ соударениях согласно /3/, /5/, /6/ и /7/ с результатами эксперимента /10/. При расчете согласно /3/ в качестве $\frac{d^2\nu_{p+A_m}}{dE_p d\Omega}$ принимали $\frac{d^2\nu_{p+A_m}}{dE_n d\Omega}$, а последнее вычисляли по методу, описанному в работе /5/. Это означает, что согласно предлагаемому методу описания дифференциальных сечений образования нуклонов в ядро-ядерных соударениях различие между вылетающими протонами и нейтронами не учитывается.

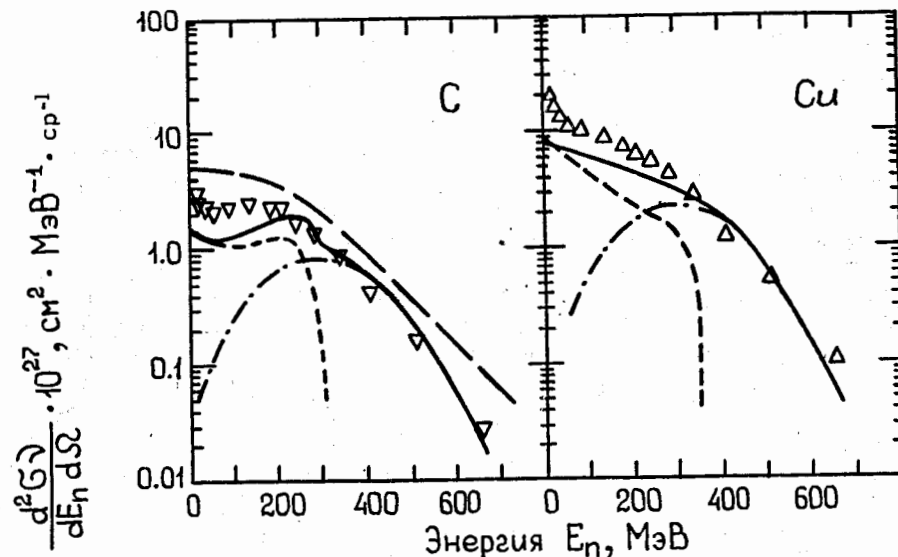


Рис.1. Дифференциальные поперечные сечения образования нейтронов $\frac{d^2\sigma\nu}{dE_n d\Omega}$ в зависимости от их энергии E_n

для угла вылета $\theta = 30^\circ$ при бомбардировке тонких мишеней из углерода и меди ионами неона с энергией 337 МэВ/нуклон: ∇, Δ - результаты эксперимента;

- $N\sigma \frac{d^2\nu_{p+A_m}}{dE_n d\Omega}$
 - - - $N\sigma \frac{d^2\nu_k}{dE_n d\Omega}$
 - $\frac{d^2\sigma\nu}{dE_n d\Omega}$
 - результаты расчета по модели "файрстрик" /10/.
- } результаты нашего расчета;

Описываемый здесь метод был применен для оценки радиационной обстановки до и после защиты, образующейся в результате бомбардировки толстой /3,2 г/см²/ железной мишени ядрами углерода с энергией 86 МэВ/нуклон; оценка была выполнена с целью сравнения с экспериментом /11/. В эксперименте были, в частности, измерены с помощью углеродсодержащих детекторов зависимости потоков нейтронов с энергией более 20 МэВ в единицу телесного угла $d\gamma/d\Omega$ от угла вылета θ и от толщины защиты из бетона x при $\theta=0$. Оценку $\frac{d\gamma}{d\Omega}(\theta)$ производили с помощью следующей формулы:

$$\frac{d\gamma}{d\Omega}(\theta) = n \int_{R_1}^{R_2} J dR \int_{E_n=20 \text{ МэВ}}^{\infty} \frac{d^2\sigma\nu}{dE_n d\Omega} dE_n \approx 0,25 n J R N \sigma_{\Sigma} \left(e^{-\frac{\theta}{20,4}} + 10,4 e^{-\frac{\theta}{7,87}} \right) +$$

$$+ 0,25nJR N \sigma_3 \int_{E_n=20 \text{ МэВ}}^{\infty} \frac{d^2 \nu_{p \rightarrow Fe}}{dE_n d\Omega} dE_n = \frac{d\gamma_k}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\gamma_{p \rightarrow Fe}}{d\Omega}(\theta), \quad /8/$$

где n - число ядер в 1 г Fe; R - пробег /в г/см²/ ионов ¹²C в железе; J - поток ядер углерода, падающих на мишень; σ_3 - эффективная величина поперечного сечения неупругого взаимодействия ядер углерода с ядрами железа в энергетическом интервале от кулоновского барьера до 86 МэВ/нуклон, принятая на основании работ /8,12/ равной $2,3 \cdot 10^{-24}$ см²; эффективная энергия E_0 , которой соответствует σ_3 , принята равной 70 МэВ/нуклон. При получении рабочей части формулы /8/, имея в виду /6/, используем свойство

$$\frac{1}{\tau(\theta, E_0) \sqrt{2\pi}} \int_{E_n=20 \text{ МэВ}}^{\infty} e^{-\frac{[E'(\theta, E_0) - E]^2}{2\tau^2(\theta, E_0)}} dE_n = \frac{1}{\tau(\theta, E_0) \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{[E'(\theta, E_0) - E]^2}{2\tau^2(\theta, E_0)}} dE = 1.$$

Дифференциальное распределение нейтронов $\frac{d^2 \nu_{p \rightarrow Fe}}{dE_n d\Omega}$ вычисляли

в соответствии с работой /5/. Результаты расчета $\frac{d\gamma(\theta)}{d\Omega}$ при $J =$

$= 10^{11} \text{ с}^{-1}$ сравниваются на рис.3 с результатами эксперимента; там же приведены результаты расчета /11/ по программе НИС-1, в ко-

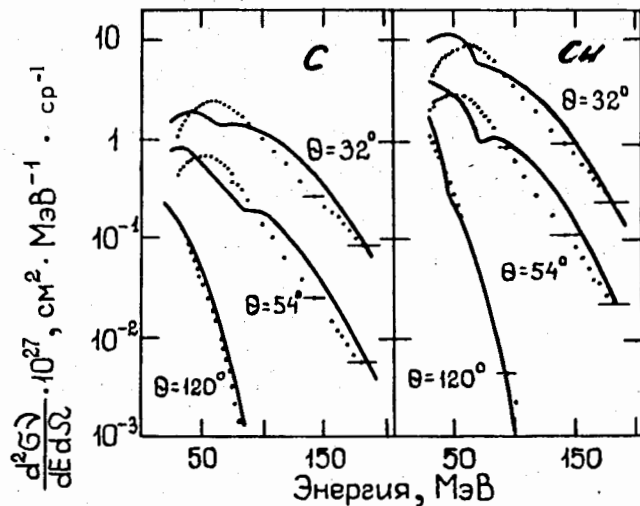


Рис.2. Дифференциальные поперечные сечения образования

протонов $\frac{d^2 \sigma \nu}{dE_p d\Omega}$ в зависимости от их энергии E_p и угла

вылета θ при бомбардировке тонких мишеней из углерода и меди ионами ¹²C с энергией 1,03 ГэВ: - результаты эксперимента; ——— - результаты нашего расчета.

торой используется метод Монте-Карло для вычисления спектров нейтронов. При сопоставлении данных, представленных на рисунке сплошной ($\frac{d\gamma(\theta)}{d\Omega}$) и пунктирной ($\frac{d\gamma_{p \rightarrow Fe}(\theta)}{d\Omega}$) линиями, видно возрастание вклада ($\frac{d\gamma_k(\theta)}{d\Omega}$) в поток нейтронов с энергиями $\geq E_0$. Результаты расчета по программе НИС-1 и нашего расчета хорошо согласуются с данными эксперимента /11/ при $\theta > 30^\circ$, в то время как при $\theta \leq 30^\circ$ данные эксперимента существенно больше результатов расчета, что объясняется авторами работы /11/ вкладом в показания углеродсодержащего детектора заряженных фрагментов.

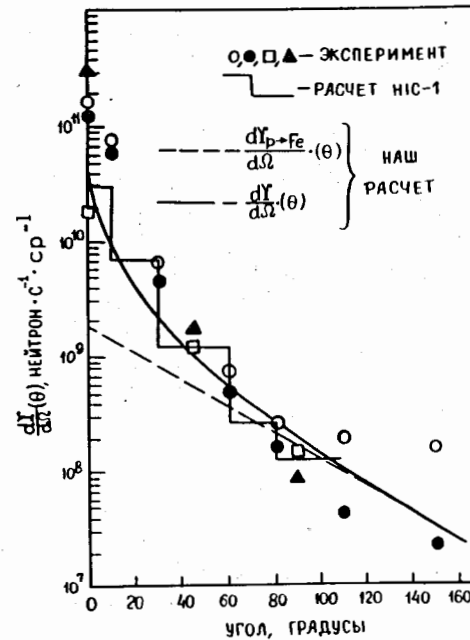


Рис.3. Зависимость потока нейтронов $\frac{d\gamma(\theta)}{d\Omega}$ с энергией ≥ 20 МэВ от угла их вылета из толстой /3,2 г/см²/ железной мишени, бомбардируемой ядрами углерода с энергией 86 МэВ/нуклон при $J = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

На рис.4 сравниваются результаты расчета зависимости потока нейтронов с энергией более 20 МэВ $\frac{d\gamma(x)}{d\Omega}(x)$ от толщины защиты из бетона с объемным весом 3,2 г/см³ с результатами эксперимента /11/. Расчет потока нейтронов выполняли с помощью следующей формулы:

$$\frac{d\gamma(x)}{d\Omega} = \frac{d\gamma_k(\theta=0)}{d\Omega} \frac{1}{\tau(\theta, E_0) \sqrt{2\pi}} \int_{E_n=20 \text{ МэВ}}^{\infty} e^{-\frac{[E'(\theta, E_0) - E_n]^2}{2\tau^2(\theta, E_0)}} e^{-\frac{x}{\lambda(E_n)}} dE_n + \frac{d\gamma_{p \rightarrow Fe}(\theta=0)}{d\Omega} e^{-\frac{x}{\lambda(E_p)}} \quad /9/$$

где $\lambda(E_n)$ - зависимость длины ослабления потока нейтронов от их энергии /13/, $\lambda(E_p)$ - зависимость длины ослабления потока нейтронов от энергии протонов, падающих на толстую мишень /13/. Второй

член суммы /9/ обозначен на рис.4 как $\frac{d\gamma_{p \rightarrow Fe}(x)}{d\Omega}$.

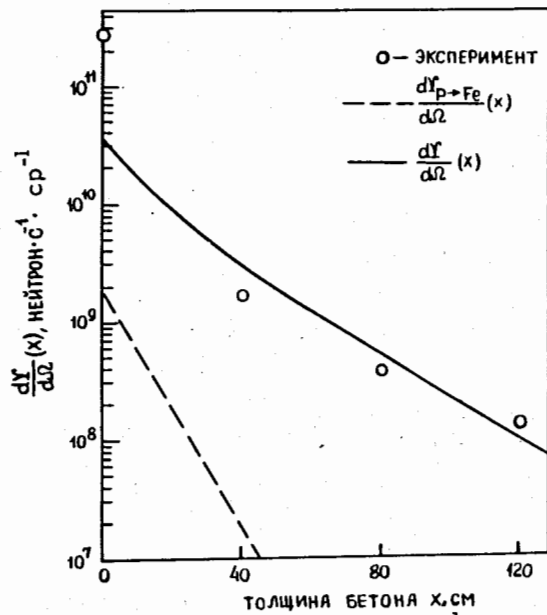


Рис.4. Зависимость потока нейтронов $\frac{dY}{d\Omega}(x)$ с энергией ≥ 20 МэВ от толщины защиты из бетона плотностью $3,4 \text{ г/см}^3$; нейтроны генерируются под углом $\sim 0^\circ$ в толстой $/3,2 \text{ г/см}^2/$ железной мишени ядрами углерода с энергией 86 МэВ/нуклон при $J = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Результаты, представленные на рис.3 и 4, показывают, что предлагаемый метод оценки радиационной обстановки и защиты удовлетворительно описывает данные эксперимента^{/11/}. Формула для расчета дозиметрических параметров поля излучения от толстой мишени /деталей ускорителя/ с учетом фрагментации ядер-снарядов дана в работе^{/1/}.

Помимо нейтронов и заряженных адронов радиационную обстановку определяет также наведенная радиоактивность деталей ускорителя, на которые попадает пучок ускоренных частиц. Уровни наведенной радиоактивности определяются прежде всего поперечными сечениями образования радиоактивных изотопов σ_A . Зависимости относительных величин сечения образования различных изотопов при взаимодействии ядер углерода и протонов с энергией $18,5 \text{ ГэВ}$ с ядрами мишени от атомного веса мишеней представлены на рис.5. Расчет по методу эквивалентных протонов производился по формуле

$$\left(\frac{\sigma_A}{\sigma}\right)_{12C} : \left(\frac{\sigma_A}{\sigma}\right)_{12C^p} = \frac{N(\sigma_A)_p}{\sigma_p} : \frac{(\sigma_A)_p}{\sigma} = N \frac{\sigma_p}{\sigma_{12C}}, \quad /10/$$

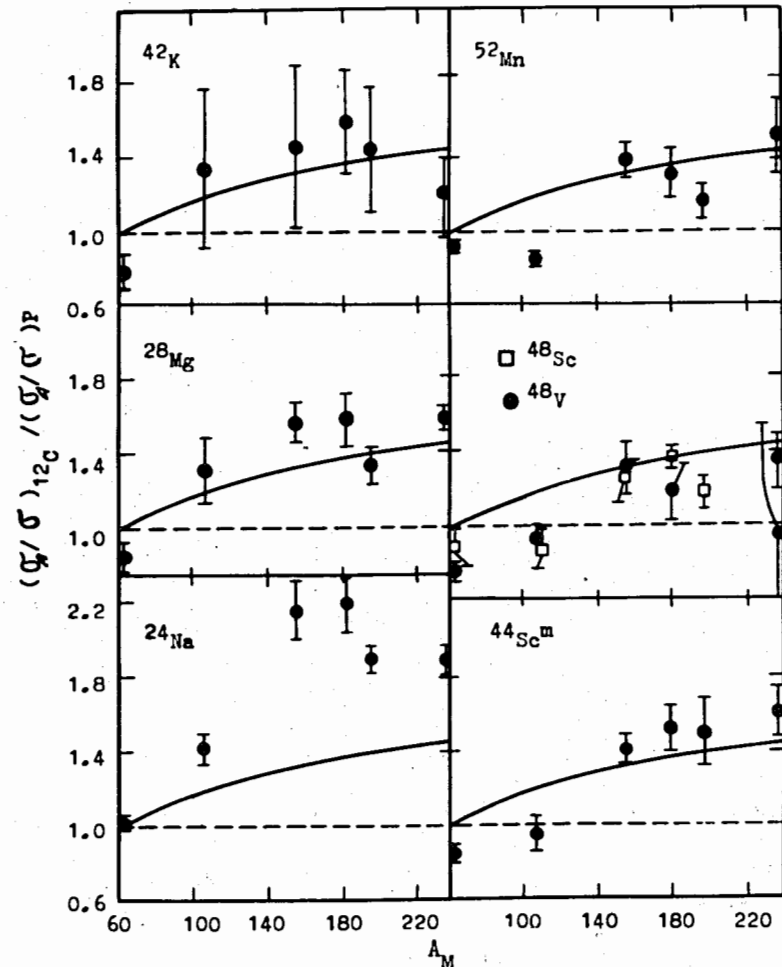


Рис.5. Зависимость относительных величин сечения образования различных изотопов при взаимодействии ядер углерода и протонов с энергией $18,5 \text{ ГэВ}$ с ядрами мишени от атомного веса мишени A_M : ● — эксперимент; - - - — согласно факторизационной гипотезе; — — — расчет методом эквивалентных протонов.

где $(\sigma_A/\sigma)_{12C}$ — отношение поперечного сечения образования изотопа с атомным весом A при взаимодействии ядра углерода с ядром мишени к поперечному сечению неупругого взаимодействия ядра углерода с ядром мишени; $(\sigma_{12C}) : (\sigma_A/\sigma)_p$ — аналогичное отношение в случае взаимодействия протона с тем же ядром мишени. Имея в виду, что поперечное сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами σ_p можно представить в виде^{/14/}

$$\sigma_p = 32A_m^{3/4} 10^{-27}, \text{ см}^2, \quad /11/$$

а поперечное сечение неупругого взаимодействия ядер углерода с ядрами мишени - в виде /12/

$$\sigma_{12C} = 68,8 10^{-27} (A_m^{1/3} + A_{12C}^{1/3} - 1,32)^2, \text{ см}^2, \quad /12/$$

получим

$$N \frac{\sigma_p}{\sigma_{12C}} = 0,46N \frac{A_m^{3/4}}{(0,97 + A_m^{1/3})^2}, \quad /13/$$

где N вычисляется согласно /2/.

В заключение автор выражает благодарность Л.Г.Бескровной и А.В.Солодилову за помощь при выполнении расчетов, А.Р.Крылову за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комочков М.М. ОИЯИ, Р16-82-432, Дубна, 1982.
2. Cuming J.V. et al. Phys.Rev., 1978, C17, p.1632.
3. Балдин А.М. ОИЯИ, Р7-5808, Дубна, 1971.
4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
5. Сычев Б.С. и др. Препринт РТИ 799, М., 1979.
6. Alsmiller R.G. et al. ORNL-4046 UC-34-Physics, Oak Ridge, 1967.
7. Alsmiller R.G., Varish J. ORNL-TM-2277, Oak Ridge, 1968.
8. Mougey J. Nucl.Phys., 1982, A38, p.109C.
9. Cecil R.A. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.2013.
10. Jakobsson B. et al. Phys.Lett., 1981, 102B, p.121.
11. Tuyn J.W.N. et al. CERN, HS-RP/TM/80-86, Part 2, Geneva, 1980.
12. Ставинский В.С. ОИЯИ, 2-80-66, Дубна, 1980.
13. Комочков М.М. ОИЯИ, Р16-7335, Дубна, 1973.
14. Зайцев Л.Н. и др. Основы защиты ускорителей. Атомиздат, М., 1971, с.36.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 марта 1983 года.

Комочков М.М. Оценка радиационной обстановки и защиты при взаимодействии релятивистских ядер с веществом	P16-83-190
<p>На основе закономерностей дифференциального распределения адронов и фрагментов в ядро-ядерных соударениях при энергиях более 50 МэВ/нуклон ядра-снаряда путем аппроксимации данных экспериментов получены формулы для расчета спектров и угловых распределений нуклонов. Алгоритм решения задачи включает накопленную информацию о протон-ядерном соударении. Достоверность формул для расчета дифференциальных распределений нуклонов проверяется путем их сравнения с экспериментальными данными при энергии ядер углерода, бомбардирующих различные мишени, 1,03 ГэВ. Удовлетворительное согласие между результатами эксперимента и расчета наблюдается для зависимости потока нейтронов с энергией более 20 МэВ от толщины защиты. Зависимость относительных величин сечения образования радиоактивных изотопов в ядро-ядерных соударениях при энергии ядра-снаряда углерода 18,5 ГэВ от атомного веса ядра-мишени лучше описывается предлагаемым методом, чем на основе факторизационной гипотезы.</p> <p>Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности и радиационных исследований ОИЯИ.</p> <p>Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983</p>	
<p>Комочков М.М. Estimation of the Radiation Environment and Shielding at the Relativistic Nuclei-Substances Interaction</p> <p>On the base of differential distribution regularity of the hadrons and fragments in nucleus-nucleus interactions with energy more than 50 MeV/nucleon of a nucleus-projectile as the result of approximation, the formulae for the differential distribution of nucleons are derived about the interaction of nuclei with bardi exper more of re isot proj bett</p> <p>Safe</p>	P16-83-190

Пере