

95-481



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P16-95-481

Л.Г.Бескровная, М.М.Комочков

ПРОГНОЗ РАДИАЦИОННОЙ  
ОБСТАНОВКИ И ЗАЩИТЫ  
НА УСКОРИТЕЛЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

1995

## 1. Введение

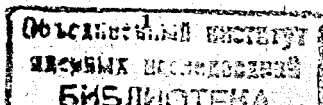
Развитие ускорителей тяжелых заряженных частиц побуждает совершенствование прогноза радиационной обстановки и защиты от излучений, генерируемых на этих установках. Цель настоящей работы - представить метод прогноза радиационной обстановки и защиты на основе выполненных авторами ранее работ /1-3/ по отдельным фрагментам указанной темы в свете современной информации, в частности /5,6/.

Ускорители тяжелых заряженных частиц последнего поколения способны генерировать практически все виды излучений, образуя радионуклиды в самом ускорителе и окружающей среде. Выход всех этих продуктов взаимодействия ядер-снарядов (ускоренных ионов) с ядрами-мишеней в ускорителе и окружающей среде зависит от массового числа ядра  $A$  и его порядкового номера  $Z$ , энергии ядер снарядов  $E_c$  и их числа  $F$ .

В настоящее время вряд ли будет возможным да и оправданным учесть все индивидуальные особенности сталкивающихся ядер при расчете выхода продуктов их взаимодействия. Поэтому предлагаемый алгоритм прогноза радиационной обстановки и защиты основан на некоторых приближениях, одно из которых позволяет использовать накопленную информацию о параметрах полей излучений, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами. Информация, полученная на ускорителях протонов и ядер, свидетельствует о том, что основными компонентами излучений являются нейтроны при работающем ускорителе и гамма-излучение наведенной радиоактивности при остановленной установке. Эти компоненты и будут в основном предметом рассмотрения в работе. Достоверность предлагаемого алгоритма проверяется в сравнении расчетных и экспериментальных данных. Последними мы не располагаем для ускорителей ядер на энергии свыше десятка ГэВ на нуклон. Это накладывает ограничение по энергии сверху на предлагаемый алгоритм. Снизу энергетической шкалы ограничение имеет место вблизи порога образования нейтронов, который соизмерим с кулоновским барьером. Ниже этого порога радиационная обстановка будет определяться фотонным излучением.

## 2. Глобальная оценка радиационной обстановки и защиты

Наиболее общими величинами, характеризующими радиационную обстановку, являются выход нейтронов  $Y$  и активность радионуклидов  $Q$ . Величина  $Y$  определяет размеры необходимой защиты и ту составляющую  $Q$ , которая создается нейтронами -  $Q_n$ . Второй составляющей является активность радионуклидов, образованных ускоренными ионами в ядро-ядерных взаимодействиях  $Q_{\text{я}}$ , которая сосредоточена в ускорительных структурах, по длине ионизационного пробега ускоренных ионов и их фрагментов. Распределение составляющей  $Q_n$  происходит в соответствии с законом образования и ослабления  $Y$ . Часть радионуклидов уносится в окружающую среду воздухом, утечкой хладагента (вода) и грунтовыми водами. Оценим эти составляющие на основе соображений, изложенных в разделе 1.



## 2.1. Выход нейтронов

Определение выхода нейтронов с точным учетом всех процессов взаимодействия частиц в веществе чрезвычайно сложно, а в некоторых случаях и не возможно из-за отсутствия необходимой для этого информации. В этой связи с целью прогноза радиационной обстановки будет оправдано принять за основу оценки выхода нейтронов  $Y(E_c)$  следующее одномерное приближение:

$$Y(E_c) = \frac{L}{A_M} \sum_j \int_{R_{jп}}^{R_j} F_j \sigma_j dR. \quad (1)$$

Здесь  $E_c$  - энергия первичного иона или ядра-снаряда на единицу его массового числа  $A_c$ , которая определяет пробеги как первичных, так и вторичных ионов или ядер-снарядов  $R_j$ ;  $R_{jп}$  - значение пробега снаряда  $j$ , соответствующее энергетическому порогу образования нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях;  $A_M$  - массовое число ядра-мишени (для мишени, состоящей из различных нуклидов, следует суммировать в (1) по всем этим нуклидам);  $F_j$  - поток ионов или ядер-снарядов  $j$  на глубине  $R$ ;  $L$  - число Авогадро;  $\sigma_j$  - сечение образования нейтронов при взаимодействии ядра  $j$  с ядром-мишенью.

При небольших значениях  $E_c$ , когда можно пренебречь ослаблением потока первичных ионов и их фрагментами, формула (1) принимает простейший вид

$$Y(E_c) = \frac{L}{A_M} \int_{R_{п}}^{R_0} \sigma dR \quad (2)$$

в расчете на один первичный ион с пробегом  $R_0$ . Определению выхода нейтронов согласно (2), его дифференциальных распределений и сравнению результатов расчета с экспериментом посвящены работы /4,6/. Они вошли в совокупность работ /4-14/, на основе которых на рис.1 построена зависимость выхода нейтронов из толстой мишени от энергии ионов в диапазоне от 2,5 МэВ/нуклон до 4 ГэВ/нуклон. Под толстой мишенью будем понимать вещество, размеры которого равны или несколько больше пробега как первичных ионов, так и их заряженных фрагментов. Ниже даны необходимые пояснения к рис.1 и конкретизированы источники информации.

### 2.1.1. Выход нейтронов из толстой железной мишени при ее облучении протонами

От порога образования нейтронов ~ 4,8 до 20 МэВ выход нейтронов рассчитан с помощью (2) на основе измеренных величин сечения образования нейтронов  $\sigma(E_p) / 7 /$  в зависимости от энергии протонов  $E_p$ . В интервале от 20 до 1000 МэВ зависимость  $Y$  от  $E_c$  построена на основе экспериментальных данных, представленных в работе /8/; пункт 1 представляет результаты экстраполяции данных /8/ на основе рис.3.40 из работы /9/.

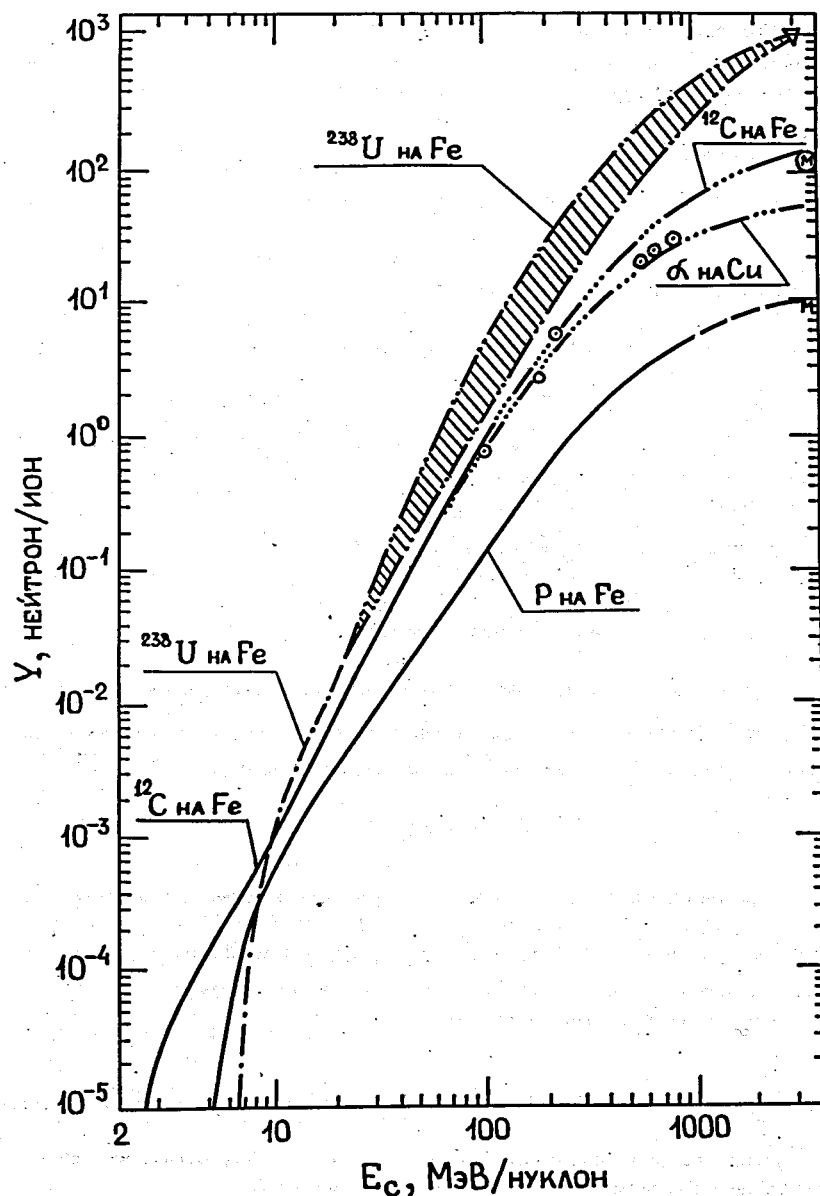


Рис.1. Полный выход нейтронов из толстой железной или медной мишени на один падающий ион с энергией  $E_c$  (обозначения смотри в тексте)

### 2.1.2. Выход нейтронов из толстой железной мишени при облучении ее ионами и ядрами углерода

В диапазоне энергии ионов от 2,5 до 6 МэВ/нуклон  $Y(E_C)$  рассчитывали на основе феноменологических формул, полученных в работе /10/ по результатам экспериментов. В интервале 4 — 100 МэВ/нуклон выход нейтронов заимствован из работы /11/, в которой собраны результаты измерений. При энергиях выше 60 МэВ/нуклон  $Y(E_C)$  рассчитывали с помощью полуэмпирической формулы

$$Y(E_C) = N \frac{\sigma_{\alpha} \eta_{\alpha}}{\sigma_p \eta_p} f Y_p(E_C) \quad (3)$$

Здесь  $N$  - число эквивалентных протонов /1/,

$$N = A_c^{0,25} + (A_c - 1)^{0,6} 0,078 [\ln A_M - 1,85] \quad (4)$$

$\sigma_{\alpha}$  и  $\sigma_p$  - сечения неупругого взаимодействия ядро-ядерного и протон-ядерного взаимодействий соответственно;  $\eta_{\alpha}$  и  $\eta_p$  - число неупругих взаимодействий ядер и протонов в мишени соответственно, которые приближенно могут быть рассчитаны с помощью формул

$$\eta_{\alpha} = 1 - \exp\left(-\frac{R_{\alpha} - R_{\alpha\Pi}}{\lambda_{\alpha}}\right) \quad (5)$$

$$\eta_p = 1 - \exp\left(-\frac{R_p - R_{p\Pi}}{\lambda_p}\right) \quad (6)$$

где  $\lambda_{\alpha}$ ,  $\lambda_p$  - длины пробега в мишени до неупругого взаимодействия ядер и протонов соответственно. Функция  $f$  учитывает влияние на  $Y(E_C)$  фрагментов ядра-снаряда и из условия согласия с данными работ /11,12/ может быть описана формулой

$$f = 1 + 0,19 \eta_{\alpha} \sqrt{A_c} \quad (7)$$

Выход нейтронов из толстой железной мишени представлен на рис.1, а для других веществ мишени может быть заимствован из работ /4,8,9,16,17/.

Следует заметить, что  $N\sigma_{\alpha}/\sigma_p$  в формуле (3) может быть представлено как отношение поперечных сечений образования нейтронов (см. формулы (1) и (2)) в ядро-ядерном и протон-ядерном взаимодействиях.

### 2.1.3. Выход нейтронов из толстой медной мишени при ее облучении альфа-частицами

Результаты расчета, отмеченные точками в кружках, заимствованы из работы /5/, а пунктирной линией с тремя точками - получены с помощью (3).

### 2.1.4. Выход нейтронов из толстой железной мишени при ее облучении ураном-238

В интервале энергии ионов от ~ 7 до 20 МэВ/нуклон  $Y(E_C)$  определен на основе результатов расчета мощности дозы нейтронов от мишени /4/, которые надежно опираются на данные экспериментов с ионами от гелия до неона. Оценки при энергии более 60 МэВ/нуклон выполнены с помощью (3) для двух крайних случаев учета фрагментов: верхняя кривая соответствует значениям  $(R_{\alpha} - R_{\alpha\Pi})/\lambda_{\alpha}$  для альфа-частиц, а нижняя - для урана; заштрихованная область между кривыми образует коридор неопределенности. Треугольником при  $E_C = 3$  ГэВ/нуклон представлено значение выхода  $Y_U$  как произведение  $Y_p(3 \text{ ГэВ})$  на отношение  $Y'_U/Y'_p$  из работы /12/ при той же энергии, где  $Y'_U$  и  $Y'_p$  - энергия, уносимая нейтронами с энергией более 100 МэВ в случае бомбардировки толстой железной мишени ураном и протонами соответственно.

В интервале энергий 20-60 МэВ/нуклон представлена область интерполяции результатов до 20 МэВ/нуклон и свыше 60 МэВ/нуклон.

2.1.5. Значком М - в кружочке и без него представлены выходы нейтронов из медной мишени длиной 13 см и диаметром 10 см, облучаемой при энергии 3,65 ГэВ/нуклон ядрами углерода и протонами соответственно; для такой мишени естественно ожидать выход несколько меньшим, чем для толстой мишени. Результаты получены методом Монте-Карло, они хорошо согласуются с экспериментальными данными /13/.

### 2.1.6. Зависимость относительного выхода нейтронов от массового числа ядра-снаряда

Отношение выхода нейтронов из толстой железной или медной мишеней при облучении их ядрами-снарядами к выходу нейтронов при облучении той же мишени протонами при энергии снарядов 3 ГэВ/нуклон представлено на рис.2. Результаты расчета из работы /12/ представляют собой: верхняя кривая - отношения энергии, уносимой нейтронами с энергией более 100 МэВ из толстой железной мишени, облучаемой ядрами с массовым числом  $A_c$ , к аналогичной величине в случае облучения мишени протонами; нижняя кривая - отношения числа нейтронов с энергией более 100 МэВ из толстой железной мишени, облучаемой ядрами, к аналогичной величине в случае облучения протонами. Результаты расчета из работы /14/ представляют относительный выход по числу нейтронов всех энергий из мишени длиной 13 см и диаметром 10 см, а из работы /15/ - по числу адронов с энергией более 20 МэВ.

### 2.2. Выход наведенной радиоактивности

Радиоактивность  $Q$ , образующуюся при работе ускорителей ионов, целесообразно рассматривать состоящей из двух компонентов: наведенную ионами или ядрами  $Q_{\alpha}$  и нейтронами  $Q_{\Pi}$ .

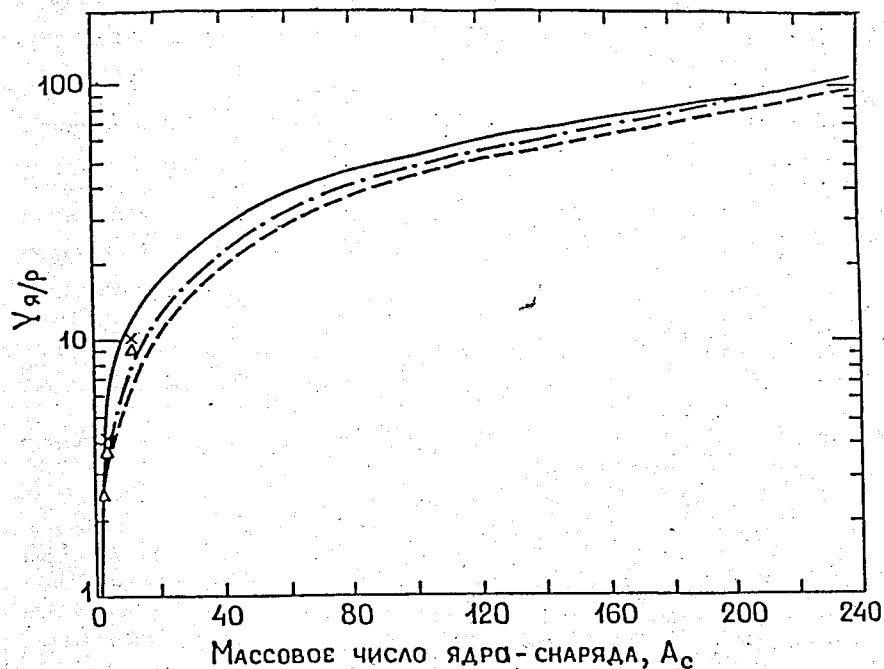


Рис.2. Зависимость относительного выхода нейтронов из железной или медной мишеней  $Y_{я/p}$  от массового числа ядра-снаряда  $A_c$  с энергией  $E_c$ , ГэВ/нуклон:

- результаты оценки с помощью формулы (3),
- · - · - · - результаты расчета из работы /12/,
- результаты расчета из работы /12/.
  
- Δ результаты расчета из работы /14/,
- × результат эксперимента из работы /15/

### 2.2.1. Радиоактивность, наведенная ядрами

В разделе 2.3.4 работы /16/ показано и обосновано, что удельная радиоактивность  $q_я$ , наведенная ядрами, имеющими энергию более  $E_{п}$ , находится в следующем соотношении с удельной радиоактивностью  $q_p$ , наведенной протонами с энергией  $E_p = E_c A_c$  в одном и том же веществе при прочих равных условиях:

$$q_я = N q_p \quad (8)$$

Общую активность радионуклидов  $Q_я$  в первом приближении можно оценить с помощью следующего выражения :

$$Q_я = N \frac{\eta_я}{\eta_p} f Q_p \quad (9)$$

где

$$Q_p = \int_{E_{п}}^{E_p} q_p(E'_p) \left( \frac{dE'_p}{dR} \right)^{-1} dE'_p \quad (10)$$

$dE'_p / dR$  - потери энергии протонов на единицу длины,

а значения  $q_p(E'_p)$  табулированы в таблице 2.3 работы /16/.

### 2.2.2. Радиоактивность, наведенная нейтронами

Информация о выходе нейтронов и их энергетическом распределении дает возможность достаточно точно определить наведенную ими радиоактивность  $Q_{ня}$ , опираясь на сечения образования радионуклидов /18,19/. В качестве оценки  $Q_{ня}$  или  $q_{ня}$  при известной активности  $Q_{пр}$  или  $q_{пр}$ , наведенной нейтронами на протонных ускорителях (см., например, /20,21/), можно воспользоваться полуэмпирическими формулами:

$$Q_{ня} \cong \frac{Y_я}{Y_p} Q_{пр} = N \frac{\sigma_я \eta_я}{\sigma_p \eta_p} f Q_{пр} \quad (11)$$

$$q_{ня} \cong N \frac{\sigma_я \eta_я}{\sigma_p \eta_p} f q_{пр} \quad (12)$$

Важную информацию для оценки наведенной радиоактивности можно найти в работе /16/, где в таблице 2.1 приводятся значения удельной радиоактивности элементов после длительного облучения их тепловыми или быстрыми нейтронами .

### 2.2.3. Сравнение оценок с экспериментом

При одинаковом относительном содержании радионуклидов в  $Q_я$  и  $Q_p$ , а это можно ожидать на основании данных /16/, следует, что

$$\frac{Q_я}{Q_p} \cong \frac{D_я}{D_p} \quad (13)$$

где  $\dot{D}_я$  и  $\dot{D}_p$  - мощности доз гамма-излучения, создаваемых активностями  $Q_я$  и  $Q_p$  соответственно. В таблице выполнено сравнение оценок отношения  $Q_я / Q_p$  с экспериментом /22/, в котором измеряли  $\dot{D}_я$  и  $\dot{D}_p$  в различное время после облучения мишеней.

Таблица. Сравнение рассчитанных и измеренных отношений мощностей доз вблизи медной мишени длиной 13 см и диаметром 10 см после ее облучения протонами ( $p$ ), альфа-частицами ( $He^4$ ) и ядрами углерода ( $C^{12}$ ) с энергией 3,65 ГэВ/нуклон и прочих равных условиях

Величина	Измерение	Расчет	
		Формулы (9),(13)	Формулы (11),(13)
$\dot{D}_{He^4} / \dot{D}_p$	$3,4 \pm 0,9$	3,2	4,8
$\dot{D}_{C^{12}} / \dot{D}_p$	$8,8 \pm 2,4$	6,1	14

Сравнение мощностей доз или активностей при одной и той же энергии ядер-снарядов и протонов правомерно, т.к. при  $E \geq 3$  ГэВ сечения образования радионуклидов практически

не меняются /16/. Не ясно, какое значение энергии снаряда  $E_n$  принять за нижнюю границу применимости формул (9) и (11), т.к. прямой экспериментальной проверки их не имеется; однако косвенные данные (рис.1) позволяют оценивать  $Q_y$  через  $Q_p$  при энергиях снаряда более 100 МэВ/нуклон.

### 2.3. Оценка радиационной обстановки

Радиационная обстановка на ускорителях создается, в принципе, падающей радиоактивностью, а также нейтронами, заряженными частицами и фотонами как продуктами взаимодействия ускоренных заряженных частиц с ядрами элементов среды. Роль каждого из этих компонентов не одинакова; рассмотрим их кратко, каждый в отдельности.

#### 2.3.1. Нейтроны

За пределами пробега ускоренных ионов или ядер, а также их фрагментов, нейтроны определяют радиационную обстановку как наиболее проникающий компонент, способный генерировать в ткани и окружающей среде заряженные частицы с большими ЛПЭ. Распределение нейтронов от фиксированного источника существенно анизотропно. Однако, учитывая множество источников нейтронов, распределенных по орбите и тракту пучка, изменение режимов работы ускорителя, случайные колебания параметров ускорителя и трактов пучка, смену места положения мишеней, перемещения персонала относительно источников нейтронов, радиационную обстановку можно оценивать величиной усредненной по углу за год эквивалентной дозы  $\bar{H}$  от совокупности мишеней:

$$\bar{H} = h \sum_i F_i \frac{Y_i}{4\pi r_i^2} \quad (14)$$

где  $F_i$  - поток ускоренных частиц за год на  $i$ -ю мишень, выход нейтронов из которой на одну частицу  $Y_i$ ,  $r_i$  - расстояние от  $i$ -й мишени до персонала,  $h$  - подходящий

коэффициент перехода от флюенса к нормируемой величине эквивалентной дозы (эффективной или максимальной).

Защита в целом может быть оценена на основе оптимальной величины эквивалентной дозы (см. рекомендацию МКРЗ - 90)  $H_0$ , за которую может быть принят контрольный уровень дозы или дозовый предел

$$d = \lambda \ln \left( \frac{\bar{H}}{H_0} \right) \quad (15)$$

где  $\lambda$  - подходящая длина ослабления флюенса (дозы) нейтронов.

При отсутствии информации для выбора подходящих значений  $h$  и  $\lambda$  можно принять их значения, соответствующие энергии ускоренных частиц на один нуклон, которые будут близки к максимальным /16/.

#### 2.3.2. Заряженные частицы

Все зоны прохождения ускоренных ионов или ядер, а также их фрагментов заряженными частицами, как правило, пренебрегают, т.к. их поток составляет небольшую часть от потока нейтронов. Так, например, выход заряженных адронов на порядок меньше выхода нейтронов высоких энергий и на два порядка меньше выхода всех нейтронов из толстой свинцовой мишени, облучаемой протонами с энергией 2,55 ГэВ /17/. Однако в случае интерпретации показаний дозиметров нейтронов, чувствительных к заряженным частицам, последними игнорировать нельзя.

#### 2.3.3. Фотоны

Фотонный компонент дает основной вклад (до ~ 80%) в облучаемость персонала, работающего на ускорителях тяжелых заряженных частиц /16/. Одним из источников фотонов являются ядерные реакции, которые происходят между ускоренными ионами, их фрагментами и нейтронами с ядрами атомов среды. Другим источником фотонов являются радионуклиды падающей радиоактивности, вносящие наибольший вклад в дозу облучения.

##### 2.3.3.1. Фотоны, возникающие в процессе ядерных реакций

Кулоновское возбуждение ядер и снятие его в результате вылета фотонов имеет значение лишь при энергиях ниже порога образования нейтронов; образующиеся фотоны имеют сравнительно низкие энергии, и трудности защиты от них не возникают /4/. Аналогичная ситуация имеет место и с рентгеновским излучением, образующимся в результате ионизации  $K$  и  $L$  оболочек как ускоренных ионов, так и атомов мишени. Информацию о выходах рентгеновского излучения при взаимодействии ионов ксенона энергии 150 МэВ с веществом, атомный номер которого меняется в пределах 40-83, можно найти, например, в работе /23/.

При энергиях ионов выше кулоновского барьера снятие возбуждения происходит путем вылета гамма-квантов, число которых на одно неупругое взаимодействие составляет 20-25 в интервале энергии ионов аргона 160-235 МэВ. При этих же условиях множественность нейтронов составляет 4-5/4/. Учитывая коэффициенты перехода от флюенса к эквивалентной дозе, получим, что доза фотонов составляет ~10% от дозы нейтронов. Это значение согласуется с данными из раздела 1.4.2 работы /16/. С ростом энергии ускоряемых ионов

следует ожидать уменьшения дозы гамма-излучения в процентах от дозы нейтронов, т.к. число нейтронов на одно взаимодействие растёт с энергией, а число фотонов стремится к постоянной величине /4/.

### 2.3.3.2. Фотоны наведенной радиоактивности

Фотоны, испускаемые радионуклидами остаточной радиоактивности, определяют радиационную обстановку при остановленном ускорителе. Их выход зависит от многих условий, а его описание выходит за рамки настоящей работы. Здесь мы лишь ограничимся упоминанием закономерности, обоснованной в разделе 2.2.3 и позволяющей использовать информацию, накопленную на ускорителях протонов /9,16,24,25/ для оценки радиационной обстановки на ускорителях ядер. Согласно формулам (9), (11), (13) вблизи ускорителя релятивистских ядер

$$D_{я} = N \frac{\eta_{я}}{\eta_{р}} f D_{р} \quad (16)$$

а вблизи его защиты

$$D_{я} = N \frac{\sigma_{я} \eta_{я}}{\sigma_{р} \eta_{р}} D_{р} \quad (17)$$

Формулы (16) и (17) дают крайние значения мощностей доз, на практике реализуется некоторый промежуточный значение, как это иллюстрируется табл.1.

### 2.3.4. Бета-частицы наведенной радиоактивности

Этот компонент радиационной обстановки, как правило, не вносит заметный вклад в облучаемость персонала. Исключение составляют работы с тонкими пластинами или с внутренними мишенями циклических ускорителей, когда интенсивному облучению подвергается тонкая кромка пластин или мишеней. В таких случаях доза бета-излучения в несколько раз превосходит дозу гамма-излучения.

Важную роль бета-излучение может играть при определении активности металлолома или отходов с целью получения ответа на вопрос - являются ли они радиоактивными или нет согласно требованиям санитарных норм работы с радиоактивными веществами.

## 3. Дифференциальные распределения

Использование информации о двойных дифференциальных сечениях образования нейтронов  $d^2\sigma/dEd\Omega$  при взаимодействии ядер (ионов) с ядрами различных мишеней позволяет получить более точный прогноз радиационной обстановки и защиты на ускорителях тяжелых заряженных частиц, чем при использовании информации о выходах нейтронов из мишеней. Авторами данной работы была разработана феноменологическая модель /2,3,26/ с использованием простых аппроксимационных формул для расчета двойных дифференциальных сечений с целью прогноза радиационной обстановки и защиты при ускорении ядер в широком диапазоне энергий и атомных весов. Разработка модели вызвана тем, что экспериментальные данные малочисленны, а использование имеющихся в литературе моделей расчета таких сечений наталкиваются на определенные трудности /2,3/.

В данной работе представлен уточненный вариант феноменологической модели. При разработке модели исходили из основных закономерностей формирования  $d^2\sigma/dEd\Omega$  нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях, выявленных при анализе и обобщении весьма фрагментарных литературных данных /6,10,27-35/. Анализ показал, что имеется подобие распределений дифференциальных сечений для различных сталкивающихся ядер.

Прежде всего обращает внимание наличие в спектре нейтронов острого, почти симметричного пика при малых углах наблюдения  $\theta \leq 5^\circ$  по отношению к направлению ядра-снаряда в области энергии нейтронов  $E$ , близкой к энергии ядра-снаряда  $E_c$  на один нуклон, а также заметное наличие нейтронов с энергией  $E > E_c$ . Дисперсия распределений в пиках практически не зависит от массовых чисел сталкивающихся ядер /3/, а в системе ядра - снаряда она оказалась не зависящей от энергии ядра-снаряда /33/. В таких распределениях, описываемых гауссианом, значение дисперсии распределения по продольному и поперечному импульсам является практически одинаковым и равным приблизительно  $(54 \text{ МэВ}/c)^2$ . Это позволяет предположить, что пики в основном формируют нейтроны ядра-снаряда, не претерпевшие столкновения с нуклонами ядра-мишени, т.е. распределение в пике определяется внутриядерным распределением нуклонов по импульсам. Для самой высокоэнергетичной части спектра нейтронов, описываемой экспонентой, характерны те же закономерности, что и для пиковой, но продольное распределение не совпадает с поперечным распределением по импульсам, если их представить в системе снаряда /33/.

Для нейтронов, образующихся в основном в одиночных столкновениях нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени, также характерно наличие пика в области энергий нейтронов, близких к  $E_c$  в дифференциальном распределении. Положение этого пика меняется с углом  $\theta$  в сторону меньших энергий, а также уменьшается вклад этого компонента в общее дифференциальное сечение образования нейтронов, с увеличением угла он становится незаметен на фоне каскадной компоненты.

В спектре нейтронов при  $E < E_c$  имеет место подобие дифференциальных распределений в ядро-ядерных взаимодействиях дифференциальным распределениям в протон-ядерных взаимодействиях. Наблюдается монотонное увеличение наклона спектров с увеличением угла  $\theta$ , что характерно для спектров нейтронов, образующихся в результате внутриядерного каскада. Низкоэнергетическая же часть спектра, как нам представляется на основе работ /4,36,37/, состоит из нейтронов, испарившихся из замедлившихся фрагментов ядра-мишени и фибрбола. Отмеченная закономерность позволила использовать уже имеющуюся информацию о распределениях нейтронов в протон-ядерных взаимодействиях для описания спектров нейтронов в каскадной и испарительной стадиях ядро-ядерного взаимодействия, а также величину  $N$  (число эквивалентных протонов).

В ядро-ядерных взаимодействиях возникают также протоны, дифференциальные сечения которых мало отличаются по виду от сечений возникновения нейтронов /2,26/. Расчеты /38/ с помощью релятивистской каскадной модели показали, что отношение  $n/p$  при низких энергиях приближается к отношению  $n/p$  в ядре-мишени, а при высоких энергиях к  $n/p$  в ядре-снаряде.

Как уже было отмечено, дифференциальные спектры протонов не рассматривались в данной работе, информация о них имеется в /1,2,26/.

### 3.1 Феноменологические формулы расчета радиационной обстановки и защиты

Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов ( $d^2\sigma / dEd\Omega$ ) представляем в виде четырех компонентов в соответствии с вышеизложенным подходом:

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \sum_{i=1}^4 \left( \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \right)_i \quad (18)$$

Первый компонент (обозначаем его индексом 1) описывает спектр нейтронов в его высокоэнергетичной части:

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \right)_1 = \frac{\sigma_{я} v_n \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_1^2}\right)}{2\pi\theta_1^2 [\tau_1 \sqrt{2\pi} + 0,5\epsilon_1]} \left\{ \exp\left[-\frac{(E-E_c)^2}{2\tau_1^2}\right] + b \exp\left(-\frac{|E-E_c|}{\epsilon_1}\right) \right\} \quad (19)$$

В этом выражении  $v_n$  - среднее число таких высокоэнергетичных нейтронов, которое получено на основе результатов работ /39-42/ и описывается для  $A_c < 50$  формулой

$$v_n = 0,05 \left[ 1 + 0,3(A_c - 2Z_c) \right] (1,25 + 0,063 Z_c), \quad (20)$$

где  $Z_c$  - атомный номер ядра-снаряда. Для золота значение  $v_n$  составляет 12,7 нейтронов, которое найдено из условия согласия рассчитанных (19) и измеренных /29/ данных.

Величина  $\sigma_{я}$  - сечение неупругого ядро-ядерного взаимодействия, его аналитические выражения приводятся, например, в работах /2,43/.

$\theta$  - угол вылета нейтронов.

Параметр углового распределения

$$\theta_1 \equiv \frac{P}{\sqrt{2P_c}} = \frac{P}{\sqrt{2}\sqrt{E_c^2 + 2E_c m_0 c^2}}, \quad (21)$$

где

$P = 54$  МэВ/с - величина поперечного импульса высокоэнергетичного нейтрона, при котором  $\theta^2 / 2\theta_1^2 = 1$ ;

$P_c$  - импульс нейтрона в ядре-снаряде;

$m_0 c^2$  - энергия покоя нейтрона;

$E_c, E$  - здесь и дальше в МэВ/нуклон.

Зависимость дисперсии энергетического распределения  $\tau_1^2$  от энергии  $E_c$  получили /26/ в виде

$$\tau_1^2 = (28 + 0,064 E_c)^2 \text{ МэВ}, \quad (22)$$

$\epsilon_1$  - параметр экспоненциальной части энергетического распределения:

$$\epsilon_1 = \left\{ 76 + 172 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{A}{11}\right) \right] + 0,706 A_c \right\} (0,1 + 1,1 \cdot 10^{-3} E_c) \text{ МэВ}, \quad (23)$$

$b$  - параметр, который выражается формулой

$$b = 0,38 \frac{A_c^{-0,42} A_M^{-0,115}}{1 - 0,9 \exp(-0,001 E_c)} \quad (24)$$

Второй компонент (обозначаем индексом 2) описывает нейтроны, возникающие в одиночных столкновениях нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени:

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \right)_2 = C \frac{N\sigma_{я}}{\tau_2 \sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_3}\right) \exp\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\tau_2^2}\right] + 0,52 \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_4}\right) \exp\left(-\frac{|E-E_0|}{\epsilon_2}\right) \right\}, \quad (25)$$

$$C = 1 \text{ ср}^{-1}, \quad \tau_2 = \tau_1 \left[ 0,28 + 1,14 \exp\left(-\frac{\theta}{1,05}\right) \right] \quad (26)$$

$$\epsilon_2 = \left[ 61 + 0,108 E_c - 65 \exp\left(-\frac{E_c}{140}\right) \right] \left[ 0,28 + 1,14 \exp\left(-\frac{\theta}{1,05}\right) \right] \text{ МэВ}. \quad (27)$$

$\theta_3 = 0,113$  радиан,  $\theta_4 = 0,36$  радиан,

$$E_0 = E_c \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right) \text{ МэВ}, \quad \theta_0 = 0,58 + 35 / E_c A_c \text{ радиан}.$$

Третий компонент (обозначаем индексом 3) представляем как произведение  $\sigma_{я}$  на число эквивалентных протонов  $N$  и на двойное дифференциальное распределение каскадных нейтронов в протон-ядерном соударении (см., например, /44/):

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \right)_3 = \sigma_{я} N \left( \frac{d^2\nu_{р-я}}{dEd\Omega} \right)_{р-я} \quad (28)$$

индекс  $р-я$  означает протон-ядерное взаимодействие.

Четвертый компонент (обозначаем индексом 4) описывает распределение испарительных нейтронов, за основу которого примем максвелловское распределение по энергии, одинаковое в первом приближении для всех углов  $\theta$  и состоящее из анизотропной и изотропной частей:

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \right)_4 = \frac{\sigma_{я} v_{я-я} E}{T^2} \left[ \frac{A_c}{A_c + A_M} K(\theta) + \frac{A_M}{4\pi(A_c + A_M)} \right] \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (29)$$

В этом выражении первое слагаемое представляет нейтроны, испаряющиеся из движущихся фрагментов мишени и замедлившегося фэйрболла, а второе - из остановившихся.

Символы  $v_{я-я}, T, K(\theta)$  означают:

$v_{я-я}$  - среднее число испарившихся нейтронов на одно ядро-ядерное неупругое взаимодействие, которое определяем через среднее число испарительных нейтронов на одно протон-ядерное неупругое взаимодействие:

$$v_{я-я} = N v_{р-я} \quad (30)$$



$T$  - температура ядра (составного, фрагмента, остатка),

$$T = [5,5A^{-0,2}]^P \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{8E^*}{A}}\right) \right] \quad (31)$$

где

$A$  - массовое число ядра в случае составного ядра  $A = A_c + A_M$ ,

$P = 1 - E_K / E_{ц.м.}$ ,

$$E_K = \frac{Z_c Z_M}{A_c^{1/3} + A_M^{1/3}} \text{ МэВ} - \text{кулоновский барьер,}$$

$E^* = E_{ц.м.} + Q$  - энергия возбуждения для составного ядра, когда  $E_c \leq 20$  МэВ/нуклон,

$E^* = (E_{ц.м.} + Q' - E_K) \frac{A'}{A_c + A_M}$  - энергия возбуждения для фрагмента ядра-снаряда или

ядра-мишени  $A'$ , где

$$A' = A_c + A_M - (v_n + v_p)_1 - (v_n + v_p)_2 - (v_n + v_p)_3,$$

$v_n, v_p$  - число нейтронов и протонов, соответственно, наблюдателей, однократного соударения, каскадных,

$E_{ц.м.} = E_c \frac{A_c A_M}{A_c + A_M}$  - кинетическая энергия снаряда в системе центра масс

сталкивающихся ядер,

$Q, Q'$  - энергии реакций,

$K(\theta)$  - функция углового распределения, определенная так, что

$$\int K(\theta) d\Omega = 1,$$

$$K(\theta) = \frac{S^2 + 1}{2\pi [\exp(-\pi S) + 1]} \exp(-S\theta) \quad (32)$$

$$S = 0,5 \frac{A_c}{A_c + A_M} \sqrt{E'} \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{E_c}{E'}}\right) \right] \quad (33)$$

где  $E' \approx 7$  ГэВ/нуклон, если  $E_c$  имеет ту же размерность.

Формулы (29),(32),(33) составлены на основе экспериментальных данных, полученных при низких энергиях и экстраполированы на высокие энергии.

Двойные дифференциальные выходы нейтронов из толстой мишени, на которую падают ядра, при условиях пренебрежения ослаблением их потока и влиянием фрагментов можно представить в расчете на одно ядро:

$$\frac{d^2Y}{dE d\Omega} = n \sum_{i=1}^4 \frac{E_c}{E_i} \left( \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \right) \left( \frac{dE'_c}{dx} \right)^{-1} dE'_c \quad (34)$$

где  $\frac{dE'_c}{dx}$  - потери энергии ядра-снаряда на единичной толщине мишени,

$E_1 = 50$  МэВ/нуклон,  $E_{2,3} = 10$  МэВ/нуклон,

$E_4 = E_{II}$  МэВ/нуклон - энергетический порог образования нейтронов в ядро-ядерном взаимодействии.

Зависимость величин дозы нейтронов с энергией больше  $E_n$ , вышедших из толстой мишени, на расстоянии  $r$  за защитой толщиной  $x$  вычисляется согласно формуле

$$Hr^2 = \int_{E_n}^{\infty} \frac{d^2Y}{dE d\Omega} B h \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) dE \quad (35)$$

Дифференциальное распределение нейтронов с энергией больше  $E_n$  по углу  $\theta$  из толстой мишени после защиты может быть вычислено по формуле.

$$\frac{dY}{d\Omega}(x) = \int_{E_n}^{\infty} \frac{d^2Y}{dE d\Omega} B \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) dE \quad (36)$$

где  $B$  и  $\lambda$  - фактор накопления и длина ослабления флюенса (дозы) нейтронов в обычном бетоне или эквивалентных ему веществах по эффективному атомному весу (см.рис.3),  $h$  - коэффициент перехода от флюенса нейтронов к величинам дозы.

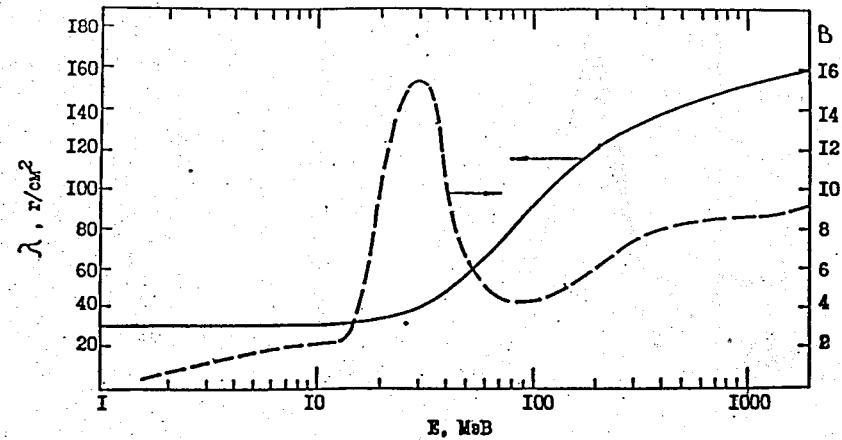


Рис.3. Зависимость фактора накопления и длины ослабления флюенса (дозы) нейтронов от их энергии в обычном бетоне

### 3.2 Сравнение результатов расчетов и экспериментов

В качестве демонстрации результатов сравнения расчетов по представленному алгоритму с экспериментальными и другими расчетными данными приводим ниже рисунки. На рис.4,5

представлены спектры нейтронов из тонкой мишени при взаимодействии ядер золота с энергией 800 МэВ/нуклон с ядрами мишени из золота и ядер углерода с ядрами мишени из углерода с энергией 1050 МэВ/нуклон под углом  $\theta = 0^\circ$  к направлению движения ядра-снаряда. Экспериментальные данные взяты из работы /29/, расчетные данные - из работы /27/. Видно, что спектры нейтронов под углом  $\theta = 0^\circ$  достаточно хорошо описываются формулами (18, 19, 25) в их высокоэнергетичной части для широкого диапазона массовых чисел взаимодействующих ядер, что важно в случае расчета защиты, расположенной в направлении движения пучка ядер-снарядов. Данные расчета на рисунке 4 выполнены с учетом нормировки на экспериментальные результаты /29/. На рис.6 приводится сравнение спектров нейтронов, вышедших из тонкой мишени при взаимодействии ядер  $^{14}\text{N}$  с энергией 35 МэВ/нуклон с ядром-мишенью  $^{107}\text{Ag}$  при угле  $\theta = 15^\circ$ . В этом расчете использовалась величина  $N$ , но надо отметить, что использование этой величины в расчетах при  $E_c \leq 50$  МэВ/нуклон может привести к некорректным результатам. В таких случаях можно воспользоваться данными из работ /10,11/.

В физике защиты одной из основных целей является получение регламентируемых величин за защитой. Используя расчет по формулам (18),(36) и рис.3, можно получить распределение нейтронов в тяжелом бетоне по толщине. Сравнение расчетных величин распределения нейтронов с полученными в эксперименте /45/ представлено на рис.7. Расхождение расчетных данных с экспериментальными данными при толщине бетона  $x=0$  можно объяснить регистрацией углеродным детектором заряженных фрагментов ядра-снаряда, вылетевших из мишени. Для этого случая фактор  $B$  приравнивали 1, т.к. мишень располагалась близко к защите.

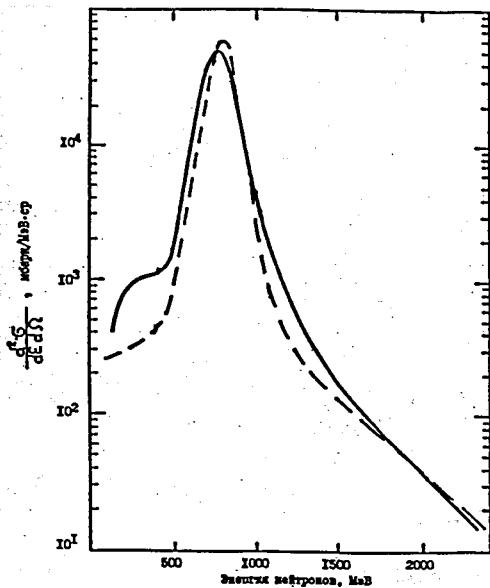


Рис.4. Спектр нейтронов в реакции  $\text{Au} + \text{Au} = n + x$ ,  $E_c = 800$  МэВ/нуклон,  $\theta = 0^\circ$ :

— эксперимент; - - - наш расчет

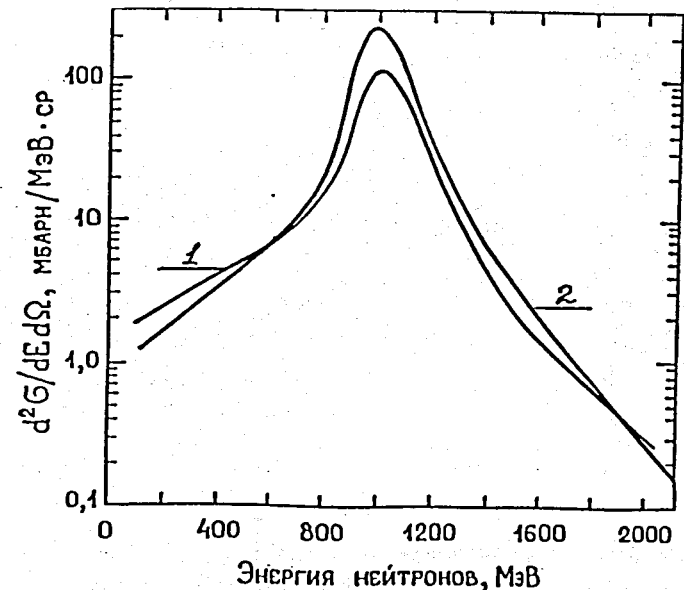


Рис.5. Спектр нейтронов в реакции  $\text{C} + \text{C} = n + x$ ,  $E_c = 1050$  МэВ/нуклон,  $\theta = 0^\circ$ ,

1 - наш расчет, 2 - расчет из /27/

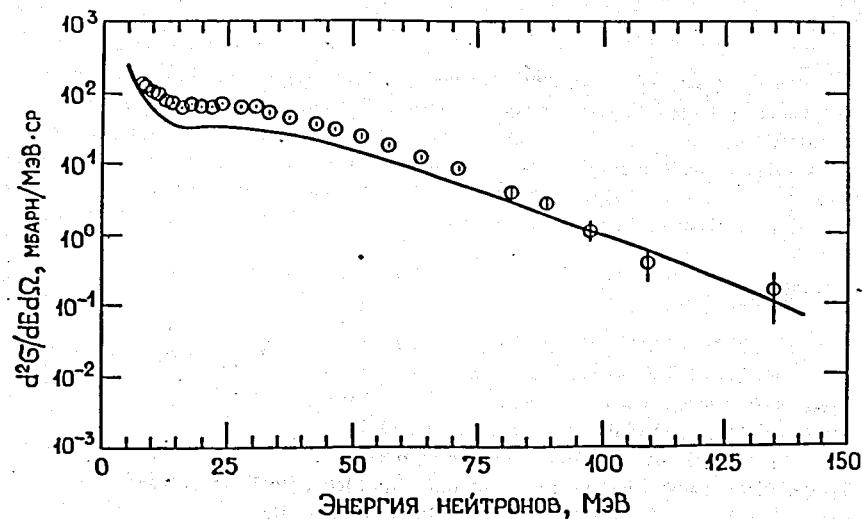


Рис.6. Спектр нейтронов  $\text{N} + \text{Ag} = n + x$ ,  $E_c = 35$  МэВ/нуклон,  $\theta = 15^\circ$ :

o - эксперимент, - - - наш расчет

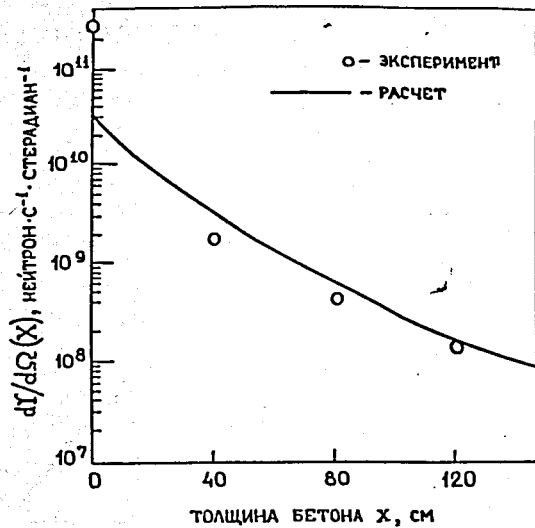


Рис.7. Зависимость ослабления нейтронов  $\frac{dY}{d\Omega}(x)$  с энергией  $>20$  МэВ от толщины защиты из бетона плотностью  $3,4 \text{ г/см}^3$ ; нейтроны генерируются под углом  $\sim 0^\circ$  в толстой  $(3,2 \text{ г/см}^2)$  железной мишени ядрами углерода с энергией 86 МэВ/нуклон в количестве  $10^{11} \text{ с}^{-1}$

#### 4. Выводы

Анализ сравнения экспериментальных и расчетных данных показывает, что экспериментальная проверка дает удовлетворительное согласие с расчетом. Таким образом, использование представленного алгоритма целесообразно и позволяет относительно быстро и эффективно оценивать радиационную обстановку и защиту в диапазоне энергий ядер-снарядов от десятка МэВ/нуклон до десятка ГэВ/нуклон с массовыми числами ядер-снарядов и ядер-мишеней от гелия до урана.

#### Литература

1. Комочков М.М. - ОИЯИ, P16-83-190, Дубна, 1983.
2. Бескровная Л.Г., Комочков М.М.- Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.2, с.382, ОИЯИ, Д9-89-52, Дубна, 1989.
3. Комочков М.М. - ОИЯИ, P16-91-107, Дубна, 1991.
4. Back B.V. - Nucl.Instr. and Meth., 1993, B74, p.527.
5. Takashi Kato, Takashi Nakamura. - Nucl.Instr. and Meth., 1992, A311, p.548.
6. Kazuo Shin et al. - Nucl.Instr. and Meth., 1994, A349, p.506.
7. Jenkins I.L., Wain A.G. - J.Inorg.Nucl.Chem., 1970,32, p.1419.
8. Tesch A. - Radiat.Prot.Dosim., 1985, 11, p.165.

9. Patterson H.W., Thomas R.H. -Accelerator Health Physics. Academic Press, New York and London, 1973.
10. Guo Z.Y. et al. - Nucl.Instr. and Meth., 1987, B29, p.500.
11. Clapier F., Zaidins C.S. - Nucl.Instr. and Meth.,1983, 217, p.489.
12. Gabriel T.A. et al. - ORNL/TM-8952, Oak Ridge, 1984.
13. Varashenkov V.S. et al. - JINR, E2-89-437, Dubna,1989.
14. Барашенков В.С. и др. - ОИЯИ, P2-85-124, Дубна, 1985.
15. Бамблевский В.П. - ОИЯИ, 16-85-35, Дубна, 1985.
16. Комочков М.М., Лебедев В.Н. -Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц. Энергоатомиздат, Москва, 1986.
17. Коваленко А.Д. и др. - Краткие сообщения ОИЯИ N[64]-94, с.12, Дубна, 1994.
18. Handbook on Nuclear Activation Data. Technical Reports Series No.273. IAEA, Vienna, 1987.
19. Schwerer O. and Okamoto K-. Status Report on Gross-Sections of Monitor Reactions for Radioisotope Production. INDC(NDS)-218/GZ+, IAEA, Vienna, 1989.
20. Касьянов В.Ф. и др. - ОИЯИ, 16-12375, Дубна, 1979.
21. Касьянов В.Ф. и др. - Атомная энергия, 1983, 54, с.56.
22. Астапов А.А., Бамблевский В.П. - ОИЯИ, 16-87-486, Дубна, 1987.
23. Gippner P. et al. - Nucl.Phys., 1975, A245, p.336.
24. Зайцев Л.Н. и др.- Основы защиты ускорителей. Атомиздат, М., 1971.
25. Thomas R.H., Stevenson G.R.- Radiological Safety Aspects of the Operation of Proton Accelerators.Technical Reports Series No.283. IAEA, Vienna, 1988.
26. Бескровная Л.Г.,Комочков М.М.-ОИЯИ,P16-87-304, Дубна, 1987.
27. Weise H.P., Shielding of High Energy Ion Accelerators. In the proceeding of CONF-8602706 "Health Physics of Radiation Generating Machines".Reno,Navada,February 8-12, USA, 1987, p.459.
28. Madey R. et al.-Phys.Rev.Lett., 1985, v.55, p.1453.
29. Madey R. et al.-Phys.Rev., 1988, C38, p.184.
30. Shelin H.R. et.al.-Phys.Rev., 1989, C39, p.1827
31. Козулин Э.М. и др.-ОИЯИ, P7-86-589, Дубна, 1986.  
Козулин Э.М. и др. -Ядерная физика, 1987, т.45, вып.1, с.8.
32. Cecil R.A. et al.-Phys.Rev., 1981, C24, p.2013.
33. Anderson L. et al.-Phys.Rev., 1983, C28, p.1224.
34. Nakamura T.-Nucl.Instr.and Meth., 1985, A240, p.207.
35. Albergo S. et al.-JINR, E7-93-274, Dubna, 1993.
36. Goldhaber A.S., Hekman H.M.-High Energy Interactions of Nuclei, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1978, 28, p.161.
37. Nagamiya S.,Gyulassi M.-High Energy Nuclear Collisions Advances in Nuclear Physics, 1984,v.13,p.239.
38. Stevenson J.-Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1773.
39. Weber W.R. et al.-Phys.Rev., 1990, C41, p.520.
40. Weber W.R. et al.-Phys.Rev., 1990, C41, p.533.
41. Weber W.R. et al.-Phys.Rev., 1990, C41, p.547.
42. Olson D.L. et al.-Phys.Rev., 1983, C28, p.1602.
43. Shen W.Q. et al. -Nucl.Phys., 1989, A491, p.130.
44. Сычев Б.С. и др.-Препринт РТИ АН СССР 789, М.,1979.
45. Tuyn J.W. et al.CERN, NS-RP/TM/80-68, Part 2, Geneva, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 ноября 1995 года.