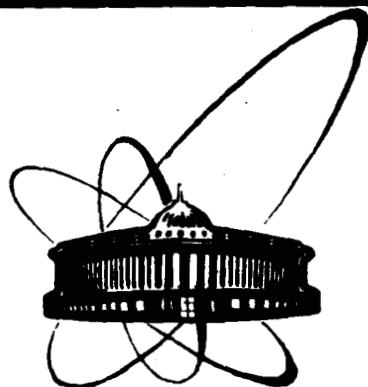


89-626



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

К 85

16-89-626

А.Р.Крылов

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ
НА УСКОРИТЕЛЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Алгоритм расчета дифференциальных характеристик
полей излучения вокруг мишеней
и за биологическими защитами

1989

ВВЕДЕНИЕ

Развитие релятивистской ядерной физики в последние годы потребовало создания ускорителей ядер с атомным весом вплоть до урана на энергии до сотен ГэВ на нуклон. Конструирование подобных ускорительных установок поставило перед физикой защиты специфическую задачу по разработке методики оценки радиационной обстановки вблизи элементов конструкции ускорителей и за их защитой. Для ускорителей протонов высоких энергий существующие расчетные методики позволяют прогнозировать радиационную обстановку с точностью, удовлетворяющей большинству практических целей. Специфика аналогичных расчетов для ускорителей релятивистских ядер определяется, во-первых, особенностями элементарного акта ядро-ядерных взаимодействий и, во-вторых, участием фрагментов ядра-снаряда в межядерном каскаде, развивающемся в веществе толстых мишеней или защиты. Задачу оценки радиационной обстановки можно условно разделить на две части: расчет двойных дифференциальных характеристик полей вторичного излучения, генерируемого ядрами в различного рода мишенях, и расчет дифференциальных характеристик полей рассеянного излучения за биологическими защитами, облучаемыми либо вторичным излучением из мишеней, либо пучками ядер. Такое деление отражает и основные реальные условия формирования радиационных полей на ускорителях: поля излучений вблизи мишеней; поля излучений за боковыми защитами ускорителей или каналов транспортировки пучков; поля излучений за лобовыми защитами или ловушками пучков. Под мишенями здесь и далее подразумеваются как физические мишени (обычно по толщине не превышающие нескольких десятков г/см²), так и детали конструкции ускорителей, моделируемые при расчетах мишенями толщиной до ~ 200 г/см². Информация о полях вторичного излучения необходима не только для задания источников падающего на защиту излучения, но и для оценки степени вероятного облучения персонала при прогнозировании аварийных ситуаций. При относительно небольших толщинах мишеней точность расчета полей вторичного излучения определяется корректностью выбранной модели ядро-ядерных соударений. При большой толщине мишеней задача расчета полей излучения

Рассмотрим конкретный случай применения метода последовательных столкновений для цилиндрической мишени радиусом R и длиной d при нормальном падении в центр её торца бесконечно узкого пучка моноэнергетических ядер. Геометрия расчета показана на рис. 1.

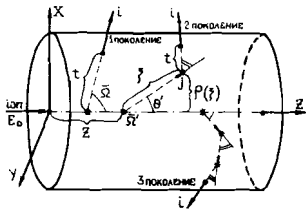


Рис. 1. Геометрия расчета межъядерного каскада при падении бесконечно узкого пучка ядер на цилиндрическую мишень.

Граничные условия (2) будут иметь следующий вид:

$$\Phi_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = f_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \delta_{i, ion} \cdot \delta(E - E_0) \cdot \delta(1 - \cos \theta) \cdot \delta(\varphi) \cdot \delta(\rho) / 2\pi \rho \text{ при } Z=0, \quad (5)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ - расстояние от оси пучка (ось Z) до точки \vec{r} ; E_0 - энергия падающих на мишень ядер; θ и φ - углы сферической системы координат, определяющие вектор $\vec{\Omega} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$. Вид первого члена ряда (4), описывающего плотность потока частиц пучка в мишени, очевиден:

$$\Phi_i^{(0)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \delta_{i, ion} \cdot \delta[E(E, z) - E_0] \cdot \delta(1 - \cos \theta) \cdot \delta(\varphi) \cdot \frac{\delta(\rho)}{2\pi \rho} \cdot e^{-\int_E^{E_0} \tau_i(x) dx}, \quad (6)$$

где E - энергия первичных частиц (ядер) на расстоянии Z от точки их падения на мишень. Следующие члены ряда описывают развитие межъядерного каскада вторичных частиц в веществе мишени. При этом член ряда, содержащий оператор \hat{K}_{ij} в n -й степени, дает вклад частиц, испытавших n раз неупругое рассеяние, в общий выход вторичных частиц сорта i из мишени. Действуя оператором \hat{K}_{ij} на выражение (6) и учитывая содержащиеся в нем δ -функции, получим выражение для первого поколения частиц межъядерного каскада:

$$\Phi_i^{(1)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_0^t d\zeta \frac{\beta_i(E')}{\beta_i(E)} \cdot \delta_{i, ion}(\frac{E' - E'}{\theta}) \cdot e^{-\int_E^{E'} \tau_i(u) du} \cdot e^{-\int_{E'}^{E_0} \tau_{ion}(u) du} \cdot \frac{\delta[P(\zeta)]}{2\pi \rho(\zeta)}. \quad (7)$$

Интеграл по ζ можно снять из-за присутствия в подынтегральном выражении δ -функции от $P(\zeta)$. Отметим, что $\Phi_i^{(1)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ ведет себя как δ -функция угла φ , т.е. равна нулю везде, кроме единственной точки

$\varphi = \arctg(y/x)$, в которой обращается в бесконечность. Для определения коэффициента перед этой δ -функцией проинтегрируем $\Phi_i^{(1)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ по углу φ . Производя замену переменных $x = \rho \cos \varphi$; $y = \rho \sin \varphi$, получим

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^t d\zeta \frac{\delta[P(\zeta)]}{\rho(\zeta)} = \frac{2\pi}{\sin \theta \cdot \sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (8)$$

Учитывая соотношение (8), найдем из (7) окончательное выражение для первого поколения вторичных частиц, вылетающих из мишени:

$$\Phi_i^{(1)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{\beta_i(E')}{\beta_i(E)} \cdot \delta_{i, ion}(\frac{E' - E'}{\theta}) \cdot e^{-\int_E^{E'} \tau_i(u) du} \cdot e^{-\int_{E'}^{E_0} \tau_{ion}(u) du} \cdot \frac{\delta[\varphi - \arctg(y/x)]}{\sin \theta \cdot \sqrt{x^2 + y^2}}, \quad (9)$$

где $E' - E$ - ионизационные потери энергии частиц сорта i на пути $\rho/\sin \theta$. Выражение (9) справедливо при выполнении условия

$$0 \leq z - \rho \cdot \text{ctg} \theta \leq d, \quad (10)$$

отражающего тот факт, что частицы первого поколения образуются вдоль оси пучка в пределах мишени. Если условие (10) не выполняется, то $\Phi_i^{(1)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0$. Второе поколение частиц межъядерного каскада получаем, действуя оператором \hat{K}_{ij} на (9):

$$\Phi_i^{(2)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sum_j \int_0^t d\zeta \int_0^\pi d\theta' \int_0^{E_{max}} dE' \frac{\beta_i(E')}{\beta_i(E)} \cdot \frac{1}{\rho(\zeta)} \cdot \delta_{i, j}(\frac{E' - E'}{\theta'}) \cdot \delta_{i, ion}(\frac{E'' - E''}{\theta'}) \times e^{-\int_E^{E'} \tau_i(u) du} \cdot e^{-\int_{E'}^{E''} \tau_j(u) du} \cdot e^{-\int_{E''}^{E_0} \tau_{ion}(u) du}; \quad (11)$$

где $E' - E$ - ионизационные потери частиц сорта i на пути ζ ; $E'' - E'$ - ионизационные потери частиц сорта j на пути $\rho(\zeta)/\sin \theta'$; $E_0 - E''$ - ионизационные потери падающих на мишень ядер на пути $z - \rho(\zeta) \cdot \text{ctg} \theta'$. Формулы (9) и (11) описывают развитие межъядерного каскада для заряженных частиц. Из них можно получить аналогичные выражения для нейтральных частиц, используя предельный переход:

$\int_E^{E'} \tau_i(u) du \rightarrow M_i(E) \cdot \ell$; $\beta_i(E)/\beta_i(E) \rightarrow 1$; $E = E$ при $\beta_i(E) \rightarrow 0$, где ℓ - путь, на котором ионизационные потери заряженных частиц составляют $E - E$. Способом, аналогичным описанному выше, можно получить выражения для последующих поколений частиц межъядерного каскада.

Во многих практически важных случаях требуется знание выходов вторичного излучения со всей поверхности мишени $F_i(E, \vec{\Omega})$. С учетом определения величины $\Phi_i(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ получим в приближении двух поколений

$$F_i(E, \vec{\Omega}) = \int_S dS (\vec{n} \cdot \vec{\Omega}) \cdot \sum_n \Phi_i^{(n)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}). \quad (12)$$

В цилиндрической системе координат интегрирование $\Phi_i^{(1)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ в (12) сводится к однократному интегралу по оси Z в силу присутствия δ -функции в (9). Интегрирование же следующих поколений $\Phi_i^{(n)}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ по поверхности мишени S удобно заменить интегрированием по объему мишени в соответствии с соотношением

$$\int_S dS (\vec{n} \cdot \vec{\Omega}) \int d\zeta = \int d\varphi \int \rho d\rho \int dz, \quad (13)$$

где Z, ρ, φ - координаты точки с радиусом-вектором \vec{r} в цилиндрической системе координат.

Как видно из сравнения выражений (11), (12), для определения второго поколения частиц, вылетающих с поверхности мишени, требуется вычисление пятикратного интеграла, третьего - восьмикратного и т.д. Если не вводить больших допущений о виде подынтегральной функции, то аналитическое вычисление интегралов такой кратности не представляется возможным. Применение же достаточно простых аппроксимирующих алгоритмов в многомерном пространстве может привести к значительным погрешностям.

Более корректным является использование специализированных многомерных методов численного интегрирования с оценкой погрешности вычислений, например метода Коробова^{16/}, рекомендуемого для вычисления интегралов кратностью до ~ 20 .

РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА ЗАЩИТАМИ

Рассмотрим случай взаимодействия с защитой вторичного излучения, генерируемого в мишени при падении на неё пучка ядер. Геометрия расчета показана на рис.2. Пусть $G(E, \vec{R}, \omega/E_0, \vec{F})$ - функция Грина для источника нейтронов с энергией E_0 , падающих на защиту в точку с радиусом-вектором \vec{F} , проинтегрированная по углам вылета нейтронов из защиты. Иными словами, это спектр нейтронов за защитой в точке с радиусом-вектором \vec{R} .

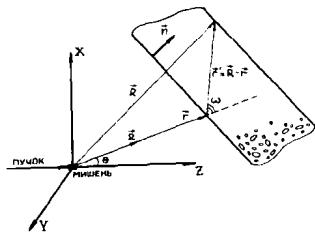


Рис.2. Геометрия расчета полей нейтронов за защитой, облучаемой вторичным излучением, генерируемым в мишени пучком ядер.

ω - угол между векторами \vec{F} и $\vec{R}-\vec{F}$. Обозначим $S(E_0, \vec{F}, \vec{\Omega})$ пространственное энергетически-угловое распределение падающих на защиту нейтронов. Тогда, исходя из определения функции Грина уравнения переноса^{14/}, получим исходное выражение для расчета спектра нейтронов в точке с радиусом-вектором \vec{R} за защитой:

$$\Phi(E, \vec{R}) = \int_E^{E_{\max}(\vec{F})} dE' \int d\vec{\Omega} \int dS (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) \cdot G(E, \vec{R}, \omega; E', \vec{F}) \cdot S(E', \vec{F}, \vec{\Omega}), \quad (I4)$$

где \vec{n} - единичный вектор внутренней нормали к поверхности защиты, на которую падает вторичное излучение; $\vec{\Omega}$ - единичный вектор направления падения вторичного излучения в точке \vec{F} . Если считать мишень точечной, т.е. пренебречь её размерами по сравнению с расстоянием от мишени до защиты, то выражение (I4) можно упростить. Действительно, выражение для $S(E, \vec{F}, \vec{\Omega})$ в этом случае имеет специальный вид:

$$S(E, \vec{F}, \vec{\Omega}) = S(E, \vec{F}) \cdot \delta^{(2)}[\vec{\Omega} - \vec{\Omega}(\vec{F})]. \quad (I5)$$

Подставляя теперь (I5) в (I4) и учитывая свойства δ -функции Дирака, получим следующее выражение для $\Phi(E, \vec{R})$:

$$\Phi(E, \vec{R}) = \int_E^{E_{\max}(\vec{F})} dE' \int dS (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) \cdot G(E, \vec{R}, \omega; E', \vec{F}) \cdot S(E', \vec{F}). \quad (I6)$$

$E_{\max}(\vec{F})$ в выражениях (I4) и (I6) - максимальная энергия в спектре вторичных нейтронов, падающих на защиту в точку с радиусом-вектором \vec{F} . Множитель $\vec{\Omega} \cdot \vec{n}$ отражает тот факт, что излучение от мишени в точке \vec{F} падает не нормально к площадке dS . Источник $S(E, \vec{F})$ однозначно связан

с двойными дифференциальными выходами вторичного излучения из мишени $F(E, \vec{\Omega})$, алгоритм расчета которых изложен в предыдущей части:

$$S(E, \vec{F}) = F(E, \vec{\Omega}) / F^2. \quad (I7)$$

Учитывая, что $(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) dS / F^2 = d\vec{\Omega}$, получим из (I6) и (I7) выражение, связывающее двойной дифференциальный выход нейтронов из мишени со спектром нейтронов за защитой:

$$\Phi(E, \vec{R}) = \int_E^{E_{\max}(\vec{\Omega})} dE' \int d\vec{\Omega} \cdot G[E, \vec{R}, \omega; E', \vec{F}(\vec{\Omega})] \cdot F(E', \vec{\Omega}). \quad (I8)$$

Входящая в выражения (I4), (I6), (I8) функция Грина $G(E, \vec{R}, \omega; E', \vec{F})$ зависит фактически только от четырех переменных: $E, |\vec{R}-\vec{F}|, \omega$ и E' . Для определения геометрических переменных $|\vec{R}-\vec{F}|$ и ω введем прямоугольную декартову систему координат, как это показано на рис.2. Начало координат поместим в центр мишени, ось Z направим вдоль пучка, оси X и Y при этом принадлежат горизонтальной плоскости. Определим координаты переменного вектора $\vec{F}(\vec{\Omega})$. Для этого запишем уравнение плоскости, описывающей внутреннюю поверхность защиты. Это есть плоскость, перпендикулярная вектору \vec{n} и проходящая через точку $\vec{R} - h \cdot \vec{n}$:

$$(\vec{n} \cdot \vec{F}) - (\vec{n} \cdot \vec{R}) + h = 0, \quad (I9)$$

где h - толщина защиты. Так как векторы \vec{F} и $\vec{\Omega}$ коллинеарны, то уравнение (I9) можно записать в следующем виде:

$$\rho(\vec{n} \cdot \vec{\Omega}) - (\vec{n} \cdot \vec{R}) + h = 0. \quad (20)$$

Из уравнения (20) легко находится модуль вектора \vec{F} , т.е. ρ :

$$\rho = [(\vec{n} \cdot \vec{R}) - h] / (\vec{n} \cdot \vec{\Omega}). \quad (21)$$

Используя выражение (21) и учитывая, что $\vec{F} = \rho \vec{\Omega}$, получим

$$\vec{F}' = \vec{R} - \vec{F} = \vec{R} - \rho \vec{\Omega} = \vec{R} + \frac{h - (\vec{n} \cdot \vec{R})}{(\vec{n} \cdot \vec{\Omega})} \vec{\Omega}, \quad (22)$$

откуда находим квадрат модуля вектора $\vec{R} - \vec{F}$:

$$|\vec{R} - \vec{F}|^2 = \vec{R}^2 + \left[\frac{h - (\vec{n} \cdot \vec{R})}{(\vec{n} \cdot \vec{\Omega})} \right]^2 + 2 \frac{h - (\vec{n} \cdot \vec{R})}{(\vec{n} \cdot \vec{\Omega})} \cdot (\vec{R} \cdot \vec{\Omega}). \quad (23)$$

Зная выражение для вектора \vec{F}' , можно определить и вторую геометрическую переменную ω в функции Грина из соотношения

$$\cos \omega = (\vec{F} \cdot \vec{F}') / (|\vec{F}| \cdot |\vec{F}'|) = \frac{1}{|\vec{F}'|} \left[(\vec{R} \cdot \vec{\Omega}) + \frac{h - (\vec{n} \cdot \vec{R})}{(\vec{n} \cdot \vec{\Omega})} \right]. \quad (24)$$

При интегрировании в выражении (I8) по вектору $\vec{\Omega}$ удобно перейти в систему координат, связанную с вектором $\vec{\Omega}_0 = \vec{R}/|\vec{R}|$. Введем единичные векторы осей новой системы координат:

$$\vec{e}'_3 = \vec{\Omega}_0; \quad \vec{e}'_2 = (\vec{\Omega}_0 \times \vec{e}_1) / (|\vec{\Omega}_0 \times \vec{e}_1|); \quad \vec{e}'_1 = (\vec{e}'_2 \times \vec{e}'_3). \quad (25)$$

Записывая вектор $\vec{\Omega}$ в двух различных координатных системах:

$$\vec{\Omega} = \Omega_x \vec{e}_1 + \Omega_y \vec{e}_2 + \Omega_z \vec{e}_3 = \Omega'_x \vec{e}'_1 + \Omega'_y \vec{e}'_2 + \Omega'_z \vec{e}'_3, \quad (26)$$

получим связь между координатами вектора $\vec{\Omega}$ в этих двух системах:

$$\begin{aligned} \Omega_x &= \Omega'_y \gamma_1 + \Omega'_z \Omega_{0x}; \\ \Omega_y &= -\Omega'_x \Omega_{0z} / \gamma_1 - \Omega'_y \Omega_{0x} / \gamma_1 + \Omega'_z \Omega_{0y}; \end{aligned} \quad (27)$$

$$\Omega_x = \Omega'_x \cdot \Omega_{0y} / \gamma_1 - \Omega'_y \cdot \Omega_{0x} \cdot \Omega_{0z} / \gamma_1 + \Omega'_z \cdot \Omega_{0z};$$

$$\Omega_0 = (\Omega_{0x}; \Omega_{0y}; \Omega_{0z}); \quad \gamma_1 = \sqrt{\Omega_{0y}^2 + \Omega_{0z}^2}.$$

В случае, когда вектор \vec{R} совпадает по направлению с осью Y выбранной нами исходной системы координат, вместо единичных векторов осей системы координат (связанной с вектором $\vec{\Omega}_0$), определяемых выражением (25), следует сделать другой их выбор, например:

$$\vec{e}'_3 = \vec{\Omega}_0; \quad \vec{e}'_1 = (\vec{e}_2 \times \vec{\Omega}_0) / |\vec{e}_2 \times \vec{\Omega}_0|; \quad \vec{e}'_2 = (\vec{e}_3 \times \vec{e}'_1). \quad (28)$$

В этом случае вместо соотношений (27) будем иметь

$$\Omega_x = \Omega'_x \cdot \Omega_{0z} / \gamma_2 - \Omega'_y \cdot \Omega_{0x} \cdot \Omega_{0y} / \gamma_2 + \Omega'_z \cdot \Omega_{0x}; \quad \Omega_y = \Omega'_y \cdot \gamma_2 + \Omega'_z \cdot \Omega_{0y};$$

$$\Omega_z = -\Omega'_x \cdot \Omega_{0x} / \gamma_2 - \Omega'_y \cdot \Omega_{0y} \cdot \Omega_{0z} / \gamma_2 + \Omega'_z \cdot \Omega_{0z}; \quad \gamma_2 = \sqrt{\Omega_{0x}^2 + \Omega_{0z}^2}. \quad (29)$$

Поскольку системы координат, задаваемые реперами $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ и $(\vec{e}'_1, \vec{e}'_2, \vec{e}'_3)$, получают одна из другой поворотом, то якобиан преобразования $\vec{\Omega} - \vec{\Omega}'$ равен единице. Учитывая это, запишем выражение (18) в следующем виде:

$$\Phi(E, \vec{R}) = \int dE' \int d\psi' \int \sin\theta' d\theta' G[E, \vec{R}, \omega; E', \vec{r}(\vec{\Omega}')] \cdot F(E', \vec{\Omega}), \quad (30)$$

где зависимость векторов $\vec{\Omega}'$ и $\vec{r}(\vec{\Omega}')$ от вектора $\vec{\Omega}' = (\sin\theta' \cos\psi'; \sin\theta' \sin\psi'; \cos\theta')$ дается выражениями (21), (27), (29).

Рассмотрим теперь случай непосредственного падения пучка ядер на защиту (геометрия ловушки). Если пренебрежение размерами источника вторичного излучения (мишени) в предыдущем случае было вполне оправданным, то в данной геометрии пренебречь продольными размерами пучка ядер, распространяющегося внутри защиты и рождающего вторичные частицы, уже нельзя, т.к. это эквивалентно неопределенности в толщине защиты и приведет к значительным погрешностям при расчете за ней параметров поля излучения. Поперечными же размерами пучка ядер по сравнению с размерами защиты можно уверенно пренебречь и считать его бесконечно узким. Тогда источник вторичных нейтронов расположен на прямой, являющейся продолжением пучка в защите. В этом случае вместо выражения (14) следует записать

$$\Phi(E, \vec{R}) = \int_0^L dz \int d\vec{\Omega}' e^{-M(z) \cdot z} \int d\vec{\Omega} \int dE' G(E, \vec{R}, \omega; E', z) \cdot F(E', \vec{\Omega}, z), \quad (31)$$

где интеграл по z берется вдоль пучка внутри защиты; $F(E', \vec{\Omega}, z)$ - двойное дифференциальное макросечение образования нейтронов с энергией E' под углом θ (относительно направления пучка) в точке Z внутри защиты при взаимодействии с её веществом частиц пучка; $M(z)$ - макросечение неупругого взаимодействия частиц пучка с веществом защиты. Верхний предел интегрирования по $Z(L)$ определяется либо ионизационным пробегом частиц пучка в веществе защиты, либо её толщиной, либо величиной M (например, из условия, что провзаимодействовало 95-99% частиц пучка). При учете ионизационных потерь ядер в защите выражение (31) удобно переписать в другом виде, перейдя от интегрирования по Z к интегрированию по энергии частиц пучка в защите. Особенно полезным это может

оказаться в случае, когда величина L определяется ионизационными потерями. Произведя замену переменных $dz = (dE/dx)^{-1} dE$, получим из (31)

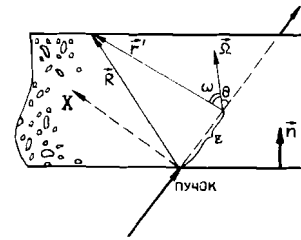
$$\Phi(E, \vec{R}) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(dE/dx)} \cdot e^{-M(E) \cdot Z(E)} \int d\vec{\Omega}' \int dE' G[E, \vec{R}, \omega; E', Z(E)] \cdot F(E', \vec{\Omega}, E), \quad (32)$$

где величина $F(E', \vec{\Omega}, E)$ теперь имеет привычный смысл двойного дифференциального сечения образования нейтронов с энергией E' под углом θ от ядер с энергией E ; $Z(E)$ - расстояние от точки падения пучка на защиту до точки внутри защиты, в которой частицы пучка имеют энергию E . Величина $Z(E)$ просто выражается через ионизационный пробег частиц пучка в веществе защиты

$$Z(E) = P(E_0) - P(E), \quad (33)$$

где $P(E)$ - ионизационный пробег частиц пучка с энергией E .

Для определения геометрических переменных функции Грина в (32) введем прямоугольную декартову систему координат, как это показано на рис.3. Начало координат совпадает с точкой падения пучка на защиту;



ось Z направлена вдоль направления пучка; плоскость XZ проходит через вектор \vec{R} и ось Z . Очевидно, что в этой системе координат вектор \vec{F}' будет иметь составляющие

$$\vec{F}' = (R_x; R_y; R_z - z). \quad (34)$$

Для удобства выбора пределов интегрирования по угловой переменной в выражении (32) целесообразно перейти в систему координат, связанную с вектором \vec{F}' , аналогично тому, как это делалось в "мишени" геометрии. Введем вектор $\vec{\Omega}_0$, определяющий поворот новой системы координат относительно выбранной нами ранее: $\vec{\Omega}_0 = \vec{F}' / |\vec{F}'|$ (35). Тогда вместо выражения (32) получим

$$\Phi(E, \vec{R}) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(dE/dx)} \cdot e^{-M(E) \cdot Z(E)} \int d\psi \int_0^{\omega_{max}} \sin\omega d\omega \cdot G[E, \vec{R}, \omega; E', Z(E)] \cdot F(E', \vec{\Omega}, E). \quad (36)$$

Это выражение удобно тем, что угловая переменная ω в функции Грина теперь является независимой, не требующей определения через другие переменные. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов $F(E', \vec{\Omega}, E)$ зависят только от проекции вектора $\vec{\Omega}$ на ось Z (Ω_z), а не от всех компонент этого вектора. Найти зависимость Ω_z от ψ и ω можно по выражениям (27), (29), положив в них $\Omega'_x = \sin\omega \cos\psi$, $\Omega'_y = \sin\omega \sin\psi$, $\Omega'_z = \cos\omega$, а составляющие вектора Ω_0 взяв из выражения (35).

КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ РАСЧЕТАХ

Расчет полей вторичного излучения вокруг мишеней по изложенному алгоритму реализован в программе IONCAS. Сечения неупругого адрон-ядерного взаимодействия определялись из приведенной в работе [7] аппроксимации экспериментальных данных. Двойные дифференциальные инклюзивные сечения образования адронов в адрон-ядерных соударениях в веществе мишени и защиты рассчитывались на основе аналитической аппроксимации дифференциальных сечений при энергиях более 20 МэВ (подпрограмма D2 N2^{10/10}). Область применимости данной аппроксимации охватывает широкий диапазон изменения кинематических переменных (до энергий порядка 100 ГэВ и угла эмиссии $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$). В качестве входных и выходных частиц в D2 N2 участвуют нуклоны и π -мезоны. В полях вторичного излучения данные частицы с энергией более 20 МэВ практически полностью определяют радиационную нагрузку. Основным компонентом полей вторичного излучения, формирующим за толстыми защитами поля рассеянного излучения, являются нейтроны с энергией более 100 МэВ. Если при расчете защиты рассматривать эту энергию в качестве нижнего предела, то ряд (4) сходится быстро и для решения поставленной задачи без заметной потери точности можно ограничиться 2 + 3 первыми членами ряда (поколениями каскадных частиц) даже для мишеней толщиной до ~ 200 г/см².

В настоящее время существует несколько различных моделей ядро-ядерных взаимодействий. Одной из широко распространенных, удовлетворяющей большинству требований к константному обеспечению для расчета межъядерного каскада является термодинамическая модель "файрстрик" [9], реализованная в подпрограмме PRSP. Подпрограмма позволяет рассчитывать двойные дифференциальные инклюзивные сечения образования адронов в ядро-ядерных взаимодействиях в широком диапазоне энергий и атомных весов ядер-снарядов (мишеней). Особенностью ядро-ядерного взаимодействия по сравнению с адрон-ядерным является значительно большее проявление кумулятивного эффекта в области малых углов вылета вторичных частиц, что приводит к существенному ужесточению полей излучения за лобовыми защитами или ловушками в направлении пучка. Поэтому значение E_{max} в системе уравнений (3) в случае падающего на мишень пучка протонов берется равным их энергии, а в случае падения на мишень пучка ядер должно выбираться с учетом кумулятивного эффекта (например, из условия, что 90-95% вторичных частиц обладают энергией ниже E_{max}). Для описания сечений неупругого ядро-ядерного взаимодействия использовалась аппроксимация [10]:

$$\sigma_{ion} = 68,6 (A_M^{1/3} + A_C^{1/3} - 1,32)^2 \quad (\text{мбарн}).$$

Для вычисления ионизационного пробега ядер и dE/dx использовались данные, рассчитанные по программе STOROW [11] и аппроксимированные простыми выражениями, предложенными в работе [12]:

$$\beta_i(E) = Z_i^2 \begin{cases} \frac{c}{g} (E/m_i c)^{1-g}, & 10 \leq E \leq 150 \text{ МэВ}, \\ \frac{E}{a-b} [a \ln(E/m_i)]^{1-b}, & E > 150 \text{ МэВ}, \end{cases}$$

где E - кинетическая энергия частиц сорта i (МэВ); m_i - их масса в единицах массы протона; a, b, c, g - эмпирические параметры, зависящие от вещества мишени или защиты.

Изложенный во второй части настоящей работы алгоритм вычисления спектров нейтронов за защитой в геометрии "мишень-защита" и геометрии ловушки пучка реализован соответственно в программах MAIN и BEAM. Для своей работы эти программы используют подпрограмму P011, вычисляющую функцию Грина и полученную из ИЯИ АН СССР. Способ приближенного аналитического вычисления функции Грина изложен в работе [13]. В геометрии "мишень-защита" при углах θ больше $\sim 30^\circ$ для расчета характеристик полей рассеянного излучения за защитой можно ограничиться заданием в качестве источника вторичного излучения только высокоэнергетического нейтронного компонента без заметных потерь в точности расчета. При $\theta \leq 30^\circ$ (особенно для тонких мишеней и высоких энергий) и в геометрии ловушки неучет заряженных адронов, падающих на защиту или рождающихся в ней в ядро-ядерных взаимодействиях, может привести к занижению расчетных параметров полей излучения за защитой. Так как для протонов высоких энергий длина свободного пробега до неупругого взаимодействия существенно меньше ионизационного пробега, то в первом приближении в качестве источника в этих случаях можно задавать суммарный спектр высокоэнергетических нуклонов. Еще одним оправданным допущением является пренебрежение альбедными вторичными адронами, рождающимися в межъядерном каскаде в защите, что эквивалентно уменьшению верхнего предела интегрирования по θ' в выражении (30) до $\pi/2$. На практике же верхний предел интегрирования по θ' может быть выбран еще меньшим (без существенного снижения точности расчетов) исходя из следующей оценки:

$$\theta'_{max} = \arctg \left[\frac{h \cdot (\bar{n} \cdot \bar{r})}{|\bar{r}| \cdot [(\bar{n} \cdot \bar{r}) - h]} \right].$$

Верхний предел интегрирования по энергии в (32) определяется из зависимости максимальной энергии в спектре вторичных нейтронов от угла их вылета θ и энергии первичных частиц E . Эта зависимость введена для уменьшения погрешностей численного интегрирования.

Вклад фрагментов ядра-снаряда в межъядерный каскад может быть учтен через распределение плотности потока фрагментов по оси пучка в мишени или защите, если рассматривать их как компоненты первого поколения вторичных частиц:

$$F_i(z) = \frac{\alpha_i}{M_i} \left[e^{-M_i z} - e^{-M_0 z} \right],$$

где α_i - макросечение образования фрагмента типа i ; M_i - макросечение его неупругого взаимодействия с веществом. Данное выражение справедливо в предположении, что фрагменты движутся в том же направлении и с той же скоростью, что и инициировавшее их ядро. Набор экспериментальных данных о сечениях образования фрагментов при релятивистских энергиях весьма ограничен по атомному весу ядер-снарядов, однако оценка сечений может быть произведена на основе гипотезы о слабой факторизации [14].

В качестве материала защиты при конструировании защиты ускорителей обычно применяется бетон. Если конкретный химический состав бетона не задается специально при проектировании, то для обычного бетона ($\rho = 2,3 - 2,35 \text{ г/см}^2$) можно использовать его усредненные характеристики ($A = 21$; $Z = 10$) либо приближенный химический состав (SiO_2Ca).

Приведенный в настоящей работе алгоритм расчетов, реализованный в комплексе программ ION/CAS, MAIN, BEAM, позволяет прогнозировать радиационную обстановку в большинстве ситуаций, возникающих при проектировании ускорителей релятивистских ядер за реальное счетное время ЭВМ и с достаточной для практических целей точностью.

В заключение автор благодарит Сычева Б.С. и Тимошенко Г.Н. за полезные обсуждения, Гудиму К.К., Сережникова С.В., Серова А.Я. за предоставленные программы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комочков М.М. ОИЯИ, Р16-86-186, Дубна, 1986.
2. Бескровная Л.Г., Комочков М.М. ОИЯИ, Р16-87-304, Дубна, 1987.
3. Alsmiller R.C. Jr. Nucl. Sci. Eng., 27(1967), 158.
4. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М., Атомиздат, 1978.
5. Сычев Б.С. ОИЯИ, Р9-3269, Дубна, 1967.
6. Коробов Н.М. Теоретико-численные методы в приближенном анализе. М., Физматгиз, 1963.
7. Сычев Б.С., Калмыков А.Р., Отрощенко Е.А. Препринт РИ АН СССР № 834, М., 1983.
8. Сычев Б.С., Серов А.Я., Манько Б.В. Препринт РТИ № 799. М., 1979.
9. Myers W.D. Nucl. Phys., A296(1978), 177.
10. Ставинский В.С. ОИЯИ, 2-80-66, Дубна, 1980.
11. Крылов А.Р., Хеннигер Ю. ОИЯИ, Б1-11-86-386, Дубна, 1986.
12. Взоров Н.К. ОИЯИ, Р1-4442, Дубна, 1969.
13. Казарновский М.В. и др. Препринт ИИЯ АН СССР П-0133, М., 1980.
14. Sigdon J., Sartor R. Phys. Rev., C21(1980), p. 2342.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1989 года.

Крылов А.Р.

16-89-626

Прогнозирование радиационных полей на ускорителях релятивистских ядер. Алгоритм расчета дифференциальных характеристик полей излучения вокруг мишеней и за биологическими защитами

Изложен алгоритм расчетов характеристик полей вторичного излучения вокруг мишеней и рассеянного излучения за защитами на ускорителях релятивистских ядер. Алгоритм расчета основан на различных способах решения кинетического уравнения переноса излучений в веществе: методе последовательных столкновений (в мишенях) и методе приближенного аналитического решения системы кинетических уравнений (в защите). Комплекс программ, реализующих предложенный алгоритм, позволяет проводить расчеты межъядерного каскада высокоэнергетических адронов в толстых мишенях, моделирующих детали конструкции ускорителей, а также расчеты межъядерного каскада нейтронов в сплошной защите, облучаемой либо вторичным излучением из мишеней, либо непосредственно пучками легких релятивистских ядер. Для описания двойных дифференциальных сечений образования адронов в ядро-ядерных взаимодействиях используется термодинамическая модель "файрстрик". Учитывается вклад в развитие каскада от фрагментов ядер-снарядов.

Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности и радиационных исследований ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод автора

Krylov A.R.

16-89-626

Prognostication of Radiation Fields on Relativistic Ion Accelerators. Algorithm of Calculation of Radiation Fields Differential Characteristics Around Targets and Behind Biological Shieldings

The algorithm of calculation of secondary radiation field characteristics around targets and characteristics of shield leakage radiation fields on relativistic ion accelerators are described. The algorithm of calculation is based on various methods of solution of radiation transport kinetic equation in matter: the method of successive collisions (in targets) and the method of approximate analytical solution of kinetic equations system (in shielding). The complex of programs realizing this algorithm allows one to calculate the high-energy hadrons internuclear cascade in thick targets which imitate the construction parts of accelerators as well as to calculate the neutrons internuclear cascade in continuous shielding irradiated by the secondary radiation from targets or light relativistic ion beam directly. For description of hadron double differential yields in nucleus-nucleus interactions the thermodynamic model "firestrack" is used. The contribution of nucleus-projectile fragments into the cascade development is taken into account.

The investigation has been performed at the Department of Radiation Safety and Radiation Researches, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989