

УДК 621.039.51

Метод корректировки макроскопических констант быстрых систем по результатам одиночных экспериментов

ВАСИЛЬЕВ Ю. Ю., ГУРИН В. Н., ДУБОВСКИЙ Б. Г.

В настоящее время в физике реакторов применяются экспериментальные методы, позволяющие получать нейтронно-физические параметры размножающих систем без проведения полномасштабных критических экспериментов. Один из таких — метод замещения, состоящий в замене части эталонной критической системы вставкой из исследуемого материала [1—3]. Общий недостаток известных модификаций метода замещения — требование близости спектров вставки и эталонной зоны, а также необходимость в проведении серии экспериментов по замещению. Предлагаемый метод состоит в корректировке по методу наименьших квадратов набора макроскопических констант вставки для наилучшего описания некоторой совокупности интегральных характеристик исследуемой двухзонной композиции. Коэффициенты чувствительности, устанавливающие линейную связь между вариациями описываемых интегральных характеристик (в настоящей работе — эффективный коэффициент размножения нейтронов) и корректируемых групповых макроконстант, определяются с использованием обобщенной теории возмущений [4]. Анализировались эксперименты с замещением серии MASURCA [5]. Расчеты проводились в диффузионном трехгрупповом приближении для одномерной цилиндрической геометрии. Получены значения материального параметра и ошибки его предсказания. Обнаружена слабая зависимость значений

предсказываемого материального параметра от объемной доли вставки и хорошее согласие с экспериментально измеренным значением. Так, при объемной доле вставки 3% в активной зоне расхождение с экспериментом составляет 4%.

Развитый в работе алгоритм позволяет, в случае необходимости, использовать весьма точные аппроксимации кинетического уравнения.

(№ 834/8242. Статья поступила в Редакцию 17/III 1975 г., в окончательной редакции 30/VII 1975 г. Полный текст 0,5 а. л., 1 рис., 3 табл., 10 библиогр. ссылок).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Persson R. In: Proc. IAEA Symp. «Exponential and Critical Experiments». Vienna, 1964, v. 3, p. 289.
2. In: Proc. Intern. Conf. on Fast Critical Experiments and Analysis, ANL-7320. Argonne, 1966, p. 439.
3. Helm F. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1968, v. 11, p. 595.
4. Усачев Л. Н. «Атомная энергия», 1963, т. 15, вып. 6, с. 472.
5. Schmitt A. e. a. [1], v. 1, p. 81.

УДК 539.124.6

Об оптимальной конверсии электронов в позитроны при высокой энергии

ТАЮРСКИЙ В. А.

Позитронные пучки для $e^+ - e^-$ встречных пучков получают конверсией электронов с энергией в сотни мегаэлектронвольт на плотной мишени. Число захватываемых в накопитель позитронов определяется эффективностью конверсии электронов с энергией E_- в позитроны нужной энергии E_+ и коэффициентом захвата, зависящим от радиального и вертикального аксептансов накопителя ε_r , ε_z и эмиттansa пучка ε_+ .

В настоящей работе рассмотрено два способа увеличения числа захватываемых в накопитель позитронов для конверсии при начальной энергии $100 \leq E_- \leq 1000$ МэВ в позитроны низкой энергии. Первый состоит в повышении эффективности конверсии в позитроны низкой энергии ($E_+ \leq E_s$, где $E_s = 21$ МэВ — характеристическая энергия кулоновского рассеяния). Он связан с использованием тонкого цилиндрического конвертера, из которого за счет многократного рассеяния через боковые стенки может выходить значительная часть позитронов с $E_+ \leq E_s$. Оценки показывают, что

для такого конвертера спектр позитронов имеет вид:

$$\frac{dN_+}{dE_+} \approx 0,0023 \frac{E_-^{0,82}}{E_+^{1,82}} \ln(27E_+) T, \quad (1)$$

где $0,5 \leq T/t_{\text{макс}}^2 \leq 2,5$; T — длина конвертера (в радиационных единицах длины), $t_{\text{макс}}^2 = 0,73 (E_-/E_+)^{0,38}$ — положение максимума каскадной кривой для фотонов [1]. Для конвертера в форме пластины энергетический спектр позитронов для оптимальной (по выходу позитронов) толщины имеет вид:

$$\frac{dN_+}{dE_+} \approx 0,045 \frac{E_- + 37,5}{(E_+ + 12,8)^2}; \quad 1,5 \leq E_+ \leq 20 \text{ МэВ}. \quad (2)$$

Из оценок (1)–(2) следует, что выход позитронов с $E_+ \leq E_s$ из цилиндра в два-три раза больше, чем из

пластины. Второй способ состоит в уменьшении эмиттанта пучка позитронов низкой энергии фокусировкой позитронов прямо в цилиндрическом конвертере с помощью аксиально-симметричного магнитного поля, создаваемого большим импульсным током. Оценки показывают, что при фокусировке происходит $\propto 1/\sqrt{B_0}$ (B_0 — поле на поверхности конвертера) уменьшение эмиттанта пучка позитронов по каждому поперечному направлению. Выражения (1)–(2) получены с помощью формул, аппроксимирующих характеристики $e^{-\gamma}$ -ливня в свинце [1]. В настоящей работе проведены расчеты конверсии по методу Монте-Карло с помощью програм-

мы, описанной в работе [2]. Оценки (1)–(2), а также оценки фокусировки удовлетворительно согласуются с расчетами.

(№ 835/8429. Статья поступила в Редакцию 16/VII 1975 г. Полный текст 0,5 а.л., 4 рис., 10 библиогр. ссылок).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nagel H. «Z. Phys.», 1965, Bd 186, S. 349.
2. Израйлев Ф. М. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 63-73, 1973.

УДК 539.122.04

Расчеты выделившейся энергии и суммарных пробегов заряженных частиц при развитии ливней в ксеноне

БОРКОВСКИЙ М. Я., КРУГЛОВ С. П.

В настоящей работе рассчитаны методом Монте-Карло средние значения суммарного пробега заряженных частиц и выделившейся энергии при развитии электронно-фотонных ливней в ксеноне, а также их среднеквадратический разброс. Ксенон используется в качестве наполнителя пузырьковых камер и близок по своим ливневым свойствам (критической энергии $E_{кр}$ и радиационной длине X_0) к тяжелым свинцовым стеклам ТФ-1, ТФ-5, SF-1, CsI-сцинтилляторам, регистрирующим γ -кванты, а также железу, используемому для обеспечения радиационной защиты ускорителей.

При проведении расчетов использовалась программа, моделирующая ливни, с помощью которой рассчитывались ливни в свинце (М. Я. Боровский, С. П. Круглов «Ядерная физика», 1972, т. 16, вып. 8, с. 349). Заряженные частицы прослеживались пока их полная энергия не убывала до $E'_e = 7 \text{ мс}^2$, γ -кванты — до энергии $E'_\gamma = 0,3 \text{ мс}^2$ (m — масса электрона, $\text{мс}^2 = 0,511 \text{ МэВ}$).

Находили средние значения суммарного пробега $\bar{L}$ и его среднеквадратический разброс $\sigma(L)$ для частиц ливня внутри конических объемов с осью конуса, направленной по импульсу начального γ -кванта. Оказалось, что при углах $\alpha > 15^\circ$ (угол образующей конуса с его осью), и высоте конуса $l < 15 X_0$ ($X_0 = 8,38 \text{ г/см}^2$) $\bar{L}$ и $\sigma(L)$ слабо зависят от α . Величина среднеквадратического разброса пробега $\sigma(L)$ возрастает при малых l , достигает максимума и затем убывает, стремясь к не-

которому значению [зависящему от α и энергии начальных γ -квантов (E_γ)]. Для $\alpha = 15 \div 90^\circ$ и $E_\gamma = 50 \div 2 \cdot 10^3 \text{ мс}^2$ значения $\sigma(L)$ оказываются в максимуме в 1,1–3 раза больше, чем значения при $l \rightarrow \infty$ (l отсчитывается от точки взаимодействия начального γ -кванта).

При $\alpha = 90^\circ$ и $l = 30 X_0$ значения $\bar{L}$ и $\sigma(L)$ хорошо описываются простыми выражениями $\bar{L} = aE_\gamma$; $\sigma(L) = b\sqrt{E_\gamma}$ с погрешностью 1 и 8% соответственно, где

$$a = 0,0236 X_0 \text{ мс}^2; \quad b = 0,036 X_0 / \sqrt{\text{мс}^2}.$$

Средние значения выделившейся энергии $\bar{E}_b$ и их среднеквадратический разброс $\sigma(E_b)$ получены для цилиндрических объемов разных размеров; начальный γ -квант движется по оси цилиндра. Если точка конверсии начального γ -кванта фиксируется на основании цилиндра, то $\sigma(E_b)/\bar{E}_b$ оказывается меньше, чем когда она не фиксирована. Во всех случаях $\sigma(E_b)$ имеет максимум на некоторой глубине и затем при увеличении l стремится к нулю. Распределение энергии по глубине при больших l и при $R = 15 X_0$ хорошо описывается экспонентой с показателем — $0,3 l$ (l выражено в радиационных длинах X_0).

(№ 836/8478. Поступила в Редакцию 10/IX 1975 г. Полный текст 0,35 а. л., 2 рис., 3 табл., 5 библиогр. ссылок).