

Настройка обеих линз состояла в совмещении их фокусов друг с другом, что достигалось дистанционным перемещением линз по всем трем координатам.

Оптимальность толщины конвертера проверялась по эффективности захвата позитронов при перемещении поперек пучка клинообразного конвертера (рис. 4). Кривые, приведенные на рис. 5, характеризуют захват позитронов с различных точек конвертера, помещенного в месте общего фокуса двух X-линз.

В окончательном режиме эффективные (среднеквадратичные) параметры позитронного пучка на входе в накопитель составляют:

$$\bar{r} = \pm 9 \text{ мм}; \quad \bar{\alpha}_r = \pm 8 \cdot 10^{-3} \text{ рад}; \quad \bar{z} = \pm 7 \text{ мм}; \\ \bar{\alpha}_z = \pm 4 \cdot 10^{-2} \text{ рад}.$$

Результаты

Окончательная подстройка элементов позитронной схемы проводилась по максимальному захвату в накопитель. Критерием правильности настройки служило совпадение с расчетной зависимости захвата от параметров элементов оптической схемы, а также от поля накопителя, амплитуды напряжения на резонаторе и синхронизации его фазы с моментом инжекции. Было получено хорошее согласие экспериментального и расчетного (для реальных условий) значений коэффициентов захвата позитронов в накопитель.

Под полным коэффициентом захвата позитронов мы понимаем отношение числа позитронов, захваченных в накопитель, к числу электронов, выпущенных из инжектора, которое может быть выражено соотношением

$$K = K_0 K_\beta K_s,$$

где K_0 — коэффициент конверсии в заданный энергетический интервал в полный телесный угол; K_β — коэффициент захвата в бетатронный режим; K_s — коэффициент захвата позитронов в синхротронный режим при синхронизации момента инжекции с фазой ВЧ-резонатора.

В нашем случае $K_0 = (7 \div 7,5) \cdot 10^{-2} \frac{\Delta E}{E}$ при напряжении на резонаторе 5 кВ $\frac{\Delta E}{E} = \pm 0,4 \cdot 10^{-2}$; $K_\beta \approx 0,2$; $K_s = 0,87$. Таким образом, полный коэффициент конверсии $K \approx 1 \cdot 10^{-4}$.

При выпущенном из ускорителя-инжектора электронном токе $\sim 300 \text{ ма}$ получена скорость накопления $\sim 700 \text{ мка/мин}$. Предельный накопленный ток позитронов равен $\sim 20 \text{ ма}$.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964.
2. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 179.

Впускные магниты электронно-позитронного накопителя ВЭПП-2

Т. А. ВСЕВОЛОЖСКАЯ, В. Н. ПАКИН, Г. И. СИЛЬВЕСТРОВ

УДК 621.384.612.4:621.318.371

Описывается безжелезный магнит, при помощи которого осуществляется ввод позитронного и электронного пучков в накопительную дорожку. Магнит представляет собой изогнутый плоский коаксиал, на который подается импульс тока специальной формы длительностью $\sim 100 \text{ мксек}$ и амплитудой более 200 ка со стабильностью от импульса к импульсу не хуже $0,1\%$. Толщина наружной стенки, отделяющей область рабочего поля магнита от апертуры накопителя, равна 2 мм , амплитуда внешнего поля составляет $\sim 0,1\%$ от поля в апертуре. Приводятся результаты расчета и измерений внешнего поля и данные экспериментов по его влиянию на процесс накопления.

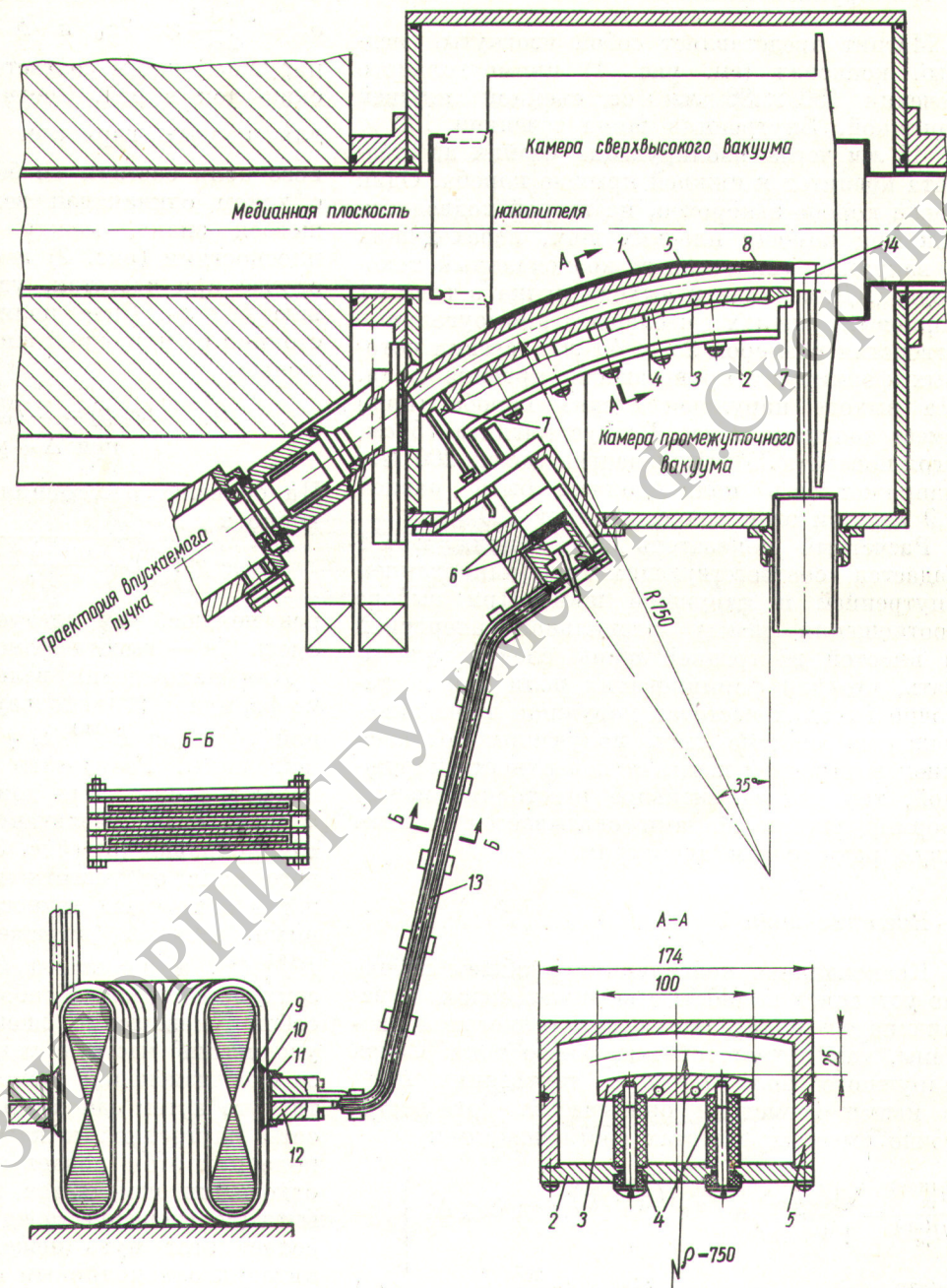
получил развитие метод ввода (вывода) пучка в рабочее поле при помощи специальных импульсных магнитов, расположенных в непосредственной близости к рабочей апертуре ускорителя. Область импульсного поля магнита и рабочая область ускорителя разделены тонкой стенкой («ножом»). Общим критерием применимости таких магнитов является малая величина внешних полей при минимальной толщине ножа.

Обычно впускные магниты располагаются в прямолинейном промежутке ускорителя в области нулевого поля и имеют шихтованный магнитопровод [1, 2]. В накопителе ВЭПП-2 [3] вследствие малой абсолютной длины линей-

■
При решении задачи впуска (выпуска) частиц в современной ускорительной технике

Рис. 1. Впускной магнит накопителя и трансформатора.

- 1 — кожух из нержавеющей стали; 2 — нижняя шина; 3 — верхняя шина; 4 — стейтита; 5 — верхняя шина; 6 — танталовый токоподвод; 7 — танталовые шины; 8 — танталовый токоподвод; 9 — танталовый токоподвод; 10 — танталовый токоподвод; 11 — танталовый токоподвод; 12 — танталовый токоподвод; 13 — танталовый токоподвод; 14 — танталовый токоподвод.



магнит промежуточного вакуума расположены в области достаточно больших полей и поэтому могут быть только безжелезными. Малая величина напряженности полей при заданной толщине ножа достигается коаксиальной конструкцией и малой длительностью (~100 мксек) импульса втекающего тока. Коаксиальной мы условно называем систему, в которой шина с током

одного знака полностью охватывается шиной с током другого знака. Магнит расположен в камере предварительного вакуума (рис. 1) и отделен от сверхвысокого вакуума накопителя тонким кожухом 1 из нержавеющей стали.

Пучок вводится в камеру через окно, закрытое титановой фольгой толщиной 0,05 мм.

Конструкция магнита

Магнит представляет собой изогнутый медный коаксиал (см. рис. 1) прямоугольного сечения 150×80 мм со съемной нижней крышкой. Внутренняя шина сечением 100×15 мм через изолирующие стойки из стеатита крепится к нижней крышке короба. Один торец короба закорочен, на второй подводится ток при помощи плоских шин, переходящих в вакуумно уплотненный коаксиальный токоподвод. Для входа и выхода пучка в толстых торцовых шинах сделаны прямоугольные отверстия размером 25×40 мм, стенки которых формируют провисающие краевые поля. На выходе наружная стенка короба (нож) имеет толщину 2 мм. Радиус магнита 75 см, угол поворота 35° . При энергии частиц 200 Мэв напряженность поля должна быть равной 8,9 кэ, при этом ток составляет 220 ка.

Расчетный показатель спада поля $n = 1$ задается соответствующим профилированием внутренней и наружной шин. При выборе соотношения между радиальной апертурой и высотой внутренней шины следует учитывать, что для формирования поля при достаточно высоких частотах наружная шина эквивалентна системе шин, полученных отражением внутренней шины от поверхности наружной, так что эффективное расстояние между формирующими шинами оказывается равным двум радиальным апертурам.

Внешние поля

Коаксиальная конструкция в общем случае не устраняет полностью внешних полей, и величина их определяется как геометрией системы, так и частотой питающего тока. Связь наружного поля $H_x^{(нар)}$ с внутренним $H_m^{(вн)}$ в нашей геометрии описывается при достаточно высоких частотах соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{H_m^{(нар)}}{H_m^{(вн)}} &= \frac{\sqrt{2} q_m \delta}{\sqrt{1 + q_m \delta}} e^{-\frac{\Delta}{\delta}} e^{i\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Delta}{\delta}\right)} \text{ при } \delta \ll \Delta; \\ \frac{H_m^{(нар)}}{H_m^{(вн)}} &= \frac{q_m \delta^2}{2\Delta \sqrt{1 + \frac{2}{3} q_m \Delta}} e^{i\left(\pi - \arctg \frac{3\delta^2}{\Delta^2}\right)} \text{ при } \Delta \lesssim \delta, \end{aligned} \right\} (1)$$

где $H_m^{(вн)}$ и $H_m^{(нар)}$ — коэффициенты разложения в ряд Фурье тангенциальных составляющих внутреннего и внешнего полей у соот-

ветствующих поверхностей наружной шины; $q_m = \frac{2m+1}{2x_0} \pi$; $2x_0$ и Δ — высота и толщина наружной шины соответственно; δ — толщина скин-слоя в ней. Соотношения (1) получены для первых гармоник (при $q_m^2 \ll \frac{2}{\delta^2}$) внешнего поля системы из бесконечного ряда шин с током одинаковой величины, но чередующегося знака, между двумя бесконечными плоскостями (рис. 2) и справедливы в нашем случае при частотах, удовлетворяющих условию $\delta \ll x_0$. Спад поля с увеличением расстояния от наружной шины описывается выражением

$$H_x^{(нар)}(x, y) = \sum H_m^{(нар)} e^{-q_m y} \cos q_m x \text{ при } \Delta + y \ll x_0. \quad (2)$$

На больших расстояниях внешнее поле примерно в

$$\sqrt{1 + \frac{(y + \Delta + 2a) \cdot (\Delta + y)}{a x_0}} \quad (3)$$

раз меньше, чем следует из выражения (2). Здесь $2a$ — высота боковых стенок магнита.

Для нахождения величины внешнего поля по формулам (1) используется близкая к истинной функция $H_x^{(вн)}(x)$ у поверхности наружной шины. Результаты расчета хорошо совпадают с опытными данными величины поля и спада его с увеличением расстояния с учетом поправки (3) (рис. 3). Зависимость внешнего поля от частоты и толщины наружной шины с хорошей точностью описывается правыми частями выражений (1), поскольку $H_x^{(вн)}(x)$, а значит, и $H_m^{(вн)}$ мало зависят от этих параметров. Наиболее эффективным способом уменьшения внешнего поля является увеличение частоты тока. Уменьшение поля за счет изменения геометрии может быть достигнуто путем одновременного увеличения высоты внутренней и наружной шин. Внешнее поле при этом падает как $1/h$, но в том же отношении изменяется и эффективность магнита (соотношение между полем и током), что делает этот путь нежелательным. В случае питания однополярным импульсом тока форма импульса внешнего поля определяется импульсом внутреннего поля, сдвинутым по фазе согласно (1), и процессами релаксации полей от вихревых токов в шинах магнита. Более выгодным является питание двухполярным импульсом вследствие вычитания релаксационных «хвостов» прямого и обратного полупериодов.

Рис. 2. Эквивалентная схема для расчета внешнего поля.

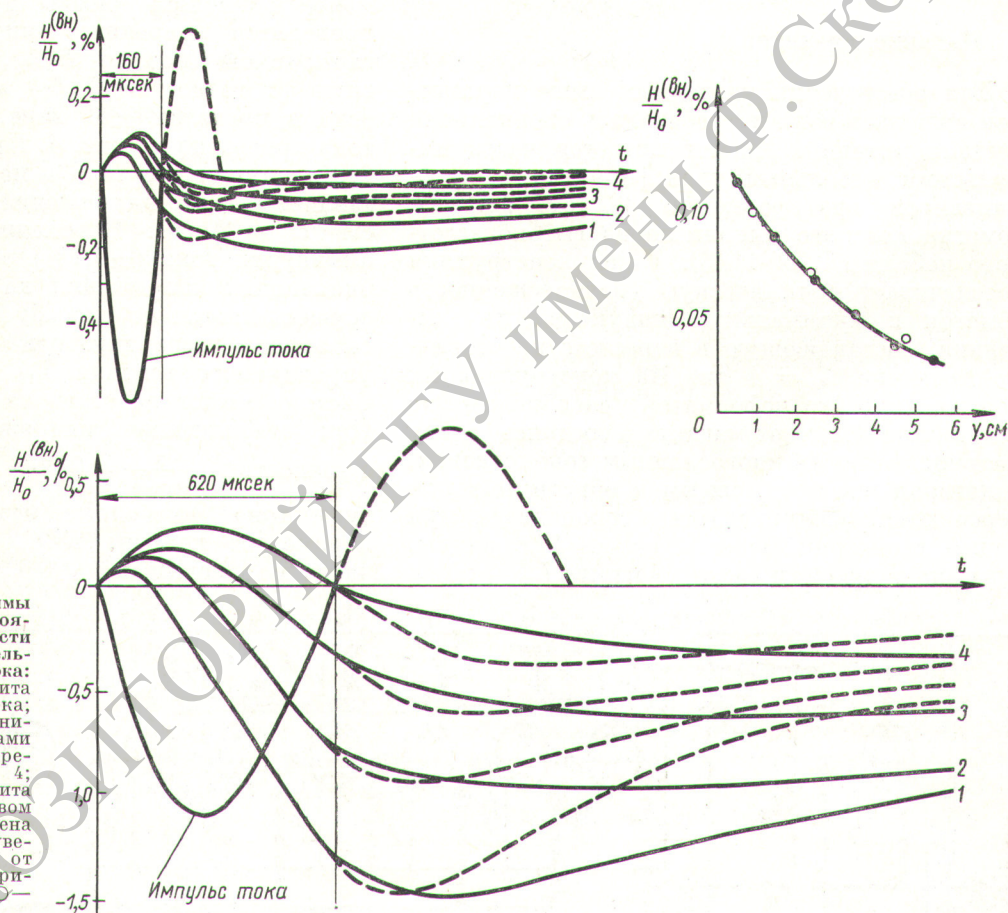
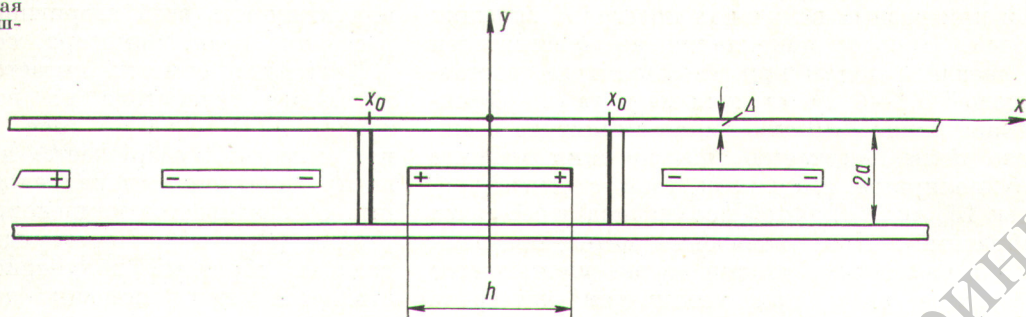


Рис. 3. Осциллограммы внешнего поля на расстоянии 5 мм от поверхности ножа при разных длительностях импульса тока: — — — — — питание магнита одним полупериодом тока; — — — — — питание магнита двумя полупериодами тока; 1, 2, 3, 4 — измерения на расстоянии 2; 4; 6 и 8 см от края магнита соответственно. В правом верхнем углу приведена кривая спада поля с увеличением расстояния от ножа: — — — — — экспериментальная кривая; ○ — расчетные точки.

На рис. 3 приведены осциллограммы импульса внешнего поля на расстоянии 5 мм над поверхностью ножа в разных точках при питании магнита одно- и двухполярными импульсами тока разной длительности. Форма внешнего полупериода мало влияет на картину внешнего поля и выбирается из соображений упрощения системы питания (см. импульс тока

на рис. 4). Воздействие внешнего поля на частицу определяется интегралом этого поля по траектории частиц, взятым в момент, когда он достигает максимума.

Влияние внешнего поля магнита на накопленный пучок при раскашке его инфлектором проверялось по изменению времени жизни пучка с включенным и выключенным магни-

том при разных величинах интеграла внешних полей. Процесс накопления не чувствителен к внешним полям при их амплитуде, составляющей 0,1—0,2% от поля магнита (на эффективной длине ~10 см). Такая амплитуда внешнего поля получается при питании магнита двухполярным импульсом тока с длительностью 130 мксек (прямой полупериод) и 400 мксек (обратный). При увеличении интеграла поля в 3,5 раза время жизни пучка уменьшается в четыре раза; при увеличении интеграла поля в девять раз ранее захваченный пучок полностью погибает.

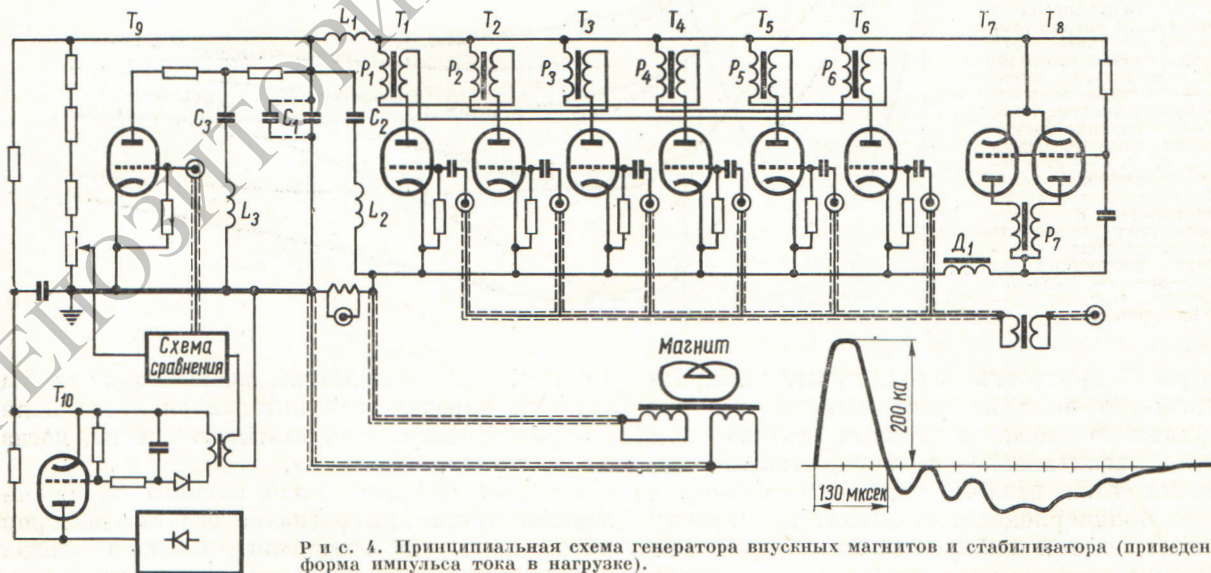
Питание магнитов

Для обеспечения указанных выше параметров импульса тока потребовалась специальная система питания. Магнит питается через импульсный кабельный трансформатор с коэффициентом трансформации 36 (см. рис. 1), обмотка которого выполнена из высокочастотного кабеля РК 50-11/13. Такая конструкция обеспечивает динамическую уравновешенность обмоток и минимальную индуктивность рассеяния, составляющую в пересчете ко вторичной обмотке $L_s = 4$ см. Из конструктивных соображений трансформатор расположен на расстоянии 1,2 м от магнита и соединен с ним малоиндуктивным многослойным токоподводом, в котором шины с прямым и обратным током чередуются. Индуктивность токоподвода при нашей геометрии менее 1 см на 1 м длины. При индуктивности самого магнита $L_m = 60$ см

индуктивность всей вторичной цепи, включая рассеяние трансформатора, составляет 70 см.

Первичная обмотка питается током от импульсного генератора на водородных тиратронах ТГИ-1-2500/35 (рис. 4). Накопительная емкость C_1 разряжается на нагрузку через шесть тиратронов, параллельная работа которых обеспечивается компенсирующимися реакторами ($P_1 - P_6$). Перезарядка емкости, создающая обратный полупериод тока, осуществляется при помощи двух тиратронов (T_7, T_8).

Для упрощения допусков на синхронизацию момента пролета частиц и максимума поля проводится коррекция импульса тока пятой гармоникой (контур L_3C_2), создающая плоскую (с точностью 0,1%) вершину импульса тока в пределах ± 10 мсек. Форма импульса тока приведена на рис. 4. При токе в нагрузке 220 ка амплитуда тока в первичной цепи составляет 6,1 ка, напряжение на рабочей емкости $U_c = 20$ кв. Необходимая стабильность амплитуды тока ($\pm 0,1\%$) обеспечивается стабилизацией напряжения на емкости, которая осуществляется по способу порционного сброса заряда через тиратрон T_9 с применением управляемого вентиля T_{10} в зарядной цепи. Система может работать на частоте до 10 гц. При стабилизации напряжения на емкости с точностью $\frac{C_3}{C_1+C_2} = 0,05\%$ колебания амплитуды тока, вызванные медленными уходами параметров контура RLC , в течение многих часов не превышают $\pm 0,1\%$.



Р и с. 4. Принципиальная схема генератора впускных магнитов и стабилизатора (приведена форма импульса тока в нагрузке).

Непрерывная эксплуатация магнитов без профилактических переборок в течение одного года ($\sim 10^7$ импульсов) показала надежность созданной конструкции и системы питания.

В разработке впускных магнитов и системы питания на разных этапах работы принимали участие Е. С. Миронов, Э. М. Трахтенберг, А. В. Ильин, Л. Л. Данилов, Б. Ф. Баянов, А. П. Панов. Авторы выражают благодарность А. Н. Скринскому за постоянное внимание

к работе и И. Я. Протопопову за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Giesch et al. Nucl. Instrum. and Meth., 20, 58 (1963).
2. Н. Вгуск. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 288.
3. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 19, 502 (1965).

Компенсация реактивности ядерных реакторов при помощи слоистых выгорающих поглотителей

В. Н. АРТАМКИН, А. В. ВОРОНЦОВ

Обсуждается возможность применения слоистых выгорающих поглотителей для компенсации реактивности ядерных реакторов. Предлагается методика, позволяющая в P_1 -приближении по распределению нейтронов вне поглотителя и при отсутствии в нем распада рассчитывать пространственно-временное распределение поглощающего вещества в плоском выгорающем поглотителе, состоящем из нескольких слоев разнородных материалов.

Идея применения выгорающих поглотителей, равномерно распределенных по реактору, была высказана много лет назад, и они уже давно используются на практике [1, 2]. Сразу же выявился основной недостаток гомогенно распределенных (неблокированных) выгорающих поглотителей, заключающийся в том, что единственными параметрами, при помощи которых подбирается необходимый закон выгорания поглотителя, являются его макроскопическое сечение поглощения и концентрация. Концентрация не может изменяться в широких пределах, так как она однозначно связана с запасом реактивности, который обычно невелик; количество веществ, которые могут быть использованы в качестве поглотителей, также ограничено. Поэтому было предложено распределять поглотитель гетерогенно (блокированные поглотители) [1, 2]. Это значительно расширило область применения выгорающих поглотителей, так как появился новый параметр, при помощи которого можно подбирать закон изменения эффективности поглотителя, — его геометрия. Но, к сожалению, и в этом случае не всегда удается обеспечить нужное изменение эффективности с кампанией. Поэтому предпринимаются попытки создать такие поглотители,

которые будут компенсировать практически любое изменение реактивности с кампанией [3].

Один из возможных способов — неравномерное начальное распределение поглотителя по объему блока. Это несколько расширяет возможности цилиндрических поглотителей и практически никак не сказывается на плоских поглотителях, эффективность которых в основном определяется оптической толщиной

поглощающей пластины:
$$y(d, t) = \int_0^d \Sigma(x, t) dx,$$

где d — толщина пластины; $\Sigma(x, t)$ — макроскопическое сечение поглощения в точке x и в момент времени t .

В настоящей работе предлагается один из способов решения поставленной задачи: слоистый поглотитель, каждый слой которого имеет различное микроскопическое сечение поглощения. Подбирая микроскопическое сечение поглощения каждого слоя, распределение и концентрацию поглотителя по слою, число и расположение слоев, можно обеспечить практически любой закон изменения эффективности поглотителя с кампанией.

Схема такого поглотителя показана на рис. 1 для плоской и цилиндрической геометрий. Ниже рассмотрен наиболее простой тип слоистого выгорающего поглотителя — плоский слоистый поглотитель с произвольным (но симметричным относительно центральной плоскости) начальным распределением поглощающего вещества по слою.

Поглотитель находится в бесконечной размножающей среде, распределение нейтронов в которой рассматривается в P_1 -приближении.