

Поперечные смещения шнура в зависимости от времени при различных продольных магнитных полях представлены на рис. 3. Видно, что в процессе

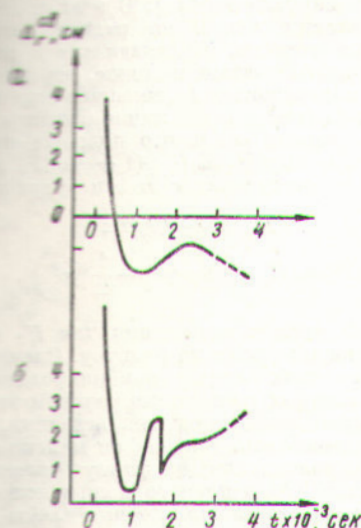


Рис. 4. Экспериментальная зависимость $\Delta r^{\text{св}}$ от времени, построенная по результатам скоростной фоторегистрации для двух значений напряженности продольного магнитного поля:
а — 15 кэс; б — 17,5 кэс.

разряда пробой происходит на внешней стороне тора. Затем по мере увеличения тока центр

шнура смещается к центру камеры. С увеличением продольного магнитного поля величина этого смещения уменьшается. При больших продольных магнитных полях во второй половине разряда шнур начинает возвращаться наружу. Однако это движение прерывается быстрыми смещениями токового шнура к внутренней стороне тора, что соответствует появлению регулярных выбросов на осциллограммах напряжений и производной тока [5]. Точность определения смещения составляла 0,3 см. Одновременно производилась фоторегистрация шнура с помощью барабанной камеры [5] в видимой и ультрафиолетовой областях. Если считать, что центр шнура находится приблизительно на середине соответствующего ему светящегося пространства, то можно построить кривые зависимостей смещения этого центра от времени (рис. 4), которые указывают на качественное совпадение с результатами зондовых измерений.

Поступило в Редакцию 18/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Леонтович. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 1. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 110.
2. В. Д. Шафранов. «Атомная энергия», 13, 52 (1962).
3. Л. А. Арцимович и др. «Атомная энергия», 17, 170. (1964).
4. Е. П. Горбунов, К. А. Разумова. «Атомная энергия», 15, 363 (1963).
5. В. С. Васильевский и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 138 (1961).

УДК 539.9

Магнитное поле пробочной конфигурации, возрастающее по радиусу

Ю. В. Мартыненко, Р. И. Соболев

В работах [1, 2] были изложены результаты предельных экспериментов по удержанию плазмы в цилиндрической ловушке с магнитным полем, возрастающим как в продольном, так и радиальном направлениях. Такое поле получается при сложении поля обычной ловушки с пробками и поля системы линейных проводников с током, расположенных симметрично относительно продольной оси ловушки; токи в соседних проводниках протекают в противоположных направлениях. Структура поля такой конфигурации подробно рассмотрена в работах [3, 4]; там же рассмотрены траектории движения заряженных частиц при различных начальных условиях инжекции.

В настоящей работе приводятся упрощенное рассмотрение комбинированного поля для систем с четырьмя, пятью и восемью проводниками применительно к методу магнетронной инжекции. Несмотря на ряд упрощений, полученные результаты отражают основ-

ные характеристики такого магнитного поля и позволяют сравнительно просто выбрать параметры установки. В частности, эти результаты были использованы для расчета установки ПР-5.

В дальнейшем для удобства изложения поле обычной ловушки с пробками будем называть основным полем, а магнитное поле дополнительной системы проводников — стабилизирующим полем.

Примем, что стабилизирующее поле создается токами, которые протекают по системе проводников, представляющих собой бесконечно длинные и тонкие полоски, расположенные на поверхности круглого цилиндра единичного радиуса. (В дальнейшем всюду в качестве масштаба линейных размеров принят радиус этого цилиндра.) Каждая полоска занимает дугу окружности с центральным углом α . Токи в соседних полосках направлены в противоположные стороны. Таким образом, плотность поверхностного тока, на-

правленного вдоль оси цилиндра, равна

$$j(\varphi) = \begin{cases} +\frac{I}{a} & \text{при } \frac{2\pi}{n}2k - \frac{a}{2} < \varphi < \frac{2\pi}{n}2k + \frac{a}{2}; \\ -\frac{I}{a} & \text{при } \frac{2\pi}{n}(2k+1) - \frac{a}{2} < \varphi < \frac{2\pi}{n}(2k+1) + \frac{a}{2}; \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (1)$$

где I — полный ток, текущий по одному проводнику; n — число проводников; $k = 0, 1, 2, \dots$. Очевидно, векторный потенциал имеет одну компоненту $A_z = A$, которая удовлетворяет уравнению

$$\Delta A = -4\pi j(\varphi) \delta(r-1).$$

Решение этого уравнения при $r < 1$ даст следующие выражения для компонент магнитного поля:

$$H_r = -\frac{8I}{ar} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\alpha}{4}(2k+1)}{2k+1} r^{\frac{n}{2}(2k+1)} \sin \frac{n\varphi}{2}(2k+1); \quad (2)$$

$$H_\varphi = -\frac{8I}{ar} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin \frac{n\alpha}{4}(2k+1)}{2k+1} r^{\frac{n}{2}(2k+1)} \cos \frac{n\varphi}{2}(2k+1). \quad (3)$$

Практически достаточную точность можно получить, взяв по два первых члена. Учет третьих членов при $r=0,8$ для $n=4$ даст поправку $\sim 3,5\%$, для $n=6$ поправка составит $\sim 1,5\%$. Для $n > 6$ поправки будут еще меньше. При больших значениях r , где высшие члены дают значительные поправки, кроме того, нужно учитывать конечную толщину проводников. Поэтому в дальнейшем будет рассмотрена область $r < 0,8$, где поправки незначительны. Оставляя два первых члена в (2) и (3), получим выражение для абсолютной величины стабилизирующего поля:

$$|H_\perp| = \sqrt{H_r^2 + H_\varphi^2} \approx \frac{8I}{a} \times \left(r^{\frac{n}{2}-1} \sin \frac{n\alpha}{4} + \frac{1}{3} r^{\frac{3n}{2}-1} \sin \frac{3n\alpha}{4} \cos n\varphi \right). \quad (4)$$

При $\alpha = \frac{2}{3} \cdot \frac{2\pi}{n} \sin \frac{3n\alpha}{4} = 0$, т. е. второй член исчезает. В этом случае для $r \leq 0,8$ можно считать, что $|H_\perp|$ не зависит от φ .

Силовые линии комбинированного поля, получающегося от сложения основного и стабилизирующего полей, имеют сложную пространственную структуру. Аналитическое рассмотрение формы этих линий в общем виде весьма сложно. В работах [3, 4] были получены уравнения силовых линий только для однородного основного поля и поля шести проводников с током. Но для ряда практических задач, в частности для выбора параметров установки с магнетронным методом инжекции и для оценки параметра адиабатичности ловушки, достаточно знать форму силовых линий в плоскостях $\varphi = \frac{\pi}{n}(2k+1)$, где $H_\varphi = 0$ и силовые линии

плоские [плоскости $\varphi = \frac{\pi}{n}(2k+1)$ проходят через

середины зазоров между проводниками обмотки, создающей стабилизирующее поле]. В этих плоскостях отклонение силовых линий по радиусу максимально и заряженные частицы, «привязанные» к силовым линиям, будут приближаться к стенке, отражаясь от возрастающего магнитного поля, именно в этих плоскостях или вблизи них (где силовые линии близки к плоским).

Закон изменения основного поля на оси системы можно задать в виде $H_z = H_{01}(1 + \gamma z^2)$. Тогда компоненты поля на расстоянии r от оси будут равны

$$H_r \approx -H_{01}\gamma z r; \quad H_z \approx H_{01} \left(1 + \gamma z^2 - \frac{1}{2} \gamma r^2 \right). \quad (5)$$

Последний член в выражении для H_z обуславливает спад основного поля по радиусу. Однако для рассмотрения силовых линий комбинированного поля ловушек, у которых поперечные размеры меньше продольных и пробочные отношения невелики, этим членом можно пренебречь, так как он мал по сравнению с единицей и мало влияет на форму силовых линий.

Зная компоненты основного поля и используя для стабилизирующего поля лишь первые члены в выражениях (2) и (3), можно получить уравнение силовых линий в плоскостях $\varphi = \frac{\pi}{n}(2k+1)$ в виде

$$\frac{dr}{dz} + r \frac{\gamma z}{1 + \gamma z^2} = r^{\frac{n}{2}-1} \frac{B}{H_{01}(1 + \gamma z^2)}, \quad (6)$$

где

$$B = \pm \frac{8I}{a} \sin \frac{n\alpha}{4}.$$

Решение этого уравнения для различного числа проводников имеет следующий вид:

$$r = \frac{h_0}{\sqrt{1 + \gamma z^2}} \exp \left\{ \frac{B}{H_{01} \sqrt{\gamma}} \operatorname{arctg}(\sqrt{\gamma} z) \right\} \quad \text{для } n=4; \quad (7)$$

$$r = \frac{h_0}{\sqrt{1 + \gamma z^2} - \frac{B}{H_{01}} h_{0z}} \quad \text{для } n=6; \quad (8)$$

$$r = \frac{1}{\left\{ \frac{1}{h_0^2} (1 + \gamma z^2) - \frac{B}{H_{01}} \left[\frac{z}{1 + \gamma z^2} + \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \operatorname{arctg}(\sqrt{\gamma} z) \right] \right\}^{1/2}} \quad \text{для } n=8. \quad (9)$$

Здесь h_0 — расстояние силовой линии от оси при $z=0$.

При $n > 4$ функция $r(z)$ в случае достаточно малых h_0 ($h_0 \leq h_{0\max}$) и $\gamma \neq 0$ имеет максимум при $r < 1$. Это означает, что приосевые силовые линии вначале отклоняются от оси, а затем снова приближаются к ней. Такой ход силовых линий обусловлен неоднородностью основного магнитного поля. Величина $h_{0\max}$ — максимальное значение h_0 , при котором уравнение $\frac{\partial r(z)}{\partial z} = 0$ имеет корень, соответствующий $r < 1$.

Очевидно, что с ростом γ значение $h_{\text{макс}}$ увеличивается. На рис. 1 показано влияние неоднородности основного поля на форму силовых линий при $n = 6$.

При $n = 4$ уравнение $\frac{\partial r(z)}{\partial z} = 0$ имеет вещественный корень лишь при $\gamma > \left(\frac{B}{H_{011}}\right)^2$. Это неравенство обычно не выполняется и, следовательно, силовые линии, принадлежащие при $z = 0$ сколь угодно близко от оси, ввиду от нее отклоняются.

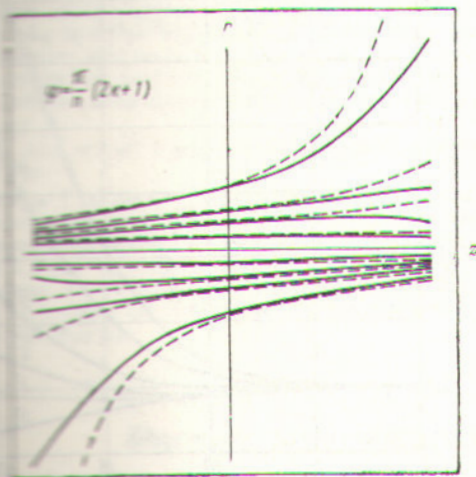


Рис. 1. Форма плоских силовых линий комбинированного магнитного поля с шестью проводниками, рассчитанная по формуле (8):

----- $\gamma = 0$; — $\gamma \neq 0$.

Для определения степени адиабатичности ловушки следует найти радиус кривизны силовых линий R , имея в виду, что адиабатичность характеризуется параметром q/R (q — ларморовский радиус частиц). Для пространственных силовых линий $R = \frac{1}{|K|}$, где $K =$

$-\left(\frac{\mathbf{H}}{H}\right) \cdot \frac{\mathbf{H}}{H}$ — вектор кривизны. Расчет по этой

формуле в случае произвольных значений γ и ϕ приводит к громоздкому и труднообозримому выражению для R . Можно показать, что при $\gamma = 0$ и заданном r радиус кривизны как функция ϕ заключен в пределах $R \left[\frac{\pi}{n} (2k+1) \right]$. При $\phi = \frac{\pi}{n} (2k+1)$

получаются плоские силовые линии; значения $\phi = \frac{\pi}{n} 2k$

соответствуют точкам пространственных силовых линий, расположенным против середины проводников. Для этих двух значений ϕ радиус кривизны определяется выражениями

$$R \left(\frac{\pi}{n} 2k \right) = \left(\frac{H_{011}}{B} \right)^2 \frac{r^{3-n}}{n/2} \left[1 + \left(\frac{B}{H_{011}} \right)^2 r^{n-2} \right]; \quad (10)$$

$$R \left[\frac{\pi}{n} (2k+1) \right] = \left(\frac{H_{011}}{B} \right)^2 \frac{r^{3-n}}{\left(\frac{n}{2} - 1 \right)} \times \left[1 + \left(\frac{B}{H_{011}} \right)^2 r^{n-2} \right]^{3/2}. \quad (11)$$

Если $\frac{B}{H_{011}} = 1$ (величина комбинированного поля при $r \approx 1$ превышает поле на оси приблизительно в 1,5 раза) и $n = 6$, то

$$\frac{R \left[\frac{\pi}{n} (2k+1) \right]}{R \left(\frac{\pi}{n} 2k \right)} = 2,1,$$

т. е. R не очень сильно зависит от ϕ . В то же время из этих уравнений видно, что радиус кривизны силовых линий сильно зависит от r . Поэтому, если иметь в виду, что заряженные частицы при своем движении вдоль силовых линий могут подходить к стенке вблизи

плоскостей $\phi = \frac{\pi}{n} (2k+1)$, целесообразнее для оценки параметра адиабатичности пользоваться радиусом кривизны плоской силовой линии $R \left[\frac{\pi}{n} (2k+1) \right]$.

Как видно из рис. 1 (это можно показать также аналитически), с увеличением γ кривизна плоских силовых линий уменьшается и может стать даже отрицательной (положительной будем считать кривизну силовых линий, выпуклых к оси). Тем не менее отрицательная кривизна по абсолютной величине всегда меньше кривизны силовых линий одного основного поля, поэтому, проводя вычисления при $\gamma = 0$, получим нижнюю оценку радиуса кривизны плоских силовых линий.

Параметр адиабатичности в этом случае

$$\frac{q}{R} = \frac{pc}{e} \cdot \frac{B^2}{H_{011}^3} \left(\frac{n}{2} - 1 \right) \frac{r^{n-3}}{\left[1 + \left(\frac{B}{H_{011}} \right)^2 r^{n-2} \right]^2}, \quad (12)$$

где p и e — импульс и заряд частицы; c — скорость света. Максимальное значение q/R достигается при

$$r = \left[\frac{H_{011}^2}{B^2} \cdot \frac{(n-3)}{(n-1)} \right]^{\frac{1}{n-2}}.$$

Если $\frac{H_{011}}{B} \approx 1$ и $n \geq 6$, то $r > 0,8$.

Установка ПР-5 представляет собой ловушку с комбинированным магнитным полем описанного выше типа. Ее геометрические размеры и конкретная конфигурация магнитного поля (количество проводников с током стабилизирующей обмотки, пробочное отношение, напряжение основного и стабилизирующего полей) выбирались с учетом требований, предъявляемых к адиабатичности ловушки, и особенностей магнетронного метода инжекции, используемого для заполнения ловушки плазмой.

Метод магнетронной инжекции, описанный в работе [5], основан на ускорении ионов радиальным электрическим полем из пучка холодной плазмы, проходящего вдоль магнитных силовых линий по оси ловушки.

Этот метод позволяет получать водородную плазму со средней энергией протонов до 5 кэв.

Для того чтобы стабилизирующее поле не вызывало существенных искажений цилиндрической формы плазменного пучка и не нарушало тем самым условий ускорения ионов радиальным электрическим полем, напряженность стабилизирующего поля $H_{\perp}$ в приосевой области должна быть по возможности минимальной. С другой стороны, у стенки ловушки и прежде всего вблизи плоскостей $\varphi = \frac{\pi}{n} (2k + 1)$, где силовые линии магнитного поля пересекают стенку, значение $H_{\perp}$ должно быть достаточно большим, чтобы заряженные частицы не могли уходить свободно из ловушки по силовым линиям. Иными словами, необходимо, чтобы в пристеночных областях, около зазоров между проводниками стабилизирующей обмотки, существовали радиальные пробки, подобные продольным пробкам, имеющимся на концах ловушки. (В соответствии с этим можно ввести понятие радиального пробочного отношения $\alpha_{\perp}$, которое определяется равенством

$$\alpha_{\perp} = \frac{\sqrt{H_{\perp \text{ст}}^2 + H_{0\parallel}^2}}{H_{0\parallel}},$$

где $H_{0\parallel}$ — напряженность основного поля в центре ловушки; $H_{\perp \text{ст}}$ — напряженность стабилизирующего поля у стенки камеры.)

Так как стабилизирующее поле изменяется в зависимости от радиуса по закону $H_{\perp} \propto r^{\frac{n}{2}-1}$, то оба указанных требования удовлетворяются тем полнее, чем из большего числа проводников состоит стабилизирующая обмотка. При этом, однако, необходимо иметь в виду, что с увеличением числа проводников при прочих равных условиях растет неоднородность суммарного магнитного поля и, следовательно, ухудшается условие адиабатичности. Как было показано в работе [6], параметр адиабатичности ρ/R , при котором наблюдается еще вполне удовлетворительное удержание частиц в ловушке с магнитными пробками, не превышает значения 0,04*; при больших значениях этого параметра время жизни частиц, связанное с несохранением их магнитного момента, быстро уменьшается.

При учете совокупности названных выше требований, а также соображений, связанных с конструкцией и электрическим питанием стабилизирующей обмотки, были выбраны следующие параметры магнитного поля установки ПР-5: $H_{0\parallel} = 5000$ э; продольное пробочное отношение $\alpha_{\parallel} \approx 1,7$; расстояние между продольными

* В работе [6] приводится параметр адиабатичности $\lambda = \frac{\rho}{L} < 0,4$, где L — средний радиус катушки. Нетрудно показать, что при параболическом законе изменения магнитного поля на оси ловушки радиус кривизны силовой линии R определяется соотношением $L^2/r_0 (\alpha - 1)$ (r_0 — радиус камеры; $\alpha = \frac{H_{\text{макс}}}{H_0}$).

Тогда для условий работы [6] $\frac{\rho}{L} < 0,1$ соответствует $\frac{\rho}{R} < 0,04$.

пробками $l = 120$ см; радиус цилиндрической поверхности, на которой расположена стабилизирующая обмотка, 24 см; радиус вакуумной камеры 20 см ($r \approx 0,8$); $\alpha_{\perp} \approx 1,4$ (соответственно $H_{\perp \text{ст}} = 5000$ э); $n = 6$; угловые размеры проводников $\alpha = 40^\circ$.

На рис. 2 представлена зависимость отношения величины суммарного поля ($|H| = \sqrt{H_{\parallel}^2(r) + H_{\perp}^2(r)}$)

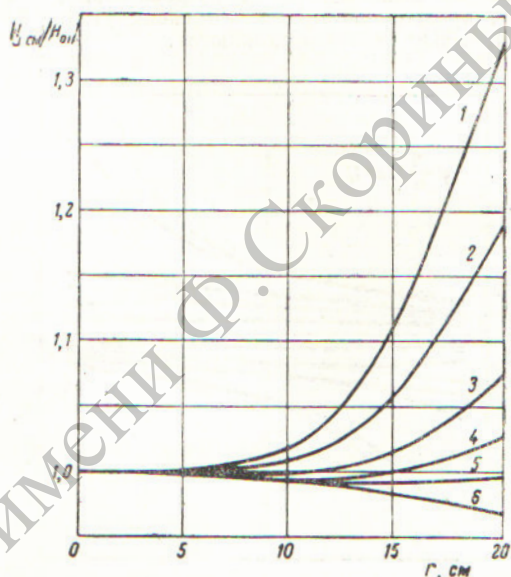


Рис. 2. Изменение относительной величины суммарного поля по радиусу установки ПР-5 для различных значений $|H_{\perp \text{ст}}|/|H_{0\parallel}|$ (в плоскости $z = 0$):

1 — 0,8; 2 — 0,6; 3 — 0,4; 4 — 0,3; 5 — 0,2; 6 — 0,0.

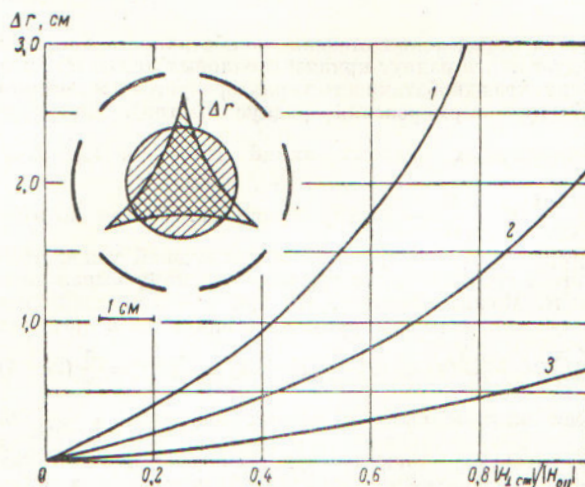


Рис. 3. Максимальное отклонение приосевых силовых линий в радиальном направлении по длине ловушки и деформация плазменного пучка, проходящего по оси установки ПР-5 (проводники с током показаны схематически.) Значения r_0 следующие, см:

1 — 2,0; 2 — 1,5; 3 — 1,0.

рис. 1 — расчет для нескольких значений r_0 .

На рис. 1 в виде графиков даны результаты расчета максимального отклонения приосевых силовых линий от осевой симметрии в зависимости от отношения $E_0/E_{\text{крит}}$ для нескольких значений r_0 — расстояния силовой линии от оси в одной из пробок. Расчет проводился для различных рабочих параметров установки ПР-4. Этот рисунок позволяет установить характер деформации плазменного пучка, проходящего вдоль осевой силовой линии по оси ловушки. Нетрудно видеть, что если на одном конце ловушки сечение пучка ограничено своей окружностью, то по мере перемещения вдоль оси оно приобретает форму все более вытянутого эллиптического треугольника с вершинами, обращенными к осевым зазорам между проводниками, как это схематически показано на том же рисунке. При $\alpha_{\perp} \approx 0,14$ ($\frac{E_0}{E_{\text{крит}}} = 0,98$) плазменный пучок с начальным

радиусом $r_0 = 1$ см по выходе из источника, установленный в одной из пробок, деформируется так, что в центре эллиптического пробки он вписывается в окружность радиусом 1,6 см. При прочих равных условиях, но для $\alpha_{\perp} = 0$ радиус такой окружности составлял бы 1,0 см, а при $\alpha_{\perp} = 4$ (уже на половине длины ловушки) он составлял бы 28,5 см.

Имея в виду, что максимальное значение параметра адиабатичности достигается вблизи стенки камеры, в формуле (12) примем $r = 0,8$. Тогда для выбранных параметров установки и энергии протонов 5 кэВ $\frac{Q}{R} = 0,04$. При тех же условиях, но для $n = 8$, значение $\frac{Q}{R}$ составит 0,05, а для $n = 4$ оно будет равно 0,03.

В заключение авторы выражают благодарность М. С. Иоффе и О. Б. Фирсову за полезные советы.

Поступило в Редакцию 2/IX 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Готт, М. С. Иоффе, В. Т. Тельковский. «Ядерный синтез». Дополнение. Ч. 3, 1045 (1962).
2. Ю. Т. Байбуродов и др. «Атомная энергия», 14, 443 (1963).
3. Н. Н. Семашко. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (МГУ, НИИ ЯФ, 1963).
4. V. V. Alekhanov et al. J. Nucl. Energy, Part C, 5, 205 (1963).
5. М. С. Иоффе и др. ЖЭТФ, 39, 1602 (1960).
6. G. Gibbs, E. Lauer. Phys. Rev. Letters, 5, 141 (1960).

УДК 539.1.25.5/539.172.3

Расчет максимально возможных выходов запаздывающих нейтронов, получающихся в результате некоторых фотоядерных реакций

М. М. Дорош, Я. Э. Костю, В. А. Шкода-Ульянов

В связи с созданием сильноточных электронных ускорителей (в частности, ускорителей с так называемой бестермальной ионизацией) оценка максимально возможного выхода запаздывающих нейтронов в условиях максимального поглощения падающего электронного или фотонного пучка представляет определенный практический интерес. Однако до настоящего времени измерения выхода запаздывающих нейтронов проводилось только на тонких образцах [1—4].

С помощью равновесного спектра Бельского — Тамма мы рассчитали выходы из бесконечно толстых образцов.

В работах [4] и [2] были определены коэффициенты K' и K'' , зависящие от энергии налетающих частиц и представляющие собой выход запаздывающих нейтронов на акт деления нейтрон за счет (γ, n) - и (γ, f) -реакций на уране и тории в первом случае и выход запаздывающих нейтронов на акт деления урана или тория во втором случае. Тогда полные выходы запаздывающих нейтронов при развитии электронно-фотонной лавины в бесконечно толстом образце определяются выраже-

н в зависимости от того, какой коэффициент (K' или K'') используется в конкретных расчетах. Здесь $Q'(\epsilon_0)$ — выход запаздывающих нейтронов на 1 мка·сек; K' — постоянный коэффициент, равный 0,0041 и 0,0018 для урана и тория соответственно [3]; $Q'_{\gamma n}(\epsilon_0)$ — выход фотонейтронов на 1 мка·сек из урана или тория за счет (γ, n) -реакции; $Q'_{\gamma f}(\epsilon_0)$ — выход нейтронов деления на 1 мка·сек из соответствующих бесконечно толстых образцов; $Q''(\epsilon_0)$ — выход запаздывающих нейтронов на 1 мка·сек; K'' — постоянный коэффициент, равный 0,036 и 0,030 для урана и тория соответственно [2]; $Q''_{\gamma f}(\epsilon_0)$ — число актов деления на 1 мка·сек; ϵ_0 — безразмерная величина, пропорциональная E_0 , Мэв. Величина $Q'_{\gamma n}(\epsilon_0)$ для урана взята из работы [5], а для тория была рассчитана нами с использованием следующих данных: ϵ_n — величина, пропорциональная пороговой энергии (γ, n) -реакции [6]; $\sigma_{\gamma n}(\epsilon)$ — сечение (γ, n) -реакции [7]; $\beta = 5,9$ Мэв — критическая энергия [8].

При расчете выходов запаздывающих нейтронов по формуле (1) величина $Q'_{\gamma f}(\epsilon_0)$ определялась с помощью равновесного спектра Бельского — Тамма по формуле

$$Q'_{\gamma f}(\epsilon_0) = \frac{\epsilon_0}{f(0)} \int_{\epsilon_n}^{\epsilon_0} \nu(\epsilon) \frac{\sigma_{\gamma f}(\epsilon)}{\sigma_{\text{погл}}(\epsilon)} \Phi_p(\epsilon_0, \epsilon) d\epsilon, \quad (3)$$

$$Q'(\epsilon_0) = K' [Q'_{\gamma n}(\epsilon_0) + Q'_{\gamma f}(\epsilon_0)] \quad (1)$$

$$Q''(\epsilon_0) = K'' Q'_{\gamma f}(\epsilon_0) \quad (2)$$