

раскачки дрейфовых волн. В «холодной» плазме стабилизирующим фактором является присутствие нейтрального газа (что и приводит к явлению «критического» поля).

Другой стабилизирующий фактор связан с тем обстоятельством, что дрейфовые волны сильно «вытянуты» вдоль силовой линии магнитного поля. В случае, когда объем, занимаемый плазмой, ограничен вдоль  $H$ , она будет устойчивой. Так, если представить себе плазму в виде шнура вдоль  $H$ , то для устойчивости необходимо, чтобы длина такого шнура была меньше примерно десяти радиусов. Это условие нетрудно выполнить для плазмы в магнитных ловушках зеркального типа («в пробкотроне»). Гораздо труднее достичь его в ловушках типа топологического тора (в стеллараторе). Здесь для стабилизации может понадобиться заметный поворот силовых линий (НСЛ; см. разд. 2).

Поступила в Редакцию 17/VI 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1960.
2. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. «Усп. физ. наук», **73**, 701 (1961).
3. В. В. Кадомцев, А. В. Недоспасов. Nucl. Energy, Part C, **1**, 230 (1960).
4. A. Guthrie, R. Wakerling. The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Field. N. Y., 1949.
5. Б. Б. Кадомцев. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **43**, 1688 (1962).
6. F. Hoh. Rev. Mod. Phys., **34**, 267 (1962).
7. А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 903 (1963).
8. У. Драммонд, Д. Пайне. Доклад № 134, представленный на Международную конференцию по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Зальцбург, МАГАТЭ, 1961.
9. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. «Ядерный синтез», **1**, 82 (1962).

10. С. И. Брагинский. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **33**, 645 (1957).
11. Л. И. Рудаков. «Ядерный синтез», **2**, 107, (1962).
12. С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 763 (1963).
13. Г. М. Заславский, С. С. Моисеев. Препринт Института ядерной физики СО АН СССР и Новосибирского государственного университета. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
14. Б. Б. Кадомцев. «Ж. техн. физ.», XXXI, 1209 (1961).
15. Г. М. Заславский, С. С. Моисеев, В. Н. Ораевский. Препринт Института ядерной физики СО АН СССР. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
16. А. А. Галеев, В. И. Карпман. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 592 (1963).
17. А. В. Жаринов. «Атомная энергия», **7**, 215, 229 (1959).
18. W. Stodiek, R. Ellis, J. Gorman. Nucl. Fusion, Suppl., Part I, 193 (1962).
19. R. Motley. Nucl. Fusion, Suppl., Part I, 199 (1962).
20. N. Angelo, N. Rynn. Phys. of Fluids, **4**, 1303 (1961).
21. Geller. Phys. Rev. Lett., **15**, 286 (1962).
22. Л. И. Рудаков, Р. З. Сагдеев. «Докл. АН СССР», **138**, 581 (1961); см. [8], доклад № 220; Б. Б. Кадомцев, А. К. Тимофеев. «Докл. АН СССР», **135**, 581 (1962); А. Б. Михайловский, Л. И. Рудаков. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 912 (1963).
23. M. Rosenbluth, N. Krall, N. Rostoker. Nucl. Fusion, Suppl. part. 1, 75 (1962).
24. N. Krall, M. Rosenbluth. Low-Frequency Stability of Non-Uniform Plasmas. Preprint, 1962.
25. А. А. Галеев. «Докл. АН СССР», **150**, 503 (1963).
26. А. А. Галеев. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 1920 (1963).
27. M. Samac et al. Nucl. Fusion, Suppl., part II, 423, (1962).
28. А. Б. Михайловский, А. К. Тимофеев. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 919 (1963).
29. А. М. Фридман. «Ж. прикл. мех. и техн. физ.», **6** (1963).
30. M. Rosenbluth, R. Sagdeyev. Discussion of Plasma stability., Conf., Harwell, 17-22 Sept., 1962.
31. В. Н. Ораевский. Диссертация. Новосибирск, 1963.

УДК 621.384.60

## Измерение апертуры пучка без его разрушения в камере ускорителя

И. П. Карабеков

### Введение

Описывается методика, позволяющая без разрушения пучка получать информацию о размерах его поперечного сечения. Экспериментальные результаты, полученные при измерениях поперечного размера электронного пучка, хорошо согласуются с расчетными данными.

В настоящее время исследуется возможность создания самоуправляющихся (кибернетических) ускорителей [1], в которых для коррекции магнитной и ускоряющей систем исполь-

зается информация о состоянии пучка как в течение цикла ускорения, так и от цикла к циклу. В таких ускорителях при использовании существующих принципов ускорения значительно повышается разумный с технико-экономической точки зрения предел достижимых энергий. До последнего времени для целей коррекции или автокоррекции использовались данные об интенсивности пучка, положении равновесной орбиты, фазовых колебаниях и азимутальном распределении частиц, методы измерения которых достаточно полно освещены в работах [2—4].

В настоящей работе описывается методика непрерывного измерения еще одного параметра пучка — его поперечных размеров (апертуры).

Известно, что амплитуда поперечных колебаний частиц в камере ускорителя определяется суммарным действием резонансных и нерезонансных возмущений. По характеру воздействия на пучок эти возмущения можно разделить на две группы: возмущения, вызывающие когерентные и некогерентные колебания частиц. К первой группе относятся резонансные и нерезонансные возмущения поля  $H_0$  на орбите, вызывающие внешние резонансы и искажения равновесной орбиты, ко второй — возмущения градиента поля, вызывающие параметрические резонансы. Существующие методы измерения положения оси пучка в камере ускорителя позволяют с достаточной точностью определять амплитуду, частоту и фазу когерентных колебаний частиц. Вопрос об их автокоррекции принципиально решен [1]. Амплитуду некогерентных колебаний, т. е. тех, которые, не искажая оси пучка, приводят к его разбуханию (параметрические резонансы), нельзя измерять обычным способом, поэтому автоматическая компенсация возмущающих гармоник градиента поля невозможна. Измерение же только частоты  $Q$  бетатронных колебаний, т. е. определение близости рабочей точки ускорителя к параметрическому резонансу, не дает представления об амплитуде некогерентных колебаний, и даже при осуществлении требуемой стабилизации  $Q$  может иметь место значительная потеря частиц, как это видно из соотношения

$$\frac{n_0}{n} = \frac{A_{\max}}{A_{\min}} = \sqrt{\frac{\varepsilon + g}{\varepsilon - g}}, \quad (1)$$

где  $n_0$ ,  $n$  — число захватываемых частиц в отсутствие параметрического резонанса и вблизи него соответственно;  $A_{\max}$ ,  $A_{\min}$  — максимальное и минимальное значения амплитуды

колебания частиц;  $\varepsilon$  — расстояние до резонанса;  $g$  — полуширина резонансной области, пропорциональная амплитуде резонансной гармоники в возмущении градиента.

Теоретическое рассмотрение формы пучка вблизи параметрического резонанса показывает, что пучок модулирован вдоль орбиты в соответствии с фазой возмущений градиента  $\Delta n(\theta)$ . Поэтому измерение отношения  $A_{\max}/A_{\min}$  и независимое определение  $\varepsilon$  позволят найти величину  $g$ . Зная положение максимумов модулированного пучка, можно определить фазу возмущения градиента. Определение амплитуды и фазы возмущающей гармоники позволит создать схемы автокомпенсации этих возмущений. Очевидно, что такая информация может быть успешно использована для наладки магнитной системы обычных (не кибернетических) усилителей.

#### Методика измерения апертуры пучка без его разрушения

Значение потенциала поля пучка частиц в точке  $A$  для большинства случаев после некоторых преобразований может быть записано в виде

$$\varphi_A = \varphi(x_0)_A + \varphi(r)_A, \quad (2)$$

где  $\varphi_A$  — потенциал, создаваемый пучком в точке  $A$ ;  $\varphi(x_0)_A$  — функция, описывающая зависимость потенциала от расстояния между точкой  $A$  и электрической осью пучка;  $\varphi(r)_A$  — функция, описывающая зависимость потенциала в точке  $A$  от поперечных размеров пучка и распределения частиц в его сечении.

Методика измерения размеров поперечного сечения пучка должна позволять выделить из выражения (2) функцию  $\varphi(r)_A$ . Для этого необходимо иметь систему двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_A &= \varphi(x_0)_A + \varphi(r)_A; \\ \varphi_B &= \varphi(x_0)_B + \varphi(r)_B. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Отсюда вытекает условие, необходимое для выделения члена

$$\Delta\varphi(r) = \varphi(r)_A - K\varphi(r)_B \neq 0, \quad (4)$$

где  $K = \frac{\varphi(x_0)_A}{\varphi(x_0)_B}$ .

Величина  $K$  может быть рассчитана или измерена в требуемом интервале  $x_0$ . Анализ выражений (3) и (4) затрудняется как сложностью интегрирования первоначальных уравнений даже для самых простых конфигураций поперечного размера пучка и несложных граничных

условий, так и неопределенностью граничных условий (форма поверхности камеры, в которой установлены электроды, отдельные детали, находящиеся в непосредственной близости и т. д.). Вместе с тем необходимо создать некоторую, пусть даже приблизительную методику расчета или оценки величины ожидаемого эффекта, так как из-за малости  $\varphi(r)_A$  по сравнению с  $\varphi(x_0)_A$  эмпирические поиски могут оказаться безрезультатными.

Рассмотрим упрощенную задачу — исследуем поле плоского ленточного пучка, пролетающего параллельно заземленной проводящей поверхности (рис. 1). Так как пучок пролетает в непосредственной близости от этой поверхности, то в первом приближении множеством изображений в более отдаленных поверхностях можно пренебречь, ограничиваясь лишь изображением в специально установленном зеркале.

Пусть пучок и его зеркальное изображение имеют соответственно линейные плотности зарядов  $-\sigma$  и  $\sigma$ . Тогда потенциал в точке  $A$ , создаваемый элементом поперечника и его зеркальным изображением для случая равномерного распределения частиц по сечению, равен

$$d\varphi_A = -\frac{2\sigma}{a_2 - a_1} \ln \frac{x+A}{x-A} dx, \quad (5)$$

где  $a_1$  и  $a_2$  — границы пучка;  $A$  — расстояние измерительного электрода до плоскости зеркала.

Интегрируя выражение (5) в пределах от  $a_1 = x_0 - r$  до  $a_2 = x_0 + r$ , где  $x_0$  — центр пучка,  $r$  — полуширина его поперечника, получим

$$\varphi_A = -\frac{\sigma}{r} [(x_0 + r + A) \ln(x_0 + r + A) - (x_0 - r + A) \ln(x_0 - r + A) - (x_0 + r - A) \ln(x_0 + r - A) + (x_0 - r - A) \ln(x_0 - r - A)]. \quad (6)$$

Если предположить, что электрод, установленный в точке  $A$ , вытнут по форме эквипотенциали поля системы, то решение  $\varphi_A$  для точки можно считать справедливым для всего электрода. Так как при  $A = 0$ , согласно (6),  $\varphi_{\text{зерк}} \equiv 0$ , то величина  $\varphi_A = U_A$ , т. е. разности потенциалов между электродом  $A$  и зеркалом. Выражение (5) является первым уравнением системы (3).

Следует отметить, что расчеты, проведенные по уравнению (6), хорошо совпадают с соответствующими расчетами в случае замены пучка круглой проволокой, проведенными согласно [5] по формуле

$$U_A = -2\sigma \ln \frac{\sqrt{x_0^2 - r^2 + A}}{\sqrt{x_0^2 - r^2 - A}}. \quad (7)$$

Результаты вычислений  $U_A$  для пучка и проволоки

Радиус проволоки или полуширина поперечника пучка $r$ , см	$U_A$ для пучка, $e$	$U_A$ для проволоки, $e$
0	-1,5768 $\sigma$	-1,5768 $\sigma$
0,25	-1,5799 $\sigma$	-1,5812 $\sigma$
0,5	-1,5884 $\sigma$	-1,5902 $\sigma$
1,0	-1,6217 $\sigma$	-1,6358 $\sigma$
1,5	-1,6873 $\sigma$	-1,7152 $\sigma$

Здесь  $x_0$  — расстояние от оси проволоки до зеркала;  $r$  — радиус проволоки. В таблице приведены результаты расчетов по формулам (6) и (7) для случая  $x_0 = 1$  см,  $A = 1,5$  см.

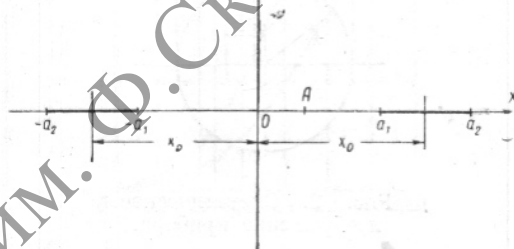


Рис. 1. Поперечное сечение пучка и его зеркальное изображение в идеально плоском зеркале.

Хорошее совпадение результатов позволяет при расчетах использовать хорошо разработанный для проводников математический аппарат, а при калибровке аппаратуры пользоваться проволокой.

В качестве второго уравнения системы (3) взята зависимость наведенной пучком разности потенциалов от положения оси пучка и его поперечных размеров на цилиндрический электрод  $B$ , заключенный в замкнутый цилиндрический экран. (Схема прибора показана на рис. 2).

При составлении уравнения в качестве исходных выражений использовались уравнения для распределения поля между двумя цилиндрами [5], расположенными один в другом, оси которых смещены на величину  $m$ . Это уравнение имеет вид

$$U_B = -2\sigma \ln \frac{R^3 - m^2R + m^2b - mbR - mR^2 + m^3}{R^2b - mbR}, \quad (8)$$

где  $m$  — расстояние между осями цилиндра и пучка;  $b$  — расстояние электрода  $B$  от оси пучка. В выражении (8) члены, описывающие за-



висимость  $\Delta U(r)_B$  от поперечного размера пучка, опущены из-за их малости. Так, при изменении ширины пучка от 0 до 3 см  $\Delta U(r)_A$  составляет  $\sim 2\%$  от соответствующего изменения  $\Delta U(r)_A$ .

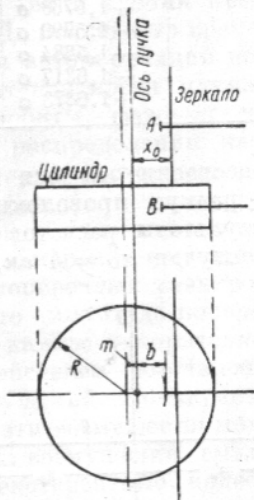


Рис. 2. Схематическое изображение прибора.

Приведенные выше вычисления  $U(r)_A$  справедливы для равномерного распределения частиц по бесконечно тонкой ленте. Однако на практике пучок будет иметь определенную толщину и размытые границы. Оценка влияния толщины пучка на величину  $U_A$  показывает, что изменение толщины приводит к изменению  $U_A$  на величину  $(d/L^2)^2$ , где  $d$  — толщина пучка;  $L$  — размер электрода в направлении, перпендикулярном оси пучка.

Необходимо также решить вопрос о границе той области пучка, которая реально может быть измерена, и определить число частиц, сосредоточенных в этой области.

Ввиду некоторой неопределенности в форме распределения частиц в сечении камеры для указанной оценки в расчетах использовалось нормальное гауссовское распределение плотности частиц в камере вокруг центра тяжести пучка. Расчеты величины  $U_A$  для различных значений  $\eta$  (параметра нормального распределения) показали эквивалентность такого распределения равномерному распределению с резкими границами пучка, полуширина поперечника которого составляет  $\sim 1,8\eta$ . При этом около 95% частиц сосредоточено в указанном поперечнике.

Приведенные расчеты проверялись на пучке электронов в специальной установке, схема которой показана на рис. 3. Пучок электронов с энергией  $E = 4$  кэВ и линейной плотностью зарядов  $N = 1,325 \cdot 10^6$  электрон/см формировался с помощью четырех фокусирующих линз в трубке с внутренним диаметром  $d \approx 40$  мм. Длина пучка  $\tau$  составляла  $10^{-6}$  сек. Интенсивность измерялась цилиндром Фарадея, нагруженным сопротивлением 100 ом, сигнал с которого индуцировался усилителем типа МВИ-1. Вся внутренняя часть трубки, за исключением участка  $ab$  (см. рис. 3), покрыта проводящим слоем. Поперечник пучка, представлявший собой эллипс, контролировался двумя перемещаемыми мишенями с нанесенной на люминофор миллиметровой сеткой. Пучок сходился в сторону цилиндра Фарадея. Размеры электродов A и B выбирались одинаковыми и составляли

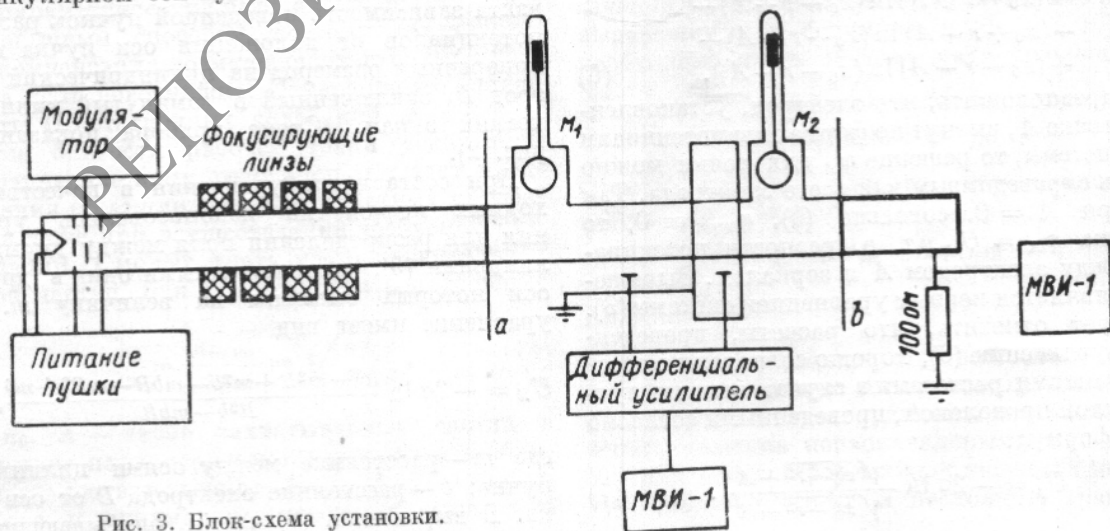


Рис. 3. Блок-схема установки.

вдоль пучка и в поперечном направлении соответственно 0,5 и 7 см. Емкости электродов  $A$  и  $B$  равны соответственно 1 и 0,57 пф. Электроды  $A$  и  $B$  подключены ко входам дифференциального усилителя с коэффициентом усиления каждого плеча, равным 8, и входной емкостью в 10 пф.

Пучок имел достаточно резкие границы, за пределами которых находилось менее 1% частиц. Измерения проводились в следующем порядке: при минимальных поперечных размерах пучка ( $d_{M_1} = 10$  мм,  $d_{M_2} = 6$  мм, где  $d_{M_1}$  и  $d_{M_2}$  размеры сечений пучка, измеренные мишенями  $M_1$  и  $M_2$ ) подбиралось такое расстояние электрода  $B$  до оси пучка, при котором устанавливалось минимальное разностное напряжение  $\Delta U_{\text{мин}} = U_A - U_B$ . Разностное напряжение измерялось усилителем типа МВИ-1. Запоминалось значение  $U_B$ , так как при изменении диаметра пучка с помощью линз возможно перемещение электрической оси пучка при неизменности его геометрической оси, что могло бы внести ошибку в измерения. Затем изменялся поперечный размер пучка, и по значению  $U_B$  проверялось положение электрической оси пучка относительно системы электродов и измерялось  $\Delta U(r)$ . Измерения проведены для следующих поперечных размеров пучка:  $d_{M_1}/d_{M_2} = 6/10; 11/14; 16/19; 21/25; 27/31 \pm \pm 0,5$  мм.

За измеренный поперечник принимался средний диаметр  $d_{\text{ср}} = \frac{d_{M_1} + d_{M_2}}{2}$ , при этом  $x_0 = 4$  см и  $A = 1,5$  см. Результаты измерений показаны на рис. 4 крестиками. Сплошной линией показана кривая расчета по формуле

$$\Delta U(r) = U_A k_{\gamma} \frac{C_A}{C_A + C_{\text{ввод}A} + C_{\text{вх}}} - U_B k_{\gamma} \frac{C_B}{C_B + C_{\text{ввод}B} + C_{\text{вх}}}, \quad (9)$$

где  $U_A$  и  $U_B$  — соответственно выражения (6) и (8);  $C_{\text{ввод}A}$  и  $C_{\text{ввод}B}$  — емкости вводов электродов  $A$  и  $B$ , равные 2,8 пф;  $C_A$  и  $C_B$  — емкости электродов  $A$  и  $B$ ;  $k_{\gamma}$  — коэффициент усиления. Отсутствие зарядов, оседающих на стекле трубки, одновременно контролировалось постоянством тока цилиндра Фарадея, формой наведенного на электроды напряжения и отсутствием свечения мелких кристаллов люминофора, нанесенных на внутреннюю поверхность стекла.

Чтобы убедиться, что в измерениях на пучке электронов были исключены факторы, которые

могли быть приняты за эффект, измерения с помощью той же системы электродов повторялись на проволоке, возбуждаемой импульсным генератором через достаточно большое сопротивление.

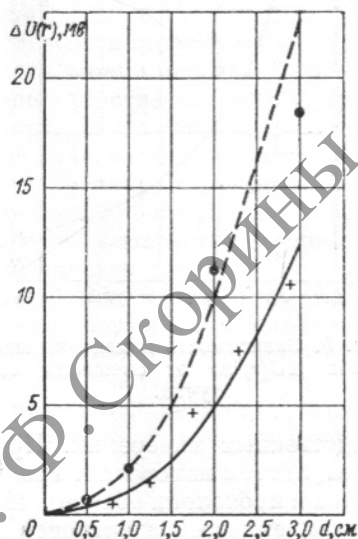


Рис. 4. Зависимость разностного напряжения  $\Delta U(r)$  от диаметра пучка  $d$ .

линейная плотность зарядов на проволоке измерялась двумя коаксиальными цилиндрами радиусами  $R_1$  и  $R_2$ , соосными с проволокой. Из известного соотношения [4]

$$\Delta U = -2\sigma \ln \frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{C_{\text{мп}}}{C_{\text{мп}} + C_{\text{ввод}} + C_{\text{вх}}}$$

линейная плотность зарядов равна

$$\sigma = - \frac{\Delta U (C_{\text{мп}} + C_{\text{ввод}} + C_{\text{вх}})}{2 C_{\text{мп}} \ln \frac{R_2}{R_1}}, \quad (10)$$

где  $\Delta U$  — разность потенциалов между цилиндрами;  $C_{\text{мп}}$ ,  $C_{\text{ввод}}$ ,  $C_{\text{вх}}$  — емкости между цилиндрами, ввода электрода и входа усилителя. Подбирая соответствующее значение  $\Delta U$ , определили, что линейная плотность  $N = 1,345 \times 10^6$  электрон/см. Измерения проводились при диаметрах проволоки  $d$ , равных 5, 10, 20 и 30 мм, для значений  $x_0 = 4$  см и  $A = 1,5$  см. При этом каждый раз измерялись емкости электродов  $A$  и  $B$ , и их значения вводились в расчетную формулу.

На рис. 4 пунктирной линией показана кривая расчета  $\Delta U(r)$  для модели пучка. Кривая построена по формуле (9), где  $U_A$  и  $U_B$  — выражения (7) и (8), а значения емкостей взяты

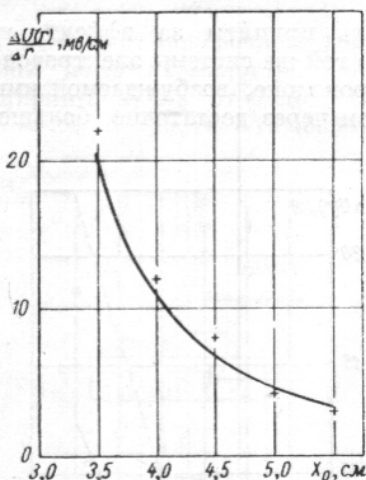


Рис. 5. Зависимость изменения масштаба  $\Delta U(r)/\Delta r$  от смещения оси пучка.

из непосредственных измерений. Кружочками показаны результаты измерений. Различие кривых для пучка и проволоки объясняется в основном различием емкостей электродов при соответствующих измерениях. Моделирование изменения апертуры пучка связано с необходимостью создания простого метода калибровки аппаратуры.

Экспериментально получена также зависимость  $\Delta U(r)/\Delta r$  от смещения центра тяжести пучка. На рис. 5 показаны результаты измерений и расчетная кривая, построенная по формуле

$$\frac{\Delta U(r)}{\Delta r} = \Delta U_1(x_0) - \Delta U_2(x_0), \quad (11)$$

$\Delta U_1$  и  $\Delta U_2 = \Delta U(r)$  при  $r$ , равном 1,5 и 0,5 см соответственно. Результаты измерений показаны на рисунке крестиками. На этом рисунке по оси абсцисс отложено расстояние от оси пучка до зеркала.

Автор приносит благодарность Ю. Ф. Орлову, А. Ц. Амадуни, М. А. Мартиросяну и М. А. Гарзоян за советы и помощь в осуществлении работы.

Поступила в Редакцию 18/II 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Л. Бурштейн и др. «Атомная энергия», 12, 111 (1962).
2. Э. Л. Бурштейн, Ю. С. Иванов, А. А. Кузьмин и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 102 (1962).
3. А. А. Кузьмин. Там же, стр. 121.
4. И. П. Карабеков, М. А. Мартиросян. «Атомная энергия», 13, 337 (1962).
5. В. А. Говоров. Электрические и магнитные поля. М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.

УДК 621.039.51

## Теория возмущений для коэффициента воспроизводства и других отношений чисел различных процессов в реакторе

Л. Н. Усачев

Получена формула теории возмущений, позволяющая вычислять изменение отношения чисел различных процессов при изменении (возмущении) любых параметров реактора. В формулу входят разности значений параметров, функции потока нейтронов и их ценности по отношению к рассматриваемым процессам. Подробно пояснен смысл функций ценности и дан алгоритм их вычисления, основой которого является алгоритм вычисления обычной функции ценности по отношению к асимптотической мощности методом последовательных приближений.

### Введение

В настоящее время в теории цепной ядерной реакции теория возмущений развита лишь для рассмотрения вопросов критичности реактора. Сюда

относится отыскание таких изменений параметров, при которых реактор остается критическим, а также определение надкритичности или подкритичности реактора, характеризующихся величиной  $\frac{K_{эфф}-1}{K_{эфф}}$  [1]. Теория возмущений нужна на всех стадиях разработки реактора. Она может использоваться, например, для оценки влияния возможных ошибок в значениях исходных физических констант, не учтенных в основном расчете эффектов, а также для оценки влияния всевозможных вариаций в конструкции и связанных с ними вариаций в составе активной зоны и отражателя. При эксплуатации реактора