



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

5184-0802

В.А. Обухов, В.Б. Озерцовский,
А.А. Панасенков

ИАЭ-3823/7

КОНФИГУРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ
С ПЕРИФЕРИЙНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Москва 1983

УДК 621.039.64

Ключевые слова: ионный источник, магнитное поле, моделирование.

В работе приводятся результаты моделирования распределения магнитного поля в газоразрядной камере ионного источника с периферийным магнитным полем, которое создается с помощью многополюсной системы с постоянными линейными магнитами. Такая система обеспечивает быстрый спад от стенок в глубь газоразрядной камеры источника.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионный источник является одной из важнейших частей инжекторов быстрых атомов водорода, предназначенных для нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза [1]. Энергетическая и газовая эффективность источника в значительной мере зависит от того, насколько хорошо удерживается плазма в объеме газоразрядной камеры (ГРК) источника. Улучшение удержания может быть достигнуто в ГРК с "магнитными стенками", где вблизи металлических стенок имеется сильное многополюсное магнитное поле, которое препятствует уходу заряженных частиц из объема плазмы и быстро спадает по направлению к центру ГРК, так что в большей части объема ГРК магнитное поле практически отсутствует. Идея применения такого периферийного магнитного поля для ионных источников была предложена Муром [2] и развита Маккензи [3], который предложил создавать быстро спадающее магнитное поле с помощью набора постоянных магнитов с чередующимися полюсами. Магниты укладываются на стенках ГРК, открытым остается только эмиссионный торец ГРК, где из плазмы с помощью ионно-оптической системы вытягивается ионный пучок (рис. 1). При разработке магнитной системы источника требуется проводить некоторую оптимизацию распределения магнитного поля внутри ГРК с тем, чтобы при минимальной суммарной длине всех магнитов получить, с одной стороны, максимальное поле вблизи стенки ГРК и, с другой стороны, максимальный объем плазмы без магнитного поля.

Конфигурация магнитного поля в случае плоской бесконечной системы с линейными магнитами с чередующимися полюсами, установленными на магнитопроводе (рис. 2), может быть приближенно описана с помощью аналитических выражений. Так, в случае тонких маг-

нитов ($b_0 \ll h_0, \tau_0$) распределение магнитного потенциала $\Phi_M(x, y)$ может быть получено в виде [2]:

$$\Phi_M(x, y) \approx \sum_n A_n \exp(-\pi n y / \tau_0) \sin(\pi n x / \tau_0). \quad (1)$$

При $y \geq 0,5\tau_0$ можно ограничиться первым членом, тогда

$$H_x(x, y) \approx -A_1 \frac{\pi}{\tau_0} \exp(-\pi y / \tau_0) \cos(\pi x / \tau_0), \quad (2)$$

$$H_y(x, y) \approx A_1 \frac{\pi}{\tau_0} \exp(-\pi y / \tau_0) \sin(\pi x / \tau_0),$$

где A_1 приблизительно определяется по значениям ширины полюса и средней индукции на его поверхности.

В случае магнитов с шириной полюса, сравнимой с h_0, τ_0 , можно использовать изложенный в [4] подход и проделав необходимые преобразования, получить выражения для H_x и H_y в случае идеального магнитопровода ($\mu \rightarrow \infty$):

$$\begin{aligned} H_x(\tilde{x}, \tilde{y}) &= \frac{J}{4\pi} \left\{ \ln \frac{\operatorname{ch} \tilde{y} + \sin(\tilde{x} + b)}{\operatorname{ch} \tilde{y} - \sin(\tilde{x} + b)} + \ln \frac{\operatorname{ch} \tilde{y} - \sin(\tilde{x} - b)}{\operatorname{ch} \tilde{y} + \sin(\tilde{x} - b)} \right. \\ &\quad \left. - \ln \frac{\operatorname{ch}(\tilde{y} + 2h) + \sin(\tilde{x} + b)}{\operatorname{ch}(\tilde{y} + 2h) - \sin(\tilde{x} + b)} - \ln \frac{\operatorname{ch}(\tilde{y} + 2h) - \sin(\tilde{x} - b)}{\operatorname{ch}(\tilde{y} + 2h) + \sin(\tilde{x} - b)} \right\}; \\ H_y(\tilde{x}, \tilde{y}) &= \frac{J}{2\pi} \left\{ \operatorname{arctg} \frac{\cos(\tilde{x} + b)}{\operatorname{sh} \tilde{y}} - \operatorname{arctg} \frac{\cos(\tilde{x} - b)}{\operatorname{sh} \tilde{y}} \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{arctg} \frac{\cos(\tilde{x} + b)}{\operatorname{sh}(\tilde{y} + 2h)} + \operatorname{arctg} \frac{\cos(\tilde{x} - b)}{\operatorname{ch}(\tilde{y} + 2h)} \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где $\tilde{x} = \pi x / \tau_0$, $\tilde{y} = \pi y / \tau_0$, $h = \pi h_0 / \tau_0$, $b = \pi b_0 / \tau_0$, J — намагниченность материала магнита. Таким образом, из выражений (1) — (3) следует, что магнитное поле в конфигурации, изображенной на рис. 2, периодически вдоль оси x и при $y \geq 0,5\tau_0$ спадает практически экспоненциально вдоль оси y .

В ионном источнике с ГРК прямоугольного сечения магнитное поле трехмерное, конфигурация его очень сложная, особенно в углах ГРК. В данной работе приводятся результаты моделирования поля в ГРК с помощью глубокой электролитической ванны.

2. МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ИСТОЧНИКА

Газоразрядная камера источника имеет прямоугольное сечение с внутренними размерами 160 x 280 мм при глубине 200 мм. Магнитная система источника устанавливается на корпусе ГРК и состоит из магнитопровода и призматических магнитов прямоугольного сечения $2b_0 \times h_0 = 9 \times 15$ мм. Магнитопровод, необходимый для замыкания магнитного потока и усиления поля в пристеночной области, представляет собой прямоугольный короб размерами 196 x 316 x 218 мм без торцевой стенки и сделан из магнито-мягкого материала. Постоянные однородно намагниченные магниты располагаются на внутренних стенках магнитопровода с шагом $\tau_0 = 30$ мм. Одна четвертая часть магнитной системы изображена схематически на рис. 3.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Задача исследования магнитного поля в ГРК ионного источника сводится к определению вектора \vec{H} в любой точке объема. Известно, что поле, создаваемое постоянными магнитами, потенциально, поэтому можно ввести функцию скалярного магнитного потенциала U , так что

$$\vec{H} = -\nabla U,$$

и свести задачу к определению потенциала U , для которого во всем объеме камеры, не занятом магнитным материалом, будет справедливо уравнение Лапласа $\Delta U = 0$.

Решать это уравнение удобно в области, изображенной на рис. 3, которая представляет собой элемент рассматриваемой магнитной системы, вырезанный двумя плоскостями ее симметрии $x_c = 158$ мм и $y_c = 98$ мм. Характеристики поля в любой другой части объема

получаются зеркальным отображением через соответствующую поверхность симметрии.

Для рассматриваемой области граничные условия можно сформулировать следующим образом:

— значение потенциала на поверхности полюса для каждого магнита постоянно, одинаково по модулю (U_0) и противоположно по знаку для каждой пары соседних магнитов. Это дает возможность ввести безразмерный потенциал $\tilde{U} = U/U_0$ и на полюсах магнитов будет выполняться условие $\tilde{U}_n = (-1)^{n-1}$, где n — номер магнита;

— предполагая однородность намагниченности магнитов, можно считать, что на их боковых поверхностях вдоль вектора намагниченности распределение потенциала линейно;

— в предположении идеальности магнитопровода потенциал на нем задается постоянным и равным нулю: $\tilde{U}_M = 0$;

— на плоскостях симметрии должны выполняться краевые условия второго рода: $\partial \tilde{U} / \partial x|_x = \partial \tilde{U} / \partial y|_y = 0$;

— в направлении оси z магнитная система ограничена и незамкнута на торце камеры ($z_T = 218$ мм). В этом случае граничное условие на бесконечности определяется в виде $\tilde{U}|_{z \rightarrow \infty} = 0$.

Поставленная таким образом краевая задача решалась методами электрического моделирования с помощью глубокой электролитической ванны. Были измерены распределения потенциала в нескольких сечениях, отстоящих друг от друга на $\tau_0/2 = 15$ мм, параллельных плоскости xz и плоскости $xу$. Полученные картины поля представлены на рис. 4 — 13, причем указанные на них значения констант на эквипотенциалах отвечают не самим величинам потенциалов \tilde{U} , а некоторым значениям $\bar{U} = 0,5(\tilde{U} + 1)$, что определялось просто удобством моделирования. На полученное семейство эквипотенциалей была нанесена сетка силовых линий поля (см. рис. 4 — 13), которая строилась из условия ортогональности силовых линий и эквипотенциалей и условия постоянства магнитного потока, заключенного в каждую силовую трубку вектора напряженности.

Из приведенных рисунков видно, что конфигурация поля в углах магнитной системы достаточно сложная, но в областях, удаленных от углов, картина силовых линий похожа на соответствующую картину для случая плоской бесконечной магнитной системы. Так, полученное распределение компоненты $H_x(z)$ магнитного поля в плоскости симметрии $y_c = 98$ мм посередине между магнитами ($x =$

= 143 мм) хорошо совпадает с расчетным (рис. 14), полученным на основе выражения (3).

Особый интерес с точки зрения извлечения в дальнейшем ионного пучка из газоразрядной плазмы, граница которой располагается в районе торцевой плоскости камеры, представляет распределение поля в этой плоскости. На рис. 15 представлены компоненты $\bar{H}_x(y)$ и $\bar{H}_y(y)$ в плоскости $z_T = 218$ мм соответственно посередине между магнитами ($x = 143$ мм) и по оси магнита ($x = 158$ мм), нормированные на величину H_0 на полюсе магнита. На рис. 16 приведена картина линий равных значений относительной напряженности магнитного поля в плоскости $z_T = 218$ мм: $\bar{H}_{xy} = (\bar{H}_x^2 + \bar{H}_y^2)^{1/2}$. Видно, что ослабление величины магнитного поля в 150 – 200 раз происходит на расстоянии ~ 45 мм от полюсов магнитов, что составляет $\sim 1,5r_0$. Предполагая, что заметное уменьшение концентрации плазмы будет начинаться при $H \gtrsim 10$ Э, можно для магнитов с различной величиной поля у поверхности полюса определять по рис. 16 область с $H \lesssim 10$ Э, где плазма должна быть однородна. В этой же области должны располагаться катоды, чтобы магнитное поле не оказывало существенного влияния на эмиссию электронов с них.

В заключение можно сделать следующие выводы:

– рассмотренная магнитная система обеспечивает достаточно большую величину магнитного поля на внутренней поверхности стенки ГРК, если толщина стенки $\delta \lesssim 0,1r_0$;

– система обеспечивает быстрый (близкий к экспоненциальному) спад магнитного поля в глубь ГРК, так что может быть получен достаточно большой объем плазмы, практически свободный от магнитного поля ($H < 10$ Э);

→ При анализе поведения плазмы вблизи стенок ГРК конфигурация магнитного поля в областях, удаленных от углов ГРК, может быть описана с помощью системы уравнений (3).

Авторы выражают благодарность В.М. Серовайскому, Т.Е. Ганьшиной и Е.К. Поповой за помощь при моделировании полей и полезные обсуждения.

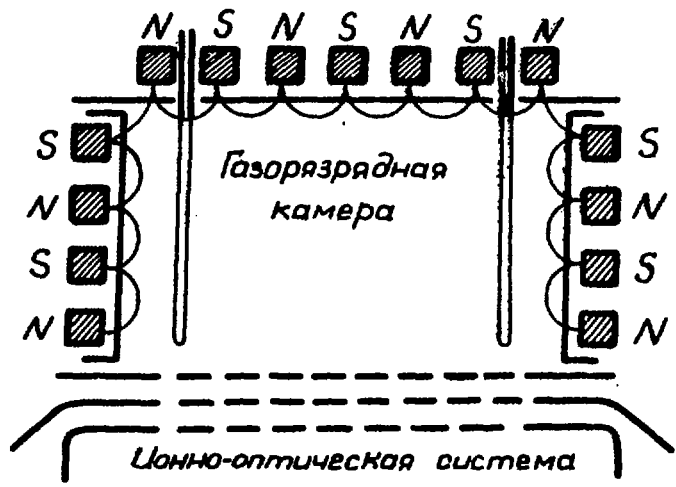


Рис. 1. Схема источника с периферийным магнитным полем

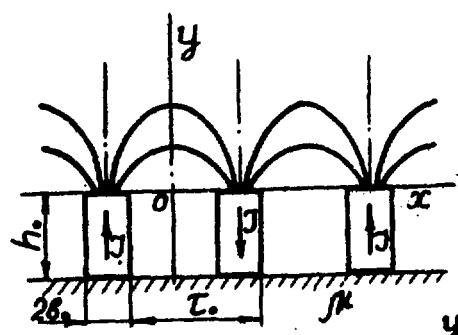


Рис. 2. Конфигурация плоской бесконечной системы с линейными магнитами, установленными на магнитопроводе

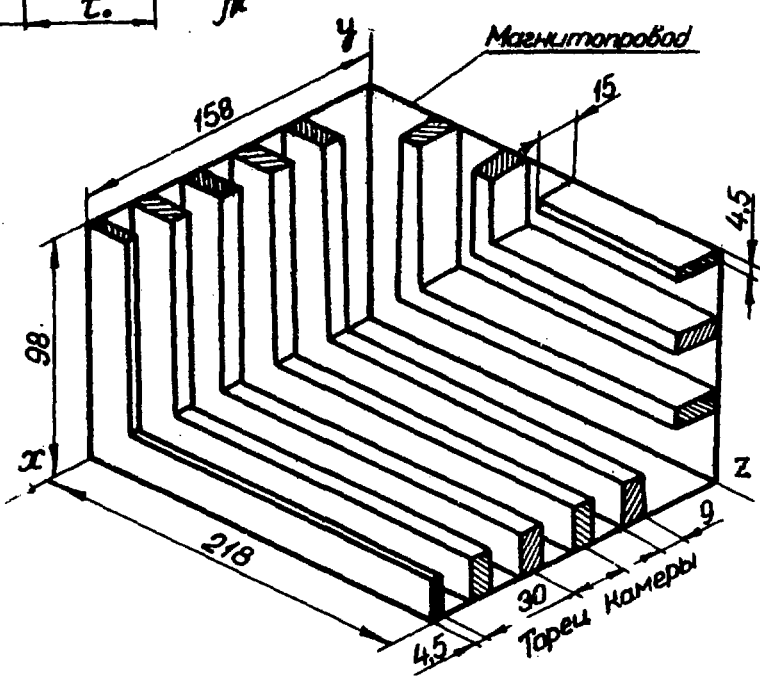


Рис. 3. Часть магнитной системы ионного источника

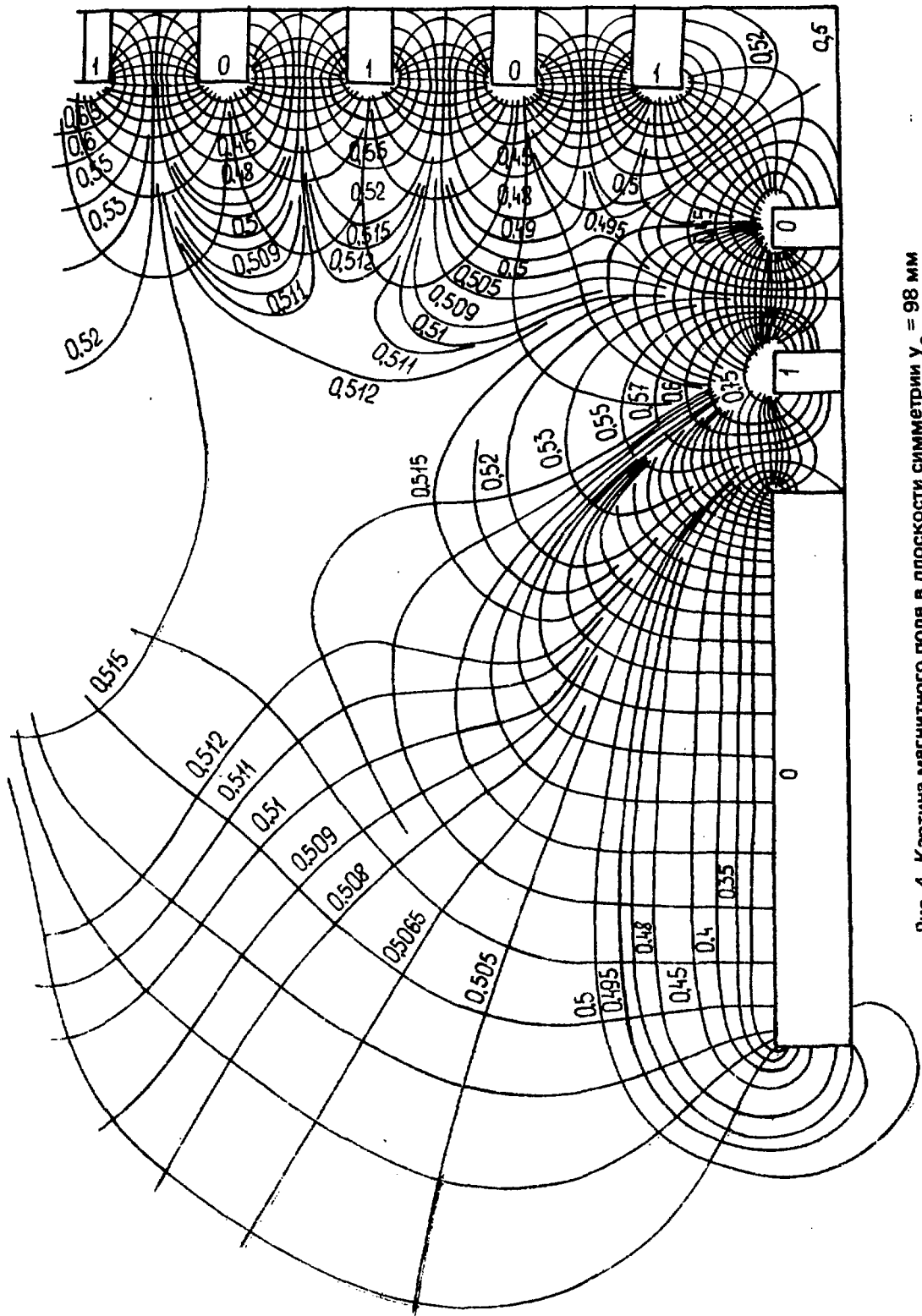


Рис. 4. Картина магнитного поля в плоскости симметрии $Y_c = 98$ мм

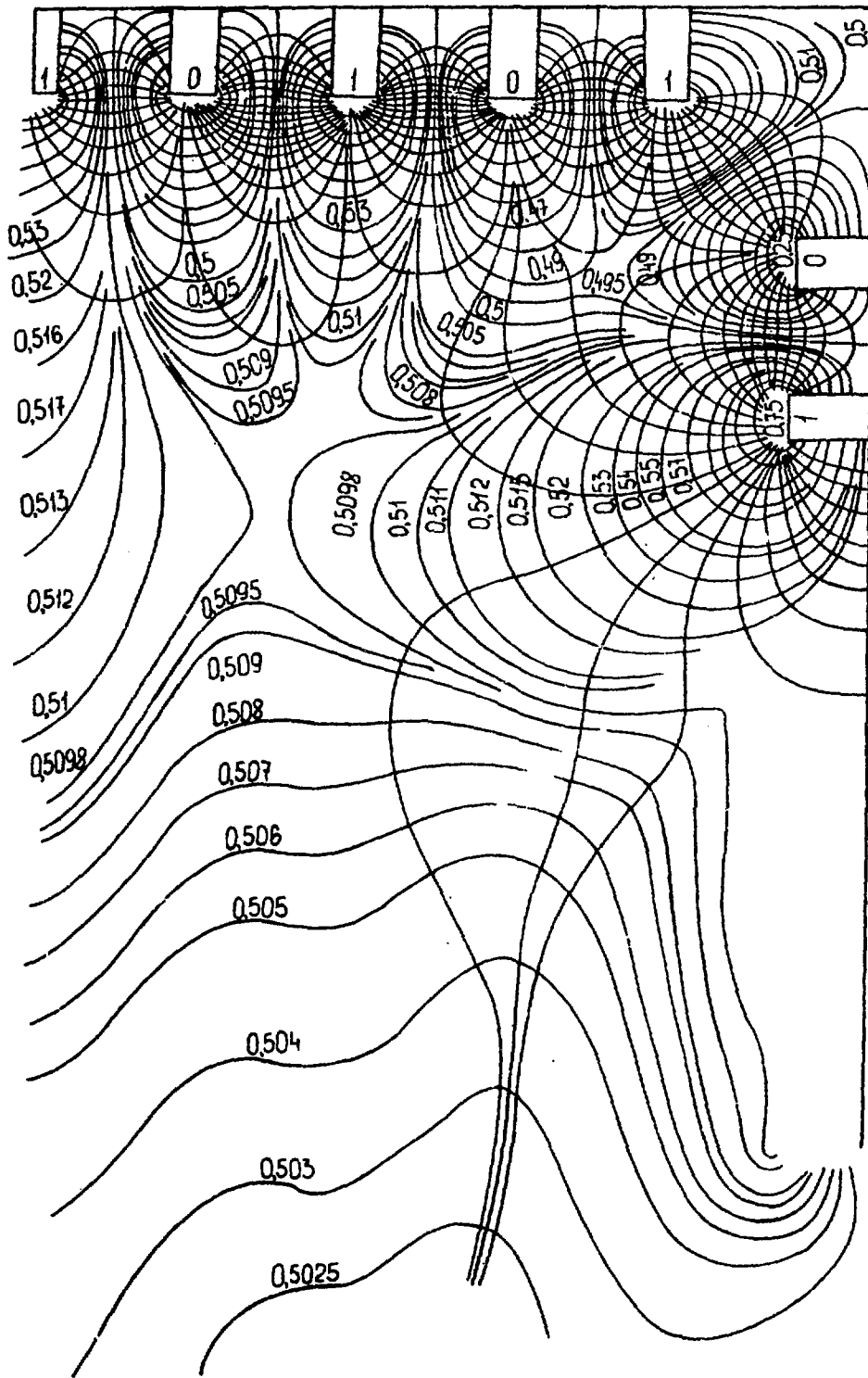


Рис. 5. Картина магнитного поля в плоскости $y = 83$ мм

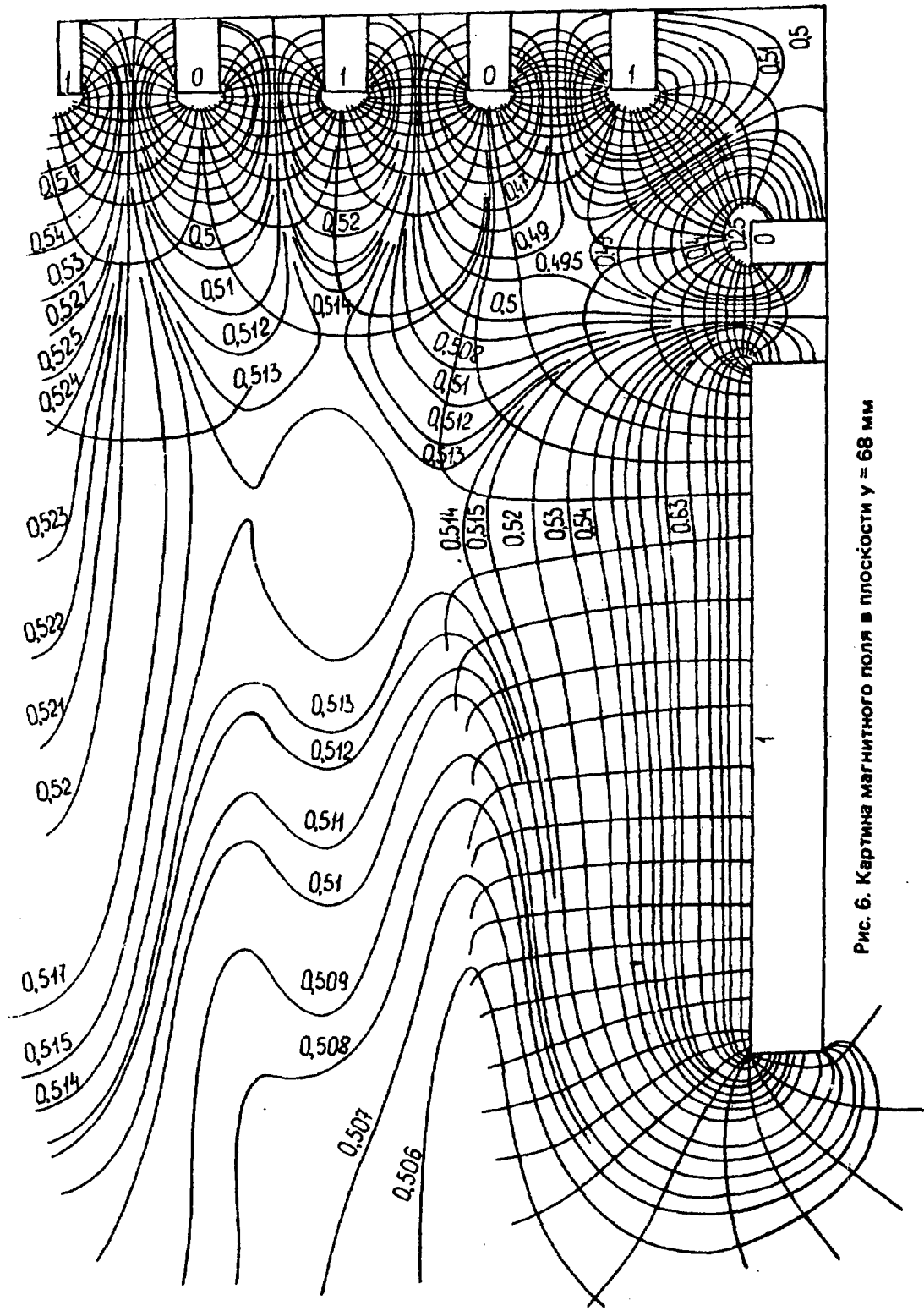


Рис. 6. Картина магнитного поля в плоскости $y = 68$ мм

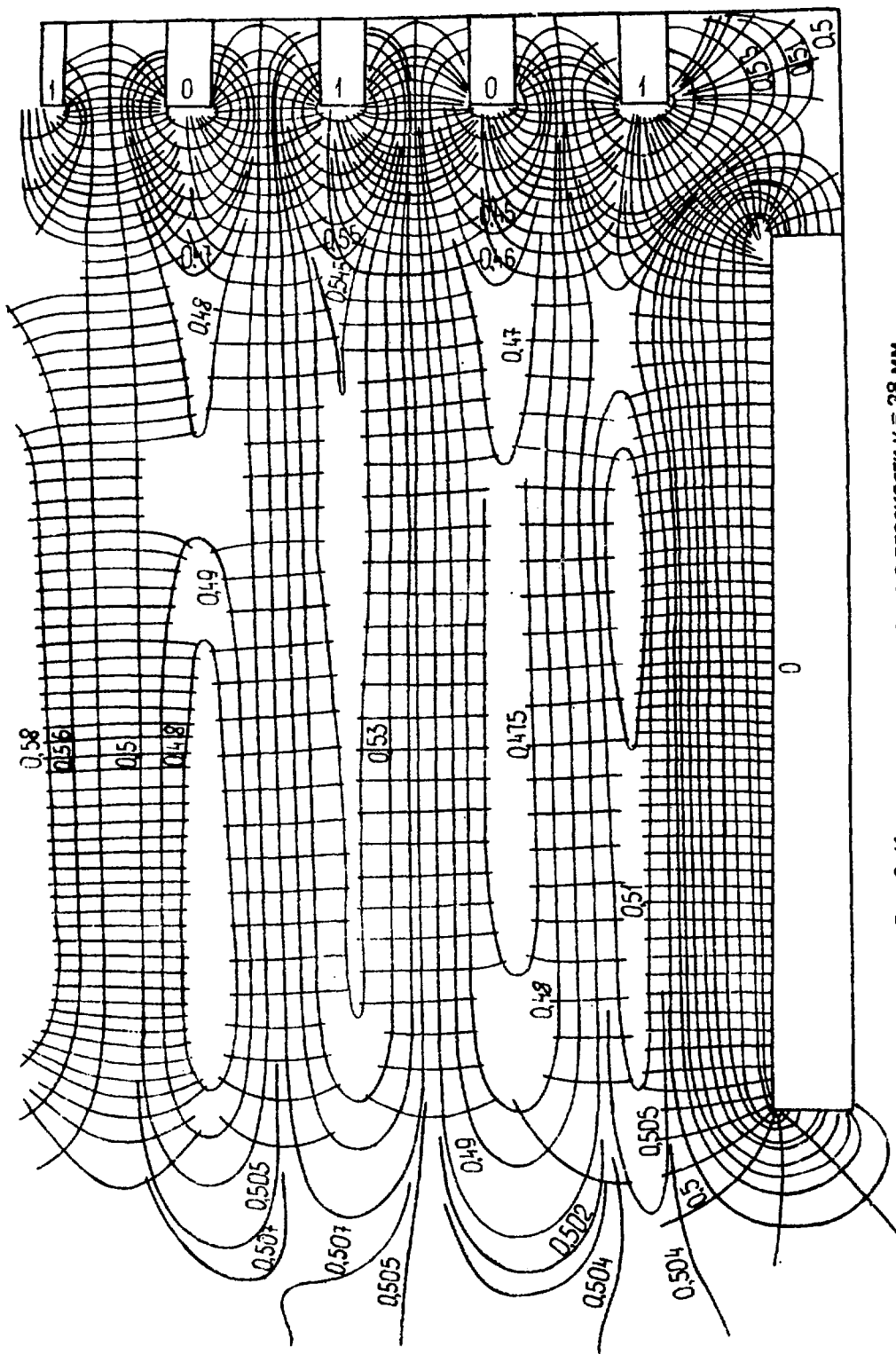


Рис. 8. Картина магнитного поля в плоскости $y = 38$ мм

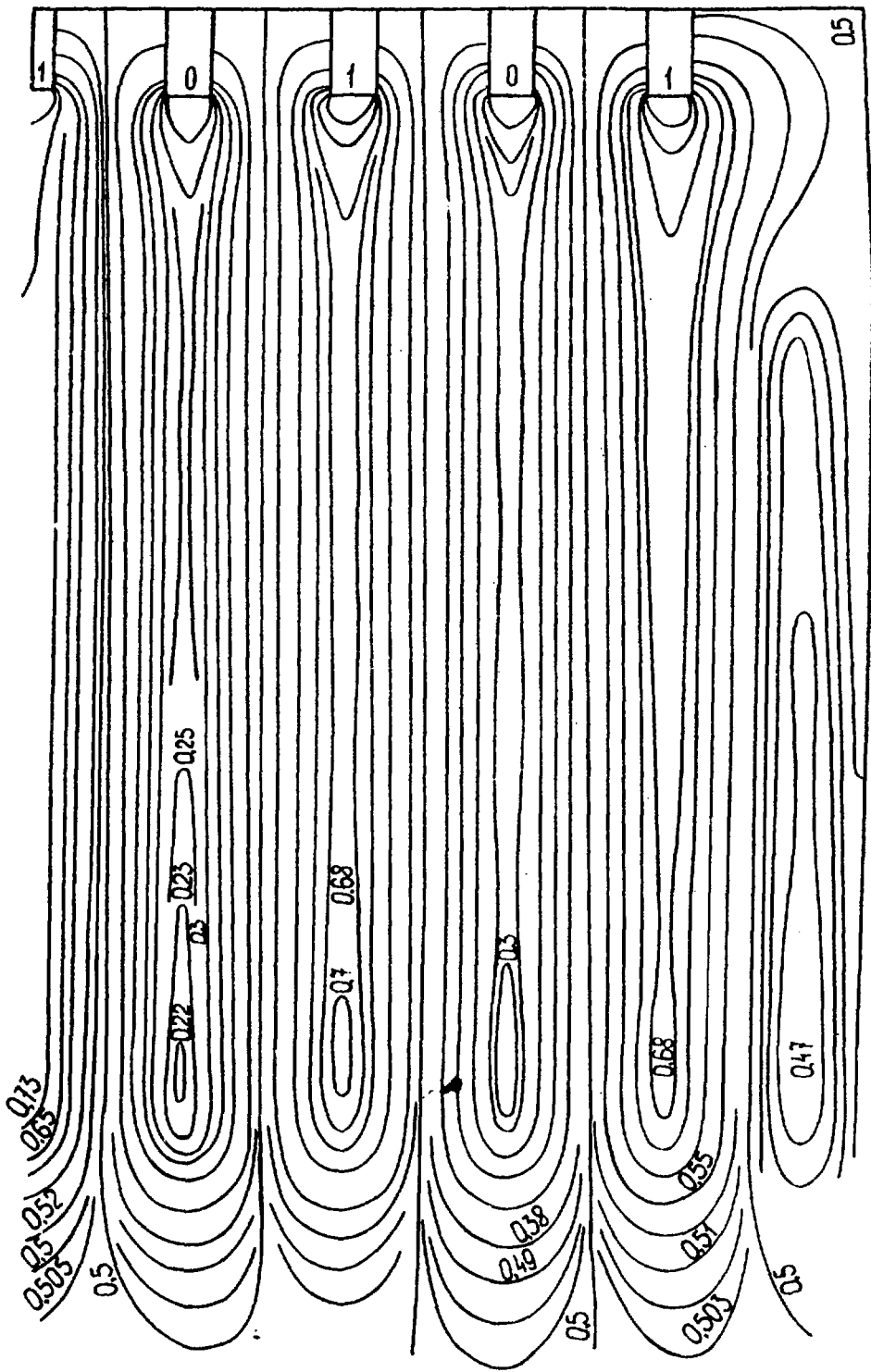


Рис. 9. Картина магнитного поля в плоскости $y = 23$ мм

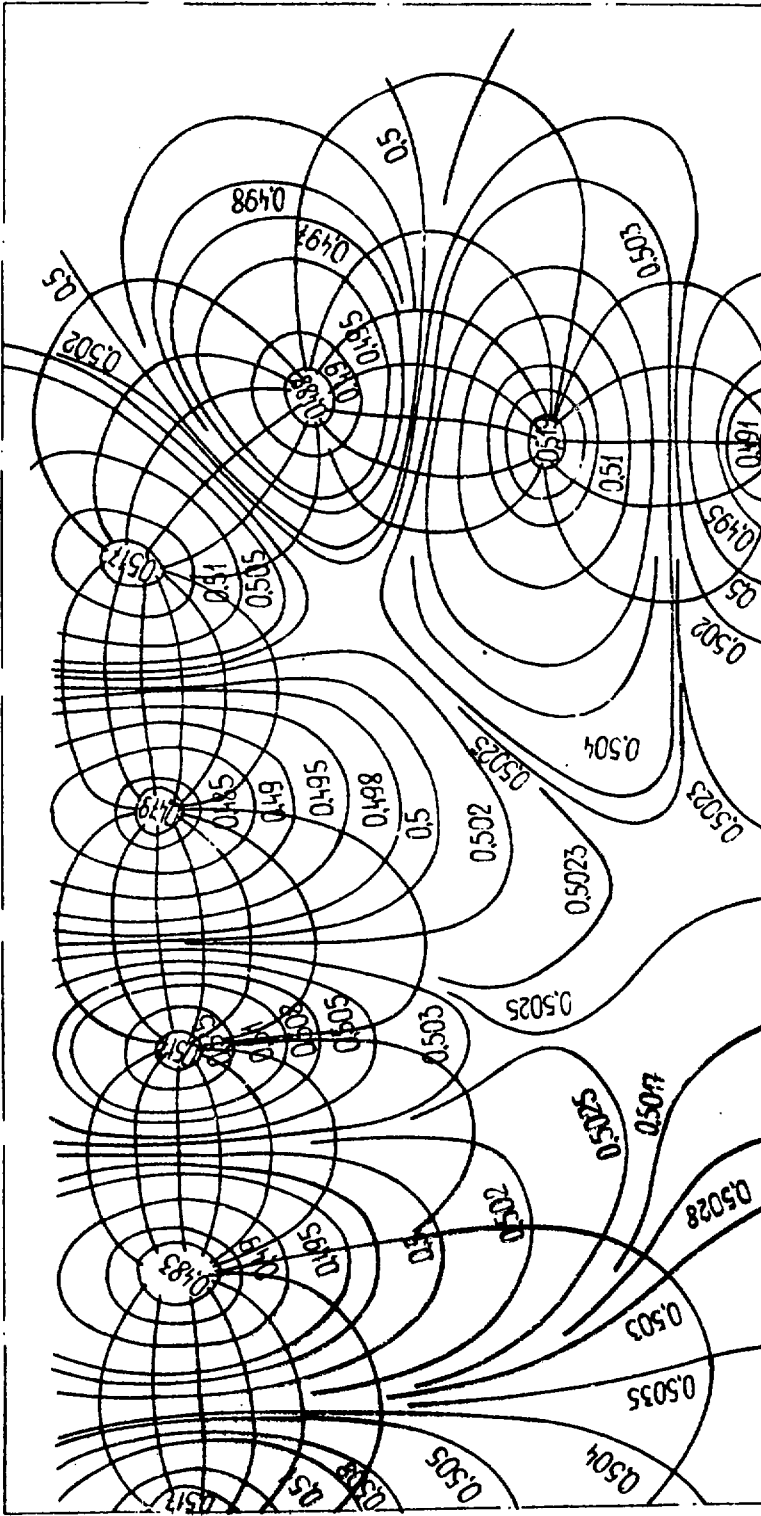


Рис. 10. Картина магнитного поля в плоскости $z = 233$ мм (вне торца ГРК)

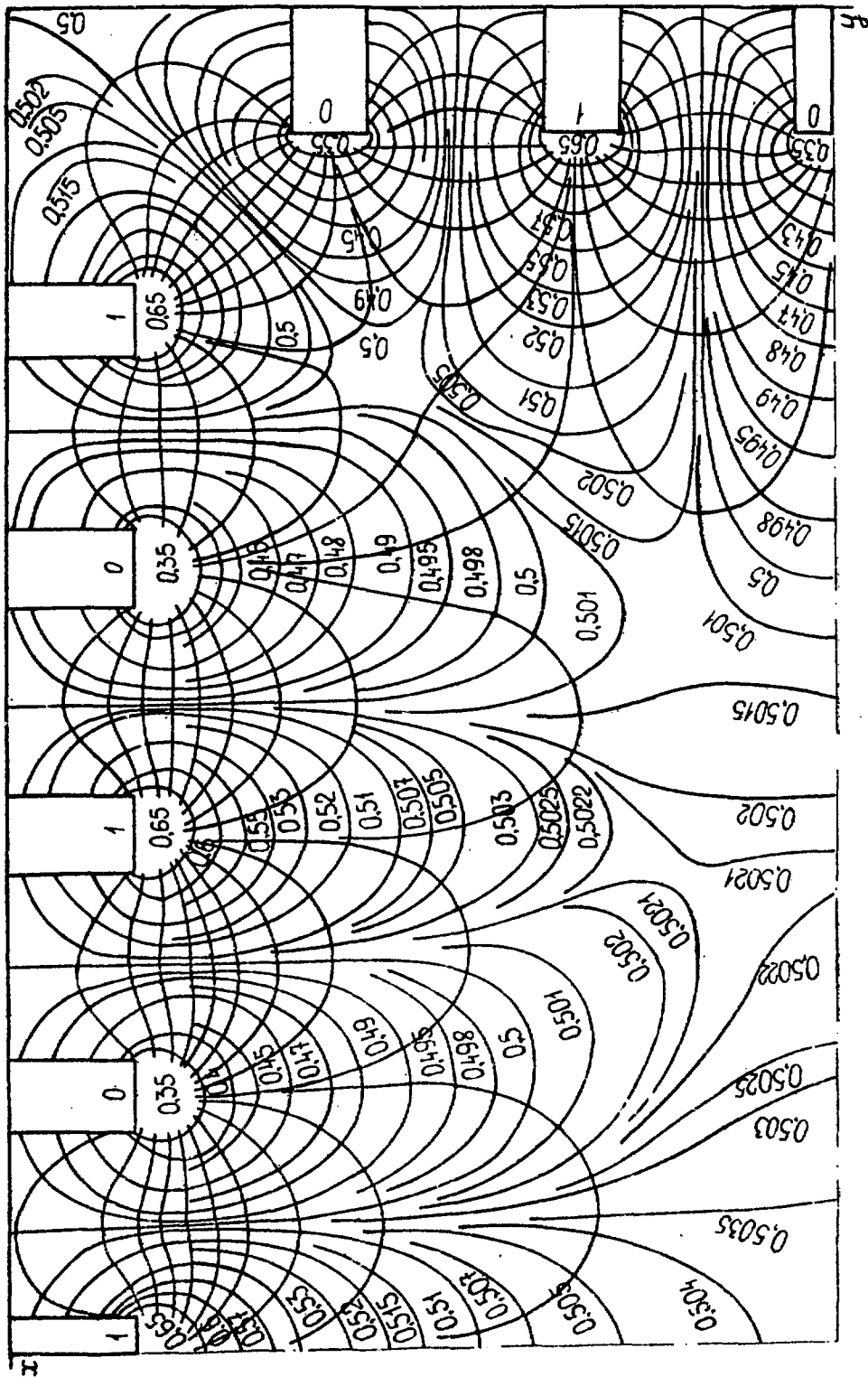


Рис. 11. Картина магнитного поля в торцевой плоскости $z_T = 218$ мм

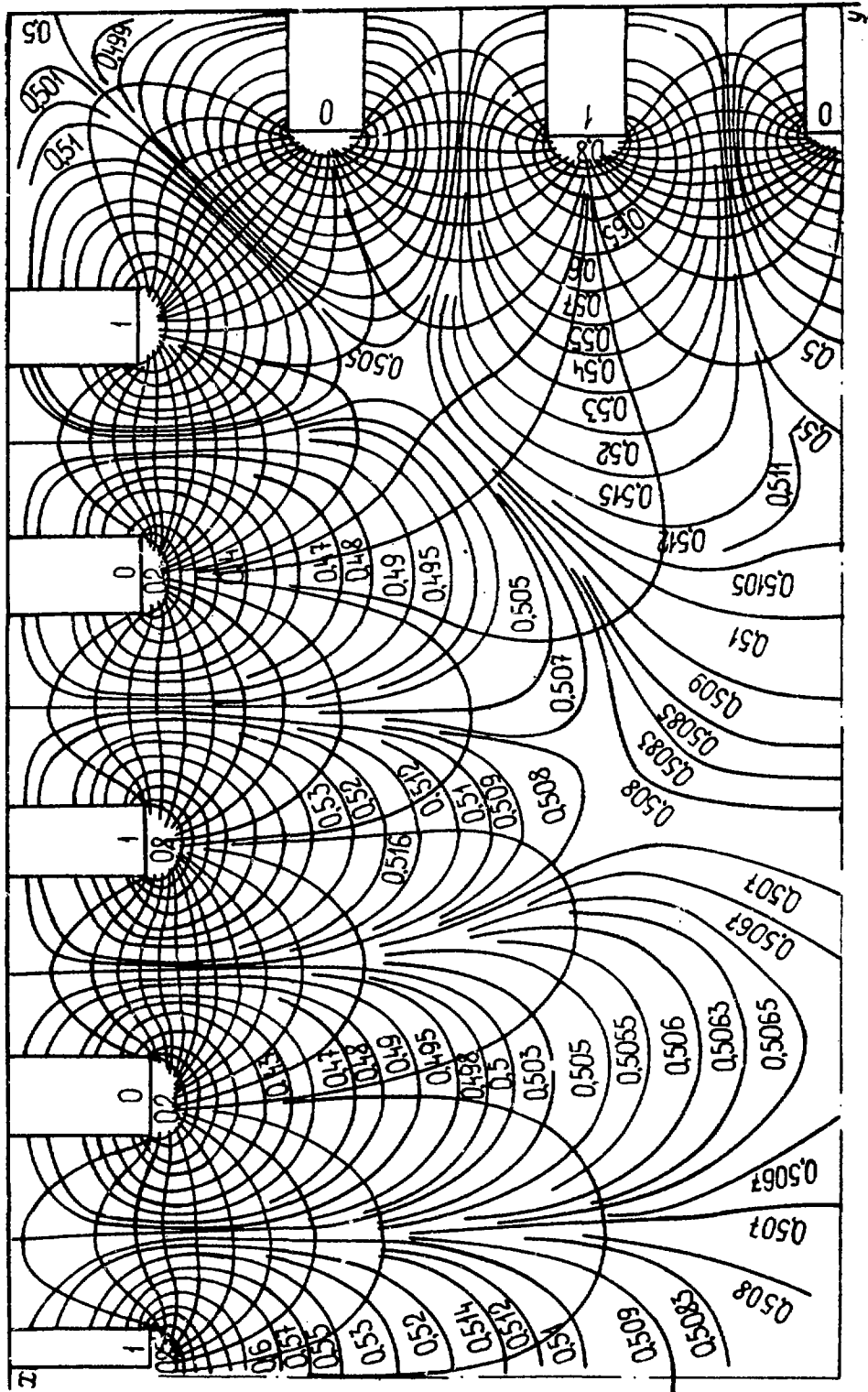


Рис. 12. Картина магнитного поля в плоскости $z = 203$ мм

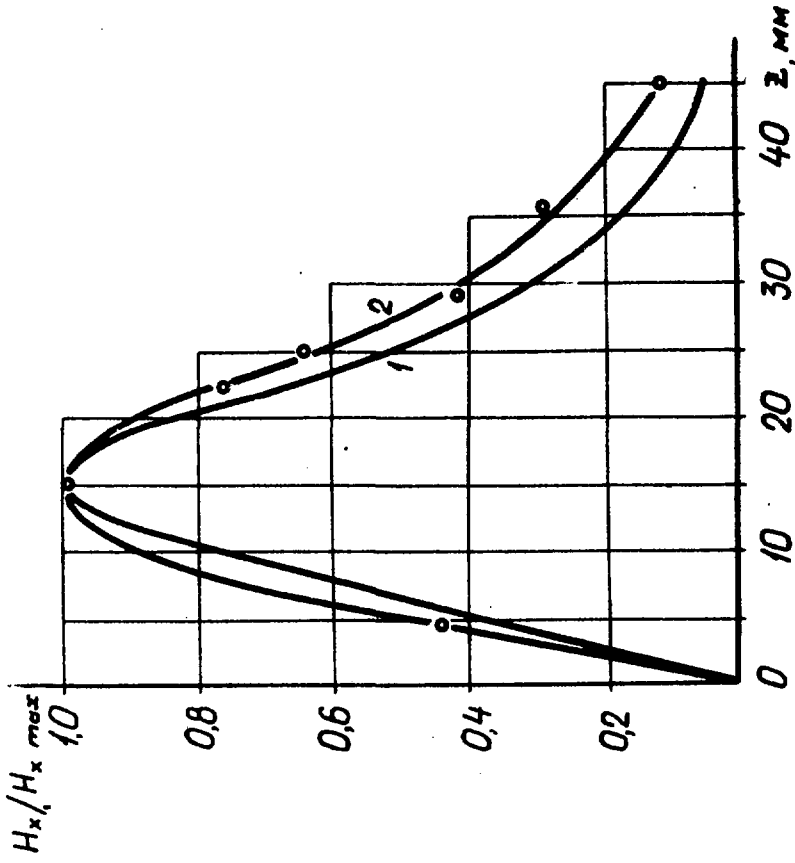


Рис. 14. Распределение компоненты $H_x(z)$ магнитного поля в плоскости симметрии $y_c = 98$ мм посередине между магнитными ($x = 143$ мм) : 1 — расчет с помощью выражения (3); 2 — результат моделирования

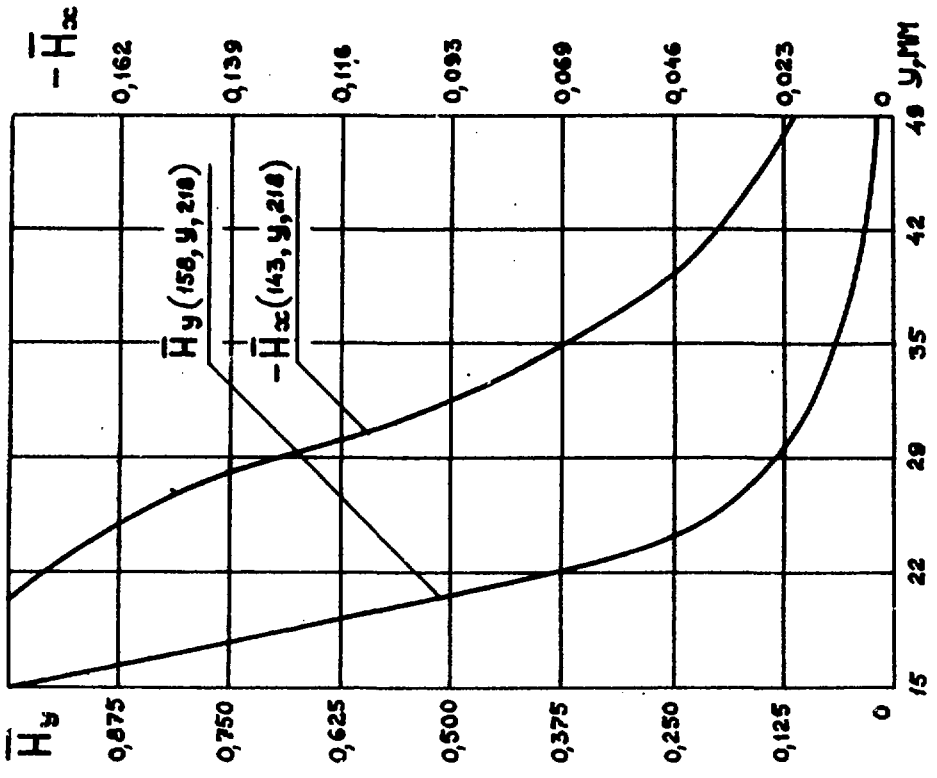


Рис. 15. Распределение относительных значений компонент магнитного поля $\tilde{H}_x(y) = H_x/H_0$ ($x = 143$ мм) и $\tilde{H}_y(y) = H_y/H_0$ ($x = 158$ мм) в торцевой плоскости $z_T = 218$ мм

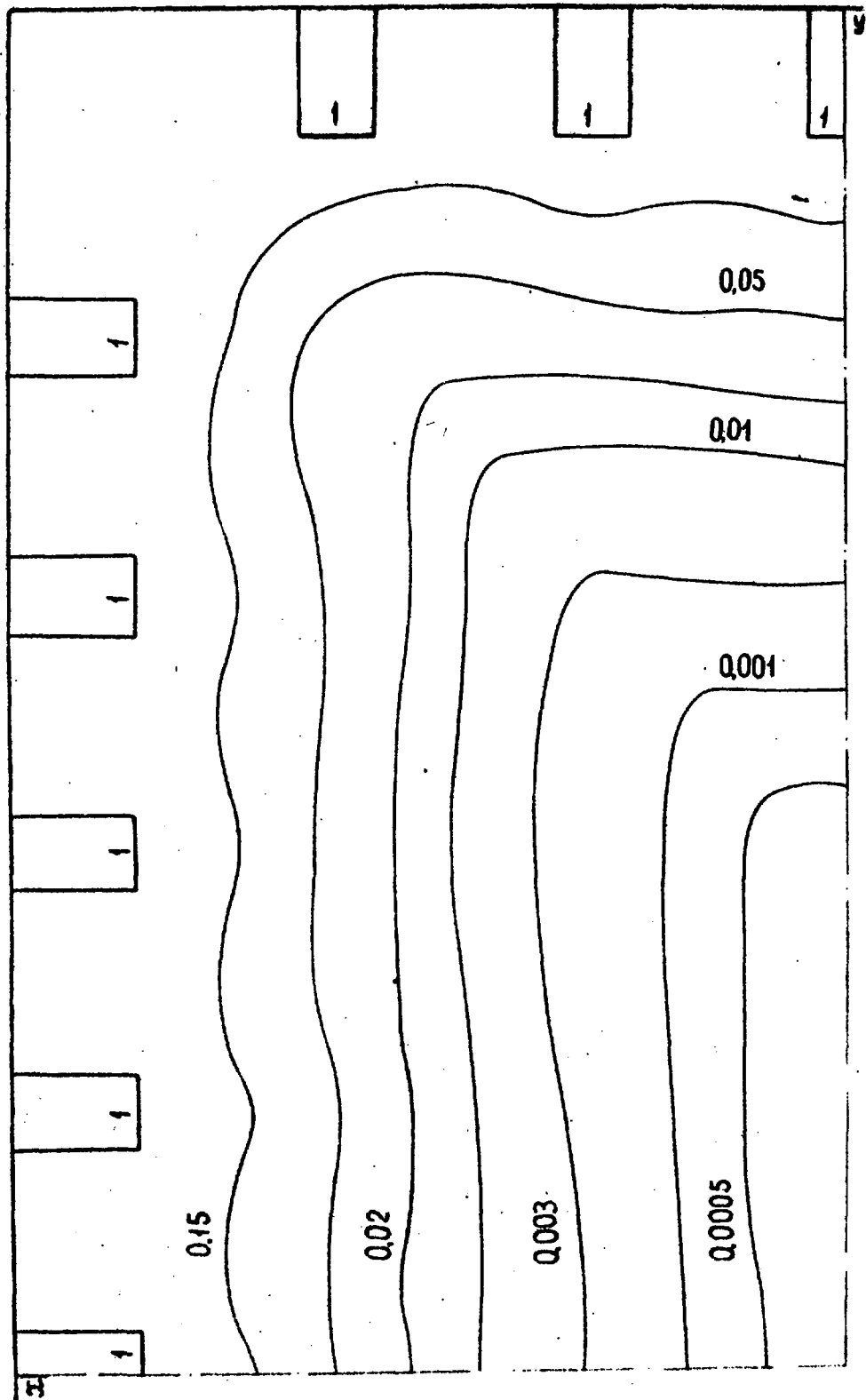


Рис. 16. Картина линий равных значений относительной напряженности магнитного поля в торцевой плоскости $z_T = 218$ мм

Список литературы

1. Семашко Н.Н. и др. Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Moore D. AIAA Paper № 69 — 260, 1969.
3. Limbacher, McKenzie K. — Rev. Sci. Instr., 1973, v. 44, p. 726.
4. Зечихин В.С., Тимершин Ф.Г. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1975, № 1, с. 81.

Редактор Л.И. Кирюхина
Технический редактор Н.И. Мазаева
Корректор Г.Я. Кармадонова

Т-08246. 29.03.83. Формат 60х90/16. Уч.-изд. л. 1,1
Тираж 121. Индекс 3624. Заказ 1390

Отпечатано в ИАЗ

РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЗ

1. Общая теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика

3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов

6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы термоядерного реактора

9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение

12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология

14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЗ.

Препринт ИАЭ-3823/7. М., 1983