

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

С 133.2

580/86.

P11-85-766

В.П.Акопян,<sup>1</sup> Г.Х.Саркисян,<sup>2</sup> Л.А.Смирнова

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ПОЛЯ  
КВАДРУПОЛЬНОЙ ЛИНЗЫ  
МЕТОДОМ ГРАНИЧНЫХ  
ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

---

<sup>1</sup> Ереванский физический институт

<sup>2</sup> Ереванский политехнический институт

1985

### Введение

В работе предлагается численный метод исследования влияния малых возмущений формы наконечников квадрупольной магнитной линзы на потенциал поля и определение таких размеров ступенчатой поверхности наконечников, при которых обращаются в нуль заданные коэффициенты разложения потенциала поля в ряд Фурье <sup>1/1</sup>:

$$\Phi = \sum_{n=0}^{\infty} b_n (z/z_0)^{4n+2} \sin(4n+2)\varphi; \quad B = -\text{grad } \Phi,$$

где  $b_0=1$ ,  $z_0$  - радиус максимальной окружности, вписанной в апертуру квадрупольной магнитной линзы,

$$g = \left. \frac{\partial B_z}{\partial z} \right|_{\substack{z=0 \\ \varphi=\pi/4}} = \left. \frac{\partial B_y}{\partial z} \right|_{\substack{z=0 \\ \varphi=0}}; \quad \Phi = -gxy.$$

В основе метода лежит метод граничных интегральных уравнений ГИУ <sup>1/2</sup>, связанный с применением формулы Грина. В работе приводятся результаты расчетов.

#### § 1. Применение формулы Грина в ГИУ и метод дискретизации

Пусть в области  $\bar{\Omega} = \Omega \cup \Gamma$ , где  $\Gamma$  - граница области  $\Omega$ , решается задача Дирихле для уравнения Лапласа:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0, \quad (x, y) \in \Omega, \quad (\text{I.I})$$

$$U = g(x, y), \quad (x, y) \in \Gamma,$$

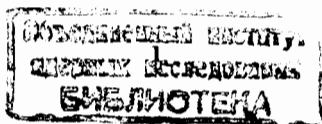
где  $g(x)$  - достаточно гладкая функция контура  $\Gamma$ .

Для решения  $U(x, y)$  задачи (I.I) с контуром кусочно-непрерывной кривизны имеет место формула Грина <sup>1/3</sup>:

$$g(P) \cdot U(P) + \int_{\Gamma} [U(s) \frac{\partial}{\partial n} \ln r(P, s) - \ln r(P, s) \frac{\partial U(s)}{\partial n}] ds = 0, \quad (\text{I.2})$$

где  $r(P, s)$  - расстояние от точки  $P \in \Omega$  до точки  $s \in \Gamma$ ;  $n$  - внутренняя нормаль к  $\Gamma$  в точке  $P$ ;

$$g(P) = \begin{cases} 0, & P \notin \bar{\Omega}; \\ 2x, & P \in \Omega; \\ x, & P \in \Gamma \end{cases}. \quad (\text{I.3})$$



Устремив точку  $P$  к границе, перепишем уравнение (I.1) в виде:

$$L V = \int_{\Gamma} V(s) \ln(z(P, s)) ds = \eta(P) \cdot g(P) + \int_{\Gamma} \frac{\partial \ln z(P, s)}{\partial n} \cdot g(s) ds = f(P), \quad (I.4)$$

где  $V(s) = \frac{\partial U(s)}{\partial n}$  - нормальная производная искомой функции  $U(s)$ .

Отметим, что оператор  $L : C(\Gamma) \rightarrow C(\Gamma)$  симметрический и вполне непрерывный, следовательно, он не имеет ограниченного обратного. Интегрирование (I.4) по частям приводит к уравнению

$$S W = \int_{\Gamma} W(s) \frac{\partial z(P, s)}{z(P, s)} = -f(P), \quad W(s) = \int_0^s V(\tau) d\tau$$

с оператором  $S$ , имеющим ограниченный обратный в пространстве  $H^\alpha(\Gamma)$ ,  $0 < \alpha < 1$ .

Перейдем к дискретизации уравнения (I.4). Разобьем контур  $\Gamma$  на  $N$  частей длины  $h_i$  ( $\sum_{i=1}^N h_i = l$ , где  $l$  - длина контура). Точки разбиения  $t_0, \dots, t_{N-1}$  образуют сетку  $\omega_{h_i} = \{t_i, i=0, \dots, N-1\}, t_0 = t_N$ . Приближенное решение  $V_{h_i}(t)$ ,  $t \in \omega_{h_i}$  будем искать в виде

$$Q_{h_i} V_{h_i}(t) = \sum_{i=0}^{N-1} V_i \Phi_i(t), \quad t \in \Gamma,$$

где  $\Phi_i(t)$  - кусочно-линейные базисные функции на контуре  $\Gamma$ :

$$\Phi_i(t) = \begin{cases} \frac{t-t_{i-1}}{h} & t \in [t_{i-1}, t_i] \\ \frac{t_{i+1}-t}{h} & t \in [t_i, t_{i+1}] \\ 0 & t \notin [t_{i-1}, t_{i+1}] \end{cases}$$

а  $Q_{h_i}$  - оператор кусочно-линейного восполнения.

Уравнение (I.4) заменим алгебраическим уравнением по методу коллокации:

$$P_{h_i} L(Q_{h_i} V_{h_i}) = P_{h_i} f,$$

где  $P_{h_i}$  - оператор проектирования на сетку  $\omega_{h_i}$ . Элементы матрицы коэффициентов  $A_{jk} = (a_{ij})$ ,  $i, j = 1, \dots, N$  вычисляются по формуле:

$$a_{ij} = \int_{t_{j-1}}^{t_j} \ln z(t_i, t) \Phi_j(t) dt.$$

Нормальная производная в угловых точках терпит разрыв, однако ее предельные значения определяются по значению  $U(P)$  на  $P$ .

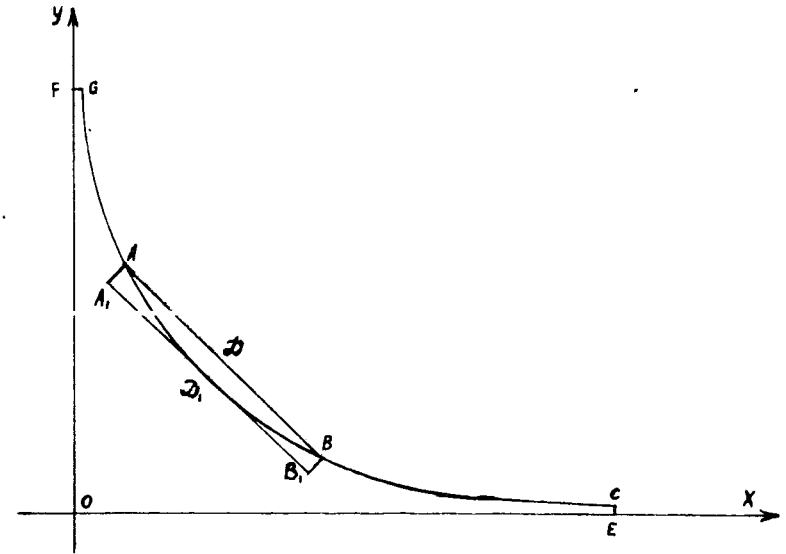
Следовательно, значения функции  $V(s)$  в угловых точках можно считать заданными и уравнение в этих точках исключить. Свойства матрицы  $A_h$  и сходимость приближенных решений к точному исследованы в [4].

## § 2. Определение потенциала поля при малых возмущениях

Известно, что потенциал поля квадрупольной линзы удовлетворяет уравнению Лапласа [5]

$$L(U) = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (2.1)$$

в области  $\Omega$  с граничными условиями первого рода на  $\Gamma = \partial\Omega$ .



Для идеальной гиперболической границы существует аналитическое решение уравнения (I.1)  $U = XY$ . Рассмотрим случай малого возмущения гиперболической границы, т.е. дугу  $AD_1B$  заменим ступенчатой поверхностью  $AA_1D_1B_1B$ , которую обозначим через  $\Gamma_{1E}$ . Дугу  $AD_1B$  обозначим через  $\Gamma_{0E}$ , а  $\Gamma_{01}$  - невозмущенную границу без  $\Gamma_{0E}$ . Следовательно,  $\Gamma_0 = \Gamma_{01} \cup \Gamma_{0E}$ , а  $\Gamma_1 = \Gamma_{01} \cup \Gamma_{1E}$ . Граничные условия в данных обозначениях примут вид:

$$N(P) = \begin{cases} U(P) = 1, & P(x,y) \in L_{GADBС} \\ U(P) = 0, & P(x,y) \in L_{FOE} \\ U(P) = X_P/X_G, & P(x,y) \in L_{FG} \\ U(P) = Y_P/Y_C, & P(x,y) \in L_{CE}, \end{cases} \quad (2.2)$$

где  $P(x,y)$  - точка, лежащая на границе,  $L_{ABС}$  - часть границы, проходящей через соответствующие точки.

Решение краевой задачи (I.1) - (I.2) будем искать в виде:

$$U(x,y) = U_0(x,y) + \varepsilon(x,y),$$

где  $U_0(x,y)$  - аналитическое решение задачи с невозмущенной границей, а  $\varepsilon(x,y)$  - возмущение решения, полученное из-за изменения границы. Применим формулу Грина к функции  $U(x,y)$  в области с возмущенной границей  $\Gamma_1$ :

$$\eta(P) \left[ U_0(P) + \varepsilon(P) \right] + \int_{\Gamma_1} \left[ \frac{\partial(U_0(M) + \varepsilon(M))}{\partial n} \ln \frac{1}{z} - (U_0 + \varepsilon) \frac{\partial \ln \frac{1}{z}}{\partial n} \right] d\ell_M = 0. \quad (2.3)$$

Для аналитического решения  $U_0(P)$  формула Грина в области с невозмущенной границей  $\Gamma_0$  примет вид:

$$\eta U_0(P) + \int_{\Gamma_0} \left[ U_0 \frac{\partial \ln \frac{1}{z_{MP}}}{\partial n} - \frac{\partial U_0}{\partial n} \ln \frac{1}{z_{MP}} \right] d\ell_M = 0. \quad (2.4)$$

Устремив точку  $P(x,y)$  к границе, получим

$$\eta U_0(P) + \int_{\Gamma_0} \left[ U_0 \frac{\partial \ln \frac{1}{z_{MP}}}{\partial n} - \frac{\partial U_0}{\partial n} \ln \frac{1}{z} \right] d\ell_M = 0. \quad (2.5)$$

$$= \int_{\Gamma_0} \left[ U_0 \frac{\partial \ln \frac{1}{z}}{\partial n} - \frac{\partial U_0}{\partial n} \ln \frac{1}{z} \right] d\ell_M.$$

Учитывая (2.5), преобразуем уравнение (2.3):

$$\eta \varepsilon(P) + \int_{\Gamma_0 \cup \Gamma_1} (\varepsilon \Psi - \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \varphi) d\ell_M + \eta U_0 + \int_{\Gamma_0} \left[ U_0 \Psi - \frac{\partial U_0}{\partial n} \varphi \right] d\ell_M + \int_{\Gamma_1} \left[ U_0 \Psi - \frac{\partial U_0}{\partial n} \varphi \right] d\ell_M = 0, \quad (2.6)$$

где:  $U_0 = U_0(P) = U_0(P(x,y))$

$$\varphi = \varphi(x,y) = \ln \frac{1}{z_{MP}}$$

$$\Psi = \Psi(x,y) = \frac{\partial}{\partial n} \ln \frac{1}{z_{MP}}.$$

Согласно уравнению (I.5), сумма 3 и 4 членов в (2.3) равна 0. Обозначая  $G = \Gamma_0 \cup \Gamma_1$  и учитывая направление обхода в интегралах по контурам  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_1$ , получим

$$\eta \varepsilon(P) + \int_G \varepsilon(M) \Psi(M) d\ell_M - \int_G \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \varphi d\ell_M + \int_{G-G_\varepsilon} \left[ U_0 \Psi - \frac{\partial U_0}{\partial n} \varphi \right] d\ell_M = 0. \quad (2.7)$$

Используя граничное условие  $U|_{L_{GADBС}} = 1$ , для  $P \in L_{GADBС}$  получим

$$\varepsilon(P) = 1 - U_0(P).$$

Учитывая граничные условия, перепишем уравнения (2.7) в виде:

$$\eta(1 - U_0) + \int_{\Gamma_1} (1 - U_0) \Psi d\ell_M + \int_{\Gamma_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \varphi d\ell_M + \int_G \left[ U_0 \Psi - \frac{\partial U_0}{\partial n} \varphi \right] d\ell_M = 0. \quad (2.8)$$

Расстояние между точками  $D$  и  $D_1$ , определяющее величину максимального возмущения, обозначим через  $\Delta_0$ , и перейдем к новой координатной системе (2.4), удобной при дискретизации получаемых интегральных уравнений. Координаты точек  $P(x,y)$  выражаются через  $(\eta, \xi)$  в виде

$$x = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} (\Delta + \xi) \quad |y| \leq \sqrt{2\sqrt{2}\Delta + \Delta^2},$$

$$y = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} (\Delta - \xi)$$

если  $P(x,y)$  находятся на прямой  $A_1B_1$  или  $AB$ ,

$$x = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} (\Delta + \sqrt{(2\sqrt{2}\Delta + \Delta^2)} - \eta)$$

$$y = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} (\Delta - \sqrt{(2\sqrt{2}\Delta + \Delta^2)} - \eta),$$

если  $P(x,y)$  находятся на  $BB_1$ , и

$$x = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} (\Delta - \sqrt{(2\sqrt{2}\Delta + \Delta^2)} - \eta)$$

$$y = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} (\Delta + \sqrt{(2\sqrt{2}\Delta + \Delta^2)} - \eta),$$

если  $P(x,y)$  находятся на  $AA_1$ .

Возмущение  $\varepsilon(x, y)$  вдоль линии АВ запишем в виде

$$\varepsilon(x, y) = \xi^2/2 - \Delta^2/2 - \sqrt{2} \Delta,$$

и так как рассматриваем малые возмущения, то

$$\int_{\Gamma_1} \varepsilon(x, y) \Psi(x, y) d\ell_M \quad \text{предполагается порядка } \Delta \cdot \varepsilon.$$

Следовательно, уравнение (I.9) примет вид:

$$\eta U_0(P) + \int_{\Gamma_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \Psi(x, y) d\ell_M = 0.$$

Применив кусочно-постоянную дискретизацию, получим систему алгебраических уравнений относительно  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial n}$ ;

$$\sum_{j=1}^N \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} \Big|_{(x, y) \in \partial \Omega_j} \cdot \Psi(P, M_j) \Delta \ell_M + \eta U_0(P) = 0,$$

где  $\partial \Omega_j$  - элементарный интервал интегрирования вдоль  $\Gamma_1$ , а  $M_j \in \partial \Omega_j$ .

Имея невозмущенное решение  $U_0(x, y)$ , возмущение  $\varepsilon(x, y)$  и вычисленные значения  $\frac{\partial \varepsilon}{\partial n}$  на границе  $\Gamma_1$ , по формуле (2.3) определим потенциал в произвольных внутренних точках. Зная потенциал поля в  $N_1$  внутренних точках, из формулы

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=0}^{N_1} a_{4n+2} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{4n+2} \sin((4n+2)\varphi) \quad (2.9)$$

определим коэффициенты разложения в ряд Фурье.

Таким же способом найдем коэффициенты разложения для значений  $\Delta = 0$ ,  $\Delta = \frac{\Delta_0}{3}$ ,  $\Delta = \frac{2\Delta_0}{3}$ , и по интерполяционной формуле Лагранжа построим кубический многочлен относительно гармоники  $a_6$ . Корень этого многочлена и дает значение  $\Delta$ , для которого  $|a_6| < \varepsilon$ .

### § 3. Определение геометрических размеров полусных наконечников квадрупольной линзы

Основной задачей магнитостатики является определение потенциала или градиента магнитного поля для заданной конфигурации поверхности полюса магнитной линзы. В данном параграфе рассматривается обратная задача магнитостатики, т.е. по заданному потенциалу магнитного поля определяются геометрические размеры полусных наконечников. Решение обратной задачи ищется в классе ступенчатых поверхностей.

Рассмотрим следующую квадрупольную линзу со ступенчатой поверхностью полусных наконечников:

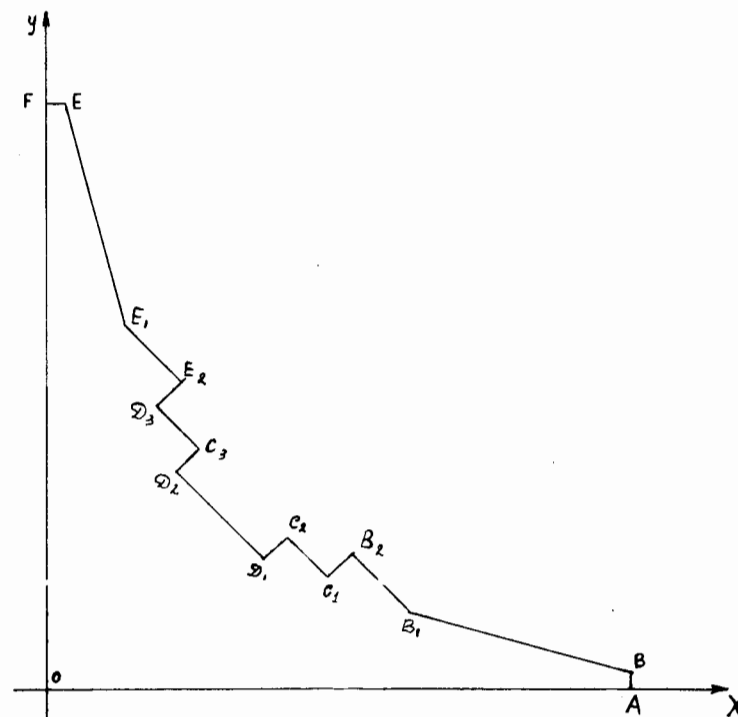


Рис. 2

где длины ступенек  $|D_1 D_2|$  и  $|C_1 C_2|$ ,  $|B_2 B_1|$  обозначим соответственно  $x(1)$ ,  $x(2)$  и  $x(3)$ , высоту ступеньки  $|C_1 B_2|$  обозначим через  $x(4)$ , а высота  $|D_1 C_2|$  определяется из условия  $|D_1 C_2| = H_0 - x(4)$ . Максимально возможная сумма двух ступенек  $H_0$  определяется из профиля квадрупольной линзы.

Исходя из физических соображений выбираются начальные значения для независимых параметров ( $x(I)$ ,  $I = 1, 2, 3, 4$ ), которые однозначно определяют область  $\Omega$ , ограниченную ступенчатой поверхностью, в которой решается уравнение Лапласа

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad \text{для } (x, y) \in \Omega \quad (3.1)$$

с граничными условиями.

$$N(p) = \begin{cases} U(p) = 0, & p \in L_{AOF} \\ U(p) = 1, & p \in L_{BB_1} \cup \dots \cup L_{E,E} \\ U(p) = \frac{y_p}{y_B}, & p \in L_{AB} \\ U(p) = \frac{x_p}{x_E}, & p \in L_{EF} \end{cases} \quad (3.2)$$

Применяя метод граничных интегральных уравнений (§ I), решение краевой задачи (3.1-3.2) сводим к решению интегрального уравнения (I.4) на контуре  $\partial\Omega$ . Решая интегральное уравнение с применением кусочно-постоянной дискретизации задачи на неравномерной сетке  $\omega'_n = \{t_i; i=0,1,\dots,n-1\}$ , определим значения  $\frac{\partial U}{\partial n}$  на границе  $\partial\Omega$ . Имея  $U|_p$  и  $\frac{\partial U}{\partial n}|_p$  для  $p(x,y) \in \partial\Omega$ , применим формулу Грина

$$U(p) = \frac{1}{2\pi} \int \left[ \frac{\partial U}{\partial n} \ln \frac{1}{z_{MP}} - U \frac{\partial}{\partial n} \ln \frac{1}{z_{MP}} \right] d\ell_M$$

для произвольной точки  $p \in \Omega$ . Вычислив значение потенциала поля в  $N_1$  внутренних точках области  $\Omega$  и используя формулу (2.9), найдем коэффициенты разложения в ряд Фурье. Эти коэффициенты являются функциями от высоты и длины ступенек.

В случае квадрупольной линзы необходимо обратить в нуль шестой и десятый коэффициенты, так как вкладом остальных коэффициентов можно пренебречь ( $a_4, a_8, \dots$  и т.д.).

Исходя из общего вида ступенчатой поверхности, на переменные  $x(i)$ ;  $i = 1, 2, 3, 4$ , накладываем следующие ограничения в виде неравенств

$$g_i(x) = x(i) > 0 \quad i = 1, 2, 3, 4$$

$$g_5(x) = h_0 - x(4) > 0.$$

Полученную задачу нелинейного программирования решаем методом скользящего допуска  $1/6$ . Для работы алгоритма пользователем задаются начальные значения переменных  $x_0(i)$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$ , размер начального шага минимизационного поиска -  $t_0$ , условие окончания поиска  $\varepsilon$ . Параметр  $\varepsilon$  характеризует точность определения значений искомым переменных.

Предполагая существование разложения потенциала поля и коэффициентов  $a_2, a_6, a_{10}$ , в ряд по степеням  $h$  шага интегрирования вдоль контура  $\Gamma$ , применим экстраполяцию по Ричардсону <sup>77/</sup>. Для  $\varepsilon = 10^{-5}$  значения потенциала поля в некоторых внутренних точках и значения коэффициентов разложения в ряд Фурье  $a_2, a_6, a_{10}$  приведены в таблицах I - 2.

Таблица 2.1

Значение потенциала поля в области для квадрупольной линзы

	$U(h)$	$U(h/2)$	$U(h/4)$	$U(h, h/2, h/4)$
$x = y = 1/4$	0,1872	0,1143	0,0821	0,0527
$x = y = 1/3$	0,2415	0,1637	0,1294	0,0978
$x = y = 1/2$	0,3791	0,2763	0,2597	0,2261

Таблица 2.2

Гармоники квадрупольной линзы со ступенчатой поверхностью полюса

	$a(h)$	$a(h/2)$	$a(h/4)$	$a(h, h/2, h/4)$
$a_2$	0,818	0,752	0,721	0,692
$a_6$	0,000694	0,000386	0,000268	$1,74 \cdot 10^{-4}$
$a_{10}$	-0,0006046	-0,0002966	-0,0001786	$-8,46 \cdot 10^{-5}$

#### Литература

1. Штеффен К. Оптика пучков высоких энергий. "Мир", М., 1969.
2. Риццо Ф. В сб.: Метод граничных интегральных уравнений. "Мир", М., 1978.
3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнение математической физики. "Наука", М., 1966.

4. Жидков Е.П., Хоромский Б.Н., Юлдашев О.И. Препринт ОИЯИ PII-8I-398, Дубна, 1981.
5. Halbach K. Nucl. Instr. and Methods 74 (1969), 147-164.
6. Химмельблау . Нелинейное прикладное программирование. "Мир", М., 1975.
7. Марчук Г.И., Шайдулов В.В. Повышение точности решений разностных схем. "Наука", М., 1979.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 октября 1985 года.

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку; по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Акопян В.П., Саркисян Г.Х., Смирнова Л.А.  
 Определение потенциала поля квадрупольной линзы  
 методом граничных интегральных уравнений

P11-85-766

Предложен численный метод исследования влияния малых возмущений формы наконечников квадрупольной магнитной линзы на потенциал поля. Задача определения потенциала поля сводится к граничному интегральному уравнению. Рассматривается метод дискретизации полученного уравнения. Негradientным методом скользящего допущения определяются размеры ступенчатой поверхности наконечников. Приводятся результаты численных расчетов.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Akopian V.P., Sarkisian R.Kh., Smirnova L.A.  
 Quadrupole Lens Field Potential Determination  
 by the Boundary-Integral Equation Method

P11-85-766

Numerical method for investigating the effect of small disturbances of cap form of quadrupole magnetic lens on the field potential is proposed. The problem of potential field determination is reduced to the boundary integral equation. The method of discretization of the obtained equation is considered. The dimensions of cap surface are determined by the nongradient method of slipping tolerance. The results of numerical calculations are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985