

УДК 537.531.3

Оптимизация параметров квадрупольной зондоформирующей системы ядерного микрозонда с учетом распределения фазовой плотности ионов пучка

А. А. Пономарёв, В. И. Мирошниченко, А. Г. Пономарёв

В качестве критерия оптимизации выбрана величина плотности тока сфокусированного пучка в центре пятна на мишени ядерного микрозонда. Принималось, что частицы в фазовом пространстве (x, y, x', y') на входе в зондоформирующую систему имеют нормальный закон распределения. Параметры распределения восстанавливались из экспериментальных данных измерения интегральных характеристик распределения тока пучка. Оптимальное распределение тока на мишени определялось за счет соответствующего выбора размеров прямоугольных объектного и углового коллиматоров. Для оптимальных параметров зондоформирующей системы показана глубина фокуса.

PACS: 41.85.-p; 41.85.Lc; 41.85.Gy

Ключевые слова: зондоформирующая система, ядерный микрозонд, абберация, распределение плотности тока.

Введение

Задача фокусировки пучка заряженных частиц в целях уменьшения в некоторой поперечной плоскости (плоскости мишени) его линейных размеров возникает в различных приложениях, таких как ионные и электронные пушки, которые применяются в пучковой литографии (direct beam writing), приборы вторичной ионной масс-спектрометрии, коллайдеры, электронные и ядерные сканирующие микроанализаторы. Системы, цель которых состоит в концентрации частиц в заданном малом пятне на мишени, принято называть зондоформирующими системами (ЗФС). В ядерных сканирующих микрозондах для ускорения пучка ионов до энергий нескольких мегаэлектронвольт применяются электростатические ускорители. На современных электростатических ускорителях устанавливаются плазменные источники ионов, которые имеют невысокую яркость пучка в сравнении с электронными пушками и жидкометаллическими ионными источниками.

Исходный фазовый объем пучка на входе в ЗФС микрозонда задается с помощью объектного и углового коллиматоров. Фокусирующая система состоит из мультиплета магнитных квадрупольных линз с двумя независимыми источниками

питания для обеспечения стигматической фокусировки пучка, что определяет фиксированные ионно-оптические параметры ЗФС. Поэтому размеры сфокусированного пучка и ток на мишени могут изменяться за счет выбора соответствующих размеров коллиматоров, при этом большая часть тока пучка может быть сосредоточена в центре пятна. Именно эта область определяет разрешающую способность микрозонда, которая характеризует минимально возможное расстояние между двумя объектами, когда их можно различить в виде отдельных образований за счет частично перекрывающихся распределений интенсивности выхода продуктов взаимодействия ионов пучка с атомами мишени. В связи с этим размер пучка на мишени определяется по величине полной ширины на полувысоте распределения интенсивности тока. Поэтому вопрос теоретического рассмотрения влияния нелинейных процессов фокусировки на характер формирования плотности пучка на мишени с учетом распределения фазовой плотности пучка на входе в ЗФС представляет особый интерес.

Существует множество работ, посвященных задаче расчета распределения плотности тока в поперечном сечении пучка в электронно-оптических приборах. Описание различных подходов при решении этой задачи можно найти в работах [1—3]. С момента публикации этих работ прошло несколько десятилетий, за это время значительно выросли мощности вычислительной техники, разработаны новые методы расчета ионно-оптических свойств ЗФС, появилась возможность решать задачу о распределении тока пучка в поперечном сечении практически без ограничений.

Пономарёв Артем Александрович, аспирант.
Мирошниченко Валентин Иванович, заместитель директора.
Пономарёв Александр Георгиевич, ведущий научный сотрудник.
Институт прикладной физики НАН Украины.
Украина, 40034, г. Сумы, ул. Петропавловская, 58.
Тел. (0542) 33-30-18. E-mail: ponomart@ipflab.sumy.ua
Статья поступила в редакцию 18 ноября 2009 г.

В настоящей работе выбраны два метода. В траекторном методе частицы пучка, распределенные в соответствии с заданным законом в фазовом пространстве в плоскости объектного коллиматора, транспортируются из плоскости объекта в плоскость мишени с учетом хроматических aberrаций и всех геометрических aberrаций до третьего порядка. Другой метод основан на пересчете фазового объема пучка из плоскости объектного коллиматора в заданную точку на плоскости мишени с учетом начального распределения яркости пучка и aberrаций ЗФС. Начальное распределение яркости пучка восстанавливалось из экспериментальных данных измерения интегральных характеристик распределения тока на входе в ЗФС с помощью прецизионных объектного и углового коллиматоров [4].

Восстановление распределения яркости пучка на входе в ЗФС

Измерения интегральных характеристик распределения тока пучка проводились на электростатическом ускорителе типа Ван де Граафа с усовершенствованными ионным источником и системой зарядки высоковольтного терминала [5] для энергии протонов 1 МэВ. На рис. 1 показана схема измерения распределения тока пучка с помощью прецизионных объектного и углового коллиматоров. Оба коллиматора имеют одинаковую конструкцию в виде двух взаимно перпендикулярных щелей. Первоначально коллиматоры центрировались относительно пучка по величине тока при размерах окон коллиматоров 100×100 мкм. В дальнейшем размеры вертикальной щели как объектного, так и углового коллиматоров изменялись с шагом 40 мкм за счет перемещения только правых (по ходу пучка) щек коллиматоров при фиксированном положении левых щек, которые первоначально смещены на 100 мкм от оси пучка.

Для измерения распределения в фазовой плоскости uy' вся схема аналогична с поворотом на 90°. Непосредственное измерение тока осуществлялось с помощью цилиндра Фарадея и интегратора тока.

Для большинства плазменных источников ионов в пучке частицы имеют максвеловское распределение по скоростям. В этом случае фазовая плотность частиц имеет нормальный закон распределения. Источники заряженных частиц и электростатический ускоритель имеют аксиальную симметрию, а ионно-оптическая система транспортировки пучка имеет очень низкий уровень aberrаций, поэтому распределение яркости в четырехмерном фазовом пространстве (x, y, x', y') может быть представлено в виде произведения двух распределений в плоскостях (x, x') и (y, y')

$$b(x, y, x', y') = \alpha b_x(x, x') b_y(y, y'), \tag{1}$$

где

$$b_\tau(\tau, \tau') = \exp \left[-\frac{1}{2(1-\kappa^2)} \times \left(\frac{(\tau - \tau_0)^2}{\sigma_\tau^2} - 2\kappa \frac{(\tau - \tau_0)(\tau' - \tau'_0)}{\sigma_\tau \sigma_{\tau'}} + \frac{(\tau' - \tau'_0)^2}{\sigma_{\tau'}^2} \right) \right],$$

$$\tau = (x, y),$$

α — нормировочный коэффициент, вычисляемый при определенных распределениях b_x и b_y .

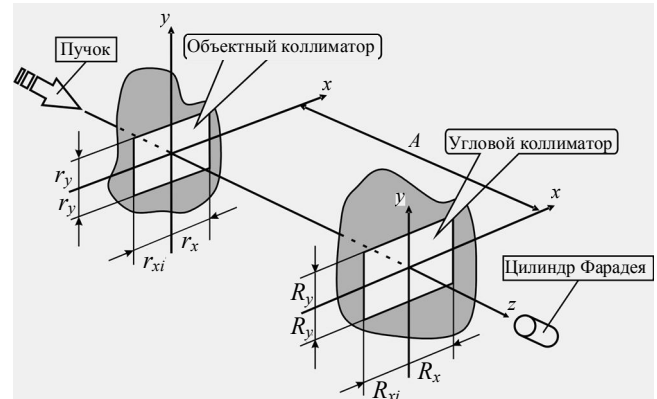


Рис. 1. Схема измерения распределения тока пучка с помощью объектного и углового коллиматоров

Тогда величина тока пучка, проходящего через объектный и угловой коллиматоры с размерами окон, показанными на рис. 1,

$$I_x(r_{xi}, R_{xj}) = F_x(r_{xi}, R_{xj}, \alpha_x, \sigma_x, x_0, \sigma_{x'}, x'_0, \kappa_x) = \alpha_x \int_{r_{xi}}^{r_x} \int_{(R_{xj}-x)/A}^{(R_x-x)/A} b_x(x, x') dx' dx, \tag{2}$$

где r_x и R_x — координаты положения неподвижных стенок коллиматоров, $r_x = R_x = 100$ мкм;

r_{xi} и R_{xj} — координаты положения подвижных стенок коллиматоров, $r_{xi}, R_{xj} = (60, 20, -20, -60, -100)$ мкм;

$\alpha_x = \alpha \int_{-r_y}^{r_y} \int_{(-R_y-y)/A}^{(R_y-y)/A} b_y(y, y') dy' dy$ — нормировочный коэффициент, $r_y = 50$ мкм, $R_y = 100$ мкм;

A — расстояние между объектным и угловым коллиматорами.

Для случая измерения распределения тока в u направлении в выражении (2) необходимо произвести замену $x \leftrightarrow y$. В уравнении (2) слева стоит измеренное значение тока пучка, прошедшего через коллиматоры с заданными размерами окон. Правая часть является интегральным соотношением, имеющим зависимость от шести параметров $\alpha_x, \sigma_x, x_0, \sigma_{x'}, x'_0, \kappa_x$, определяемых в результате

процедуры подгонки с применением модифицированного нелинейного метода Левенберга—Марквардта [6]. Результаты процедуры подгонки следующие:

$$\begin{aligned} \alpha_x &= 62 \text{ пА/(мкм}\cdot\text{мрад)}, \\ \sigma_x &= 146 \text{ мкм}, x_0 = -40 \text{ мкм}, \sigma_{x'} = 0,046 \text{ мрад}, \\ x'_0 &= 0,017 \text{ мрад}, \kappa_x = 0,5, \\ \alpha_y &= 42 \text{ пА/(мкм}\cdot\text{мрад)}, \\ \sigma_y &= 144 \text{ мкм}, y_0 = 13 \text{ мкм}, \sigma_{y'} = 0,161 \text{ мрад}, \\ y'_0 &= -0,0004 \text{ мрад}, \kappa_y = 0,3. \end{aligned} \quad (3)$$

Анализ параметров (3) показывает, что пучок не центрирован точно относительно оси коллиматоров. Это связано с нестабильностью тока самого пучка и погрешностью первоначальной установки коллиматоров относительно оси пучка. В дальнейшем для упрощения моделирования движения пучка в ЗФС принимается центрированное распределение частиц пучка с $x_0 = y_0 = 0$ и $x'_0 = y'_0 = 0$ относительно оси, связанной с коллиматорами.

Окончательное выражение для вычисления тока пучка, который сформирован симметрично расположенными прямоугольными объектным и угловым коллиматорами, имеет вид

$$\begin{aligned} I(r_x, r_y, R_x, R_y) &= \alpha \int_{-r_x}^{r_x} \int_{-(R_x+x)/A}^{(R_x-x)/A} b_x(x, x') dx' dx \times \\ &\times \int_{-r_y}^{r_y} \int_{-(R_y+y)/A}^{(R_y-y)/A} b_y(y, y') dy' dy. \end{aligned} \quad (4)$$

При этом параметр α вычислялся для измеренного тока $I = 200$ пА для размеров объектного и углового коллиматоров 60×60 и 200×200 мкм, соответственно, и имеет значение $\alpha = 6,97$ пА/(мкм²·мрад²).

Оптимизация распределения плотности тока пучка на поверхности мишени

Для определения преобразования фазовых координат частиц пучка из плоскости объекта на плоскость мишени применен формализм метода матрицантов [7]. Положение частиц в плоскости мишени (x_t, y_t) вычисляли на основе преобразования фазовых координат $(x_i, x'_i, y_i, y'_i, \delta)$ из плоскости объекта в виде

$$\begin{aligned} x_t &= f_x(x_i, x'_i, y_i, y'_i, \delta) = \sum_{j=1}^{14} \mathfrak{R}_{x,1j} \cdot \Phi_{xj}, \\ y_t &= f_y(x_i, x'_i, y_i, y'_i, \delta) = \sum_{j=1}^{14} \mathfrak{R}_{y,1j} \cdot \Phi_{yj}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Phi_x = (x_i, x'_i, x_i \delta, x'_i \delta, x_i^3, x_i^2 x'_i, x_i x_i'^2, x_i'^3, x_i y_i^2, x_i \delta_i \delta'_i, x_i y_i'^2, x_i' y_i^2, x_i y_i y_i', x_i' y_i'^2)^T$;

Φ_y можно представить путем замены в Φ_x $x \leftrightarrow y$;

$\mathfrak{R}_{x(y)}$ — матрицант, матрица преобразования фазовых координат частиц пучка из плоскости объекта (z_i) в плоскость мишени (z_t) , элементы первой строки этой матрицы представляют параксиальные свойства и aberrации ЗФС.

Так как между объектным и угловым коллиматорами отсутствуют активные элементы, то можно представить фазовые координаты (x'_i, y'_i) в виде

$$x'_i = (x_a - x_i) / A, \quad y'_i = (y_a - y_i) / A, \quad (6)$$

где x_a, y_a — координаты частицы при пересечении плоскости углового коллиматора.

Плотность тока на мишени определялась из соотношения, аналогичного интегральному выражению, приведенному в работе [3], с той лишь разницей, что здесь учтен разброс по импульсу в пучке

$$\begin{aligned} j_t(x_t, y_t) &= \frac{1}{A^2 \delta_{\max}} \sum_{m=1}^n \int_{-R_y}^{R_y} \int_{-R_x}^{R_x} \int_{-\delta_{\max}/2}^{\delta_{\max}/2} \times \\ &\times \left[\frac{b(x_{im}, x'_{im}, y_{im}, y'_{im})}{J(x_{im}, y_{im})} \right] d\delta dx_a dy_a, \end{aligned} \quad (7)$$

где $J(x_{im}, y_{im}) = \partial(x_t, y_t) / \partial(x_{im}, y_{im})$ — якобиан преобразования (5);

n — число пар решений (x_{im}, y_{im}) уравнений (5) с учетом (6) при фиксированных значениях (x_t, y_t) , (x_a, y_a) и δ ($|\delta| \leq \delta_{\max}/2$);

δ_{\max} — максимальный разброс по импульсу частиц в пучке;

A — расстояние между объектным и угловым коллиматорами;

$b(x_{im}, x'_{im}, y_{im}, y'_{im})$ — восстановленное распределение яркости пучка в плоскости объектного коллиматора (1) с параметрами (3).

Расчет распределения плотности тока в плоскости мишени, согласно соотношению (7), относится к методам пересчета фазового объема пучка из плоскости объектного коллиматора в заданную точку на плоскости мишени с учетом начального распределения яркости пучка и aberrаций ЗФС.

Другой метод основан на моделировании движения фазового множества заряженных частиц в ЗФС, распределенных в фазовом объеме, который определяют объектный и угловой коллиматоры. Если размеры коллиматоров определены, то ток пучка I вычисляется согласно (4). Количество частиц, попадающих в пиксель на мишени, составляет $N = I/(f \cdot e)$, где e — элементарный заряд, f — частота сканирования.

Здесь под пикселем подразумевается позиция положения пучка в процессе сканирования, в которой он находится в течение времени $t = 1/f$.

Все частицы распределяются случайным образом равномерно под гиперповерхностью $b(x_i, x'_i, y_i, y'_i)$, заданной распределением (1) и значениями параметров (3) с применением метода выбраковки (reject method), изложенного в [6]. В этом случае распределение плотности частиц $\beta(x_i, x'_i, y_i, y'_i)$ пропорционально $b(x_i, x'_i, y_i, y'_i)$ в любой точке фазового объема, сформированного объектным и угловым коллиматорами. Разброс частиц по импульсу δ осуществлялся равномерно случайным образом в пределах $|\delta| \leq \delta_{\max}/2$. Таким образом, каждая p -я частица в плоскости объектного коллиматора имеет фазовые координаты $(x_{ip}, x'_{ip}, y_{ip}, y'_{ip}, \delta_p)$, $p = 1 \dots N$. Положение частиц в плоскости мишени (x_{tp}, y_{tp}) , $p = 1 \dots N$ вычислялось на основе преобразования фазовых координат из плоскости объекта согласно соотношению (5). Распределение плотности тока $j_t(x_t, y_t)$ в пятне на мишени рассчитывалось за счет накопления частиц в каждой прямоугольной ячейке площадью $\Delta_x \cdot \Delta_y$ в плоскости мишени по формулам

$$j_t(x_t, y_t) = \frac{f \cdot e}{\Delta_x \cdot \Delta_y} \sum_{p=1}^N \chi(x_{tp}, y_{tp}, x'_{tp}, y'_{tp}),$$

$$\chi(x_{tp}, y_{tp}, x'_{tp}, y'_{tp}) = \begin{cases} 1, & \forall p: |x_t - x_{tp}| \leq \Delta_x, |y_t - y_{tp}| \leq \Delta_y \\ 0, & \forall p: |x_t - x_{tp}| > \Delta_x, |y_t - y_{tp}| > \Delta_y \end{cases} \quad (8)$$

Отличительной особенностью первого метода (7) перед вторым (8) является то, что он позволяет вычислять плотность тока в любой точке на мишени. Однако при вычислении распределения плотности тока во всем пятне этот метод оказался достаточно трудоемким с вычислительной точки зрения. Поэтому для расчета всего распределения плотности тока на мишени использовался траекторный метод. Тестирование методов показало, что оба метода дают одинаковый результат при вычислении распределения плотности тока на мишени на оси с относительной погрешностью не хуже 5 %.

Квадрупольные ЗФС, в которых нелинейные ионно-оптические свойства описываются хроматическими абберациями и геометрическими абберациями третьего порядка, обладают осевой симметрией. Поэтому задача оптимизации параметров таких ЗФС, в целях получения максимальной концентрации частиц пучка в приосевой области может быть определена в виде поиска соотношений размеров объектного и углового коллиматоров,

которые обеспечивают максимальное значение плотности пучка на оси в плоскости мишени при фиксированном общем токе. Такая постановка задачи может быть формализована в виде

$$j_{\max} = \max_{r_x, r_y, R_x, R_y} [j_t(0,0)], \quad I(r_x, r_y, R_x, R_y) = I_0, \quad (9)$$

где $j_t(x_t, y_t)$ задано соотношением (7) при $x_t = y_t = 0$, а $I(r_x, r_y, R_x, R_y)$ вычисляется согласно (4).

При реализации решения задачи (9) в полной мере использованы преимущества первого метода пересчета фазового объема пучка из плоскости объектного коллиматора в заданную точку на плоскости мишени с учетом начального распределения яркости пучка и аббераций ЗФС.

Оптимизация параметров квадрупольной ЗФС ядерного микрозонда

В ядерном сканирующем микрозонде применяются пучки ионов атомов водорода или гелия с энергией нескольких мегаэлектронвольт, что предопределяет использование ионно-оптических элементов с сильной фокусировкой, к которым относятся квадрупольные линзы. В ядерном микрозонде ИПФ НАНУ [8] используется антисимметричный квадруплет магнитных квадрупольных линз [9]. Основные геометрические и ионно-оптические параметры ЗФС ядерного микрозонда с укороченным рабочим расстоянием ИПФ НАН Украины приведены ниже.

Рабочее расстояние, см.....	12
Объектное расстояние, см.....	194,5
Уменьшение $D_x = D_y$	62,3
Основные абберации:	
$\langle x/x'\delta \rangle; \langle y/y'\delta \rangle$, мкм/(мрад·%).....	-875; -157
$\langle x/x'^3 \rangle; \langle x/x'y'^2 \rangle$, мкм/мрад ³	6348; 1119
$\langle y/y'^3 \rangle; \langle y/y'x'^2 \rangle$, мкм/мрад ³	97; 1119

Одной из областей применения ядерного сканирующего микрозонда является картирование распределения примесей в приповерхностных слоях исследуемых образцов. Минимальный ток пучка, приемлемый для микроанализа, $I_0 = 100$ пА.

На базе антисимметричного квадруплета ЗФС имеет одинаковые коэффициенты уменьшения в обеих поперечных плоскостях. Поэтому при оптимизации принималось, что объектный коллиматор имеет форму квадрата и $r_x = r_y$. Таким образом, задача (9) является, по существу, двухпараметрической, зависящей только от размеров углового коллиматора R_x, R_y . При каждом из значений пары этих параметров определялись размеры объектно-

го коллиматора из условия $I = I_0$, где значение I вычислялось согласно (4). На рис. 2, а показана зависимость плотности тока на оси в плоскости мишени от размеров углового коллиматора при соблюдении условия постоянства суммарного тока пучка, а на рис. 2, б — зависимость от этих же параметров величины объектного коллиматора.

Из этих зависимостей видно, что с увеличением размеров углового коллиматора наблюдается рост величины осевой плотности тока на мишени, который достигает своего максимума в точке, отмеченной на этих рисунках стрелкой. При этом размеры объектного коллиматора уменьшаются. Однако дальнейший рост размеров углового коллиматора не приводит к росту осевой плотности тока. Это связано с особенностью распределения яркости пучка, которая имеет узкое угловое распределение. При таких размерах углового коллиматора и соответствующих размерах объектного практически все угловое распределение проходит через коллиматоры и не дает дополнительного вклада в суммарный ток. Это видно и из рис. 2, б, где с увеличением размеров углового коллиматора размеры объектного практически не меняются.

Для размеров объектного и углового коллиматоров $r_x = r_y = 14$ мкм, $R_x = 92$ мкм, $R_y = 278$ мкм, которые отвечают максимальному значению осевой плотности на мишени. На рис. 3 показано общее распределение плотности тока на поверхности мишени в том случае, когда эта плоскость является плоскостью изображения. При этом размеры пучка $d_x \times d_y = 0,46 \times 0,45$ мкм (FWHM), и в это пятно попадает 53 % общего тока пучка.

Достаточно важной характеристикой ЗФС является глубина фокуса, которая определяет, как зависят параметры пучка от изменения величины рабочего расстояния при неизменных значениях возбуждения в линзах. Это связано, например, либо с изменением рельефа сканируемой поверхности образца, либо со сменой образцов, когда достаточно трудно обеспечить расположение различных образцов на одном уровне с необходимой точностью. На рис. 4 показана зависимость изменения размеров пучка при смещении плоскости образца из плоскости изображения. Здесь видно, что в направлении x размер пучка изменяется незначительно при смещении плоскости образца в пределах ± 200 мкм. Однако размер в y направлении при том же смещении увеличивается более чем в шесть раз, а величина тока, попадающего в центральное пятно (FWHM), уменьшается до 30 %.

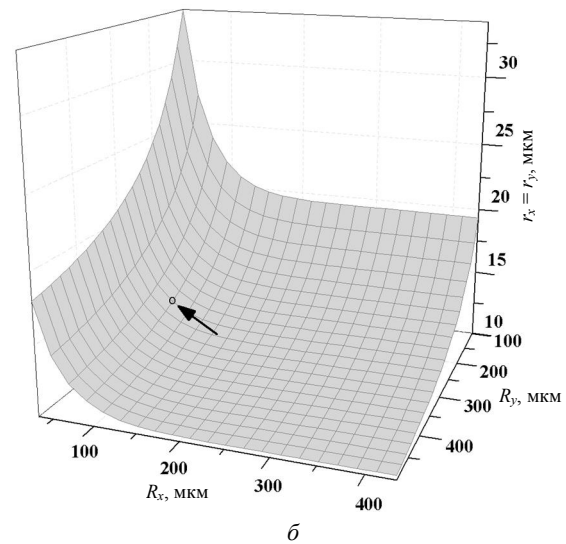
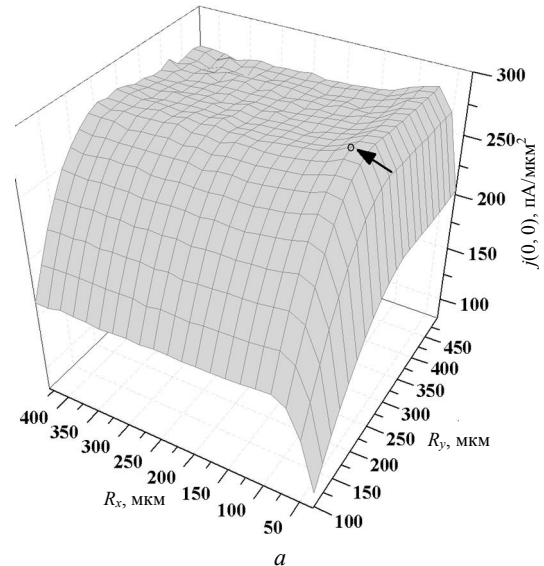


Рис. 2. Зависимость от размеров углового коллиматора при постоянном суммарном токе пучка:
а — плотности тока пучка на оси в плоскости мишени;
б — размеров углового коллиматора

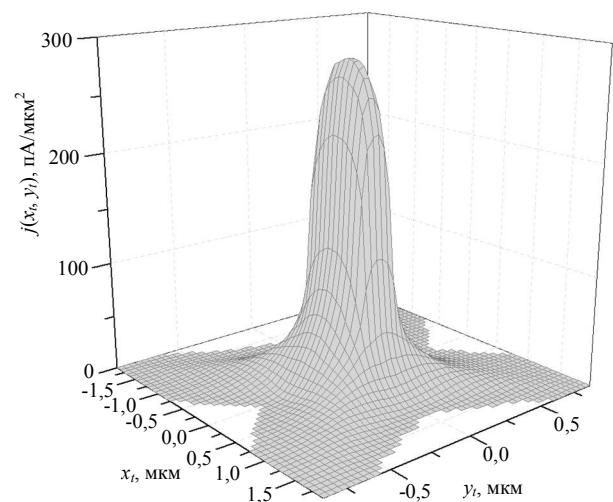


Рис. 3. Общее распределение плотности тока в плоскости изображения для размеров коллиматоров, при которых осевая плотность тока на мишени имеет максимальное значение

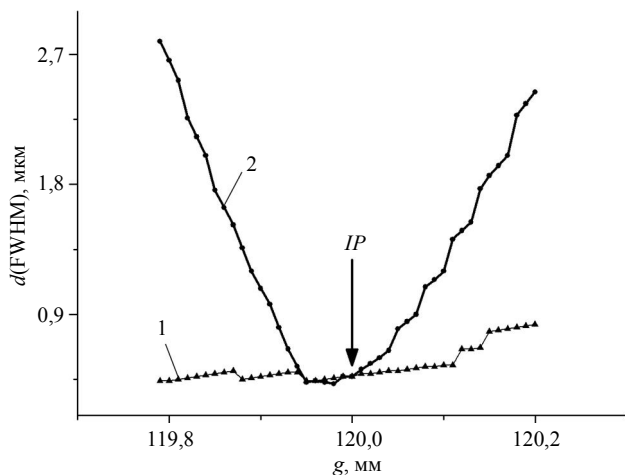


Рис. 4. Изменения размеров пучка в зависимости от смещения плоскости образца из плоскости изображения: 1 — dx ; 2 — dy

Заключение

В работе показано, что максимальная величина плотности тока сфокусированного пучка в центре пятна на мишени ядерного микрозонда при заданном постоянном суммарном токе определяется набором оптимальных размеров объектного и углового коллиматоров. Отклонение от этих размеров при неизменных других параметрах ЗФС приводит к размытию пятна за счет увеличения ореола, что снижает плотность тока на оси.

Для ядерного микрозонда ИПФ НАН Украины определены оптимальные размеры объектного и углового коллиматоров: $r_x = r_y = 14$ мкм, $R_x = 92$ мкм, $R_y = 278$ мкм при полном токе пучка 100 пА и размерах пятна на мишени $d_x \times d_y = 0,46 \times 0,45$ мкм (FWHM).

Значительное влияние на размер сфокусированного пучка на мишени для данной ЗФС имеет глубина фокуса. Причем смещение плоскости образца из плоскости изображения может изменять размер пятна только в одном из поперечных направлений. Так, для рассмотренной ЗФС при смещении плоскости образца в пределах ± 200 мкм в направлении размер увеличивается более чем в шесть раз, а величина тока, попадающего в центральное пятно (FWHM), уменьшается до 30 %. Поэтому необходимо искать более гибкие режимы фокусировки, которые обладают большей глубиной фокуса.

В дальнейшем предполагается проведение экспериментальных исследований распределения плотности тока на мишени сфокусированного пучка для сравнения с теоретическими результатами, полученными в настоящей работе.

Л и т е р а т у р а

1. Баранова Л. А., Явор С. Я. Электростатические электронные линзы. — М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит., 1986. — 192 с.
2. Гайдукова И. С., Ильина О. Ю., Ярмусевич Я. С. // РЭ, 1980. Т. 25. № 6. С. 1256.
3. Овсянникова Л. П., Шнак Е. В. // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 2. С. 438.
4. Ponomarov A. A., Miroshnichenko V. I., Ponomarev A. G. // Nucl. Instr. and Meth. B, 2009, doi:10.1016/j.nimb.2009.03.091
5. Storizhko V. E., Ponomarev A. G., Rebrov V. A. et al. // Ibid. 2007. No. 49. P. 260.
6. Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. Numerical Recipes in C++, 2nd Edition, Cambridge University Press, 2003. — 994 p.
7. Дымников А. Д., Осетинский Г. М. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1989. Т. 20. Вып. 3. С. 694.
8. Пономарев А. Г., Ребров В. А., Сайко Н. А. и др. // Прикладная физика. 2008. № 2. С. 28.
9. Дымников А. Д., Фишкова Т. Я., Явор С. Я. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 3. С. 431.

Optimization of quadrupole probe-forming system parameters of the nuclear microprobe with allowance for the ion beam phase density distribution

A. A. Ponomarov, V. I. Miroshnichenko, A. G. Ponomarev
 Insitute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,
 58 Petropavlovskaya str., Sumy, 40034, Ukraine
 E-mail: ponomart@ipflab.sumy.ua

A current density value of the ion beam on the center of a spot focused on the nuclear microprobe target was taken for the optimization criterion. We supposed that particles have a normal distribution in the phase space (x, y, x', y') at the entrance to the probe forming system. The distribution parameters was deconvolved from the experimental data of the integral characteristic measurements of the beam current distribution. The optimal current distribution on the target was

determined using the applicable selection of the object and angular rectangular collimator sizes. We represent the depth of focus for optimal parameters of the probe forming system.

PACS: 41.85.-p; 41.85.Lc; 41.85.Gy

Keywords: probe forming system, nuclear microprobe, aberration, current density distribution.

Bibliography — 9 references.

Received 18 November 2009