

Ионно-оптические схемы с нетривиальной оптической осью на основе неоднородного аксиально-симметричного магнитного поля. Саченко В.Д., Шиморин С.М. / Научное приборостроение. Физика аналитических приборов. - Л.: Наука, 1989. - С. 7-13.

Рассмотрено построение масс-анализатора с нетривиальной осевой траекторией на основе осесимметричного магнитного поля, получены уравнения, дающие условие фокусировки по направлению узкого пучка вблизи произвольной осевой траектории и выражение для дисперсии по импульсу, приводятся результаты расчетов на ЭВМ ионно-оптических схем на основе магнитного поля сверхпроводящего соленоида. Лит. - 9 назв., ил. - 5.

ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ С НЕТРИВИАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ НА ОСНОВЕ НЕОДНОРОДНОГО АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В последние годы в связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости стало реальным создание сверхпроводящих магнитных соленоидов, которые могут служить полезными элементами для магнитных анализаторов тяжелых масс. Магнитное поле таких соленоидов — это неоднородное аксиально-симметричное поле с плоскостью антисимметрии $x = 0$. В связи с этим большую актуальность приобрела задача изучения ионно-оптических схем на основе таких полей.

К настоящему времени наиболее подробно изучены ионно-оптические системы с неоднородными аксиально-симметричными магнитными полями, в которых оптической осью является дуга окружности [1]. Статья посвящена системам, в которых в качестве оптической оси берется какая-либо отличная от окружности $r = r_0$ траектория, лежащая в средней плоскости. Такие траектории, следуя сложившейся терминологии, будем называть нетривиальными.

Системы с нетривиальными осевыми траекториями изучены сравнительно мало. В работе [2] выведены уравнения, представляющие собой уравнения Гринберга в частном случае осесимметричных магнитных систем. В работах [3 - 5] изучаются ионно-оптические свойства поля, изменяющегося по закону $H_z(r) = H_0 r_0 / r$. Это поле в средней плоскости осуществляет идеальную фокусировку пучка по направлению. Впервые указанное свойство обнаружил Lafoucriere [3], затем Lee-Whiting [4] изучил дисперсионные свойства поля и аберрации, связанные с пространственными траекториями.

А. Hoffman в работе [5] показал возможность построения ионно-оптических систем на основе поля r^{-1} , в которых кроме идеальной фокусировки в средней плоскости достигалась бы пространственная фокусировка второго порядка по углу возвышения вдоль всей высоты источника.

Интересный способ построения ионно-оптических схем с нетривиальными траекториями предложен в работах [6, 7]. В них замечено, что если взять произвольную траекторию в средней плоскости и расположить источник и приемник в точках поворота (точках, в которых $\dot{r} = 0$), то получившаяся система в средней плоскости будет обладать фокусировкой первого порядка по направлению. Авторы показали возможность одновременной фокусировки по направлению широкого спектра масс с наперед заданной (в частности, линейной) шкалой распределения масс вдоль линии фокусов.

Настоящая статья посвящена проблеме выбора в произвольном осесимметричном магнитном поле нетривиальной осевой траектории, допускающей фокусировку первого порядка. В первой части получены уравнения, позволяющие определить возможность фокусировки узкого пучка вблизи произвольной выбранной траектории и находить точку фокуса первого порядка. Выведены уравнения для дисперсии траекторий по импульсу и коэффициента оптического увеличения. Во второй части приводятся результаты расчетов на ЭВМ систем с нетривиальными осевыми траекториями для одного из вариантов поля сверхпроводящего соленоида, который в настоящее время разрабатывается. Результаты расчетов могут быть использованы для создания на основе соленоида масс-анализатора тяжелых масс.

Предполагается, что магнитное поле удовлетворяет следующему условию: в плоскости $x = 0$ - средней плоскости системы

$$H_r = H_\varphi = 0, \quad H_z = H_z(r), \quad (1)$$

где r, φ - полярные координаты. Движение ионов рассматривается в средней плоскости системы.

Основные уравнения

I. Уравнения траектории. Пусть частица с зарядом e и массой m движется со скоростью v в средней плоскости магнитной системы, удовлетворяющей условиям (1). Тогда уравнение траектории частицы в полярных координатах можно записать в следующем виде [8]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \pm \frac{1}{r} \frac{F(r) + C}{\sqrt{r^2 - (F(r) + C)^2}}.$$

Здесь

$$F(r) = \frac{e}{m v c} \int_0^r \rho H(\rho) d\rho, \quad (2)$$

где C - параметр, определяемый начальными условиями (рис. 1, а).

$$C = r_0 \sin \psi_0 - F(r_0). \quad (3)$$

Знаки "+" или "-" берутся в зависимости от того, $dr > 0$ или $dr < 0$. Для участка траектории, на котором dr сохраняет знак,

$$\varphi_1 - \varphi_0 = \pm \int_{r_0}^{r_1} \frac{1}{r} \frac{F(r) + C}{\sqrt{r^2 - (F(r) + C)^2}} dr. \quad (4)$$

Точку траектории, в которой $dr = 0$ (точка M на рис. 1, а), будем называть точкой поворота. Координаты точки поворота определяются следующими уравнениями:

$$r_M^2 = (F(r_M) + C)^2, \quad (5)$$

$$\varphi_M = \pm \int_{r_0}^{r_M} \frac{1}{r} \frac{F(r) + C}{\sqrt{r^2 - (F(r) + C)^2}} dr. \quad (6)$$

Из соображений симметрии следует, что участки траектории AM и BM симметричны относительно прямой OM.

2. Фокусировка первого порядка по направлению. Выберем траекторию AMBD (см.рис.1,а) в качестве оптической оси и будем считать, что частицы с некоторым импульсом p_0 вылетают из точечного источника А под углами, близкими к ψ_0 .

Фокусировку первого порядка в некоторой точке $K(r_K, \psi_K)$

будем понимать следующим образом. Пусть оптическая ось и траектория вблизи нее, соответствующая начальному углу $\psi = \psi_0 + \Delta\psi$, определяются, соответственно, уравнениями $\psi_0 = \psi(r, \psi_0)$ и $\psi' = \psi'(r, \psi)$. Тогда, если существует такое значение $r = r_K$, при котором $\frac{\partial \psi'}{\partial \psi} \Big|_{\psi = \psi_0} = 0$, будем считать, что в точке $K(r_K, \psi_K)$, где $\psi_K = \psi_0(r_K)$, осуществляется фокусировка пучка по направлению, а саму точку К будем называть точкой фокуса первого порядка. Фокусировка более высокого порядка имеет место в случае, когда старшие производные ψ' по углу ψ при значении $\psi = \psi_0$ обратятся в нуль. Заметим, что при одинаковом импульсе частиц, вылетающих из источника А, функция $F(r)$, определяемая уравнением (2), не зависит от угла вылета ψ . Угол вылета ψ определяется параметром С по формуле (3) и условие $\frac{\partial \psi'}{\partial \psi} = 0$ эквивалентно условию $\frac{\partial \psi'}{\partial C} = 0$.

Покажем сначала, что точка К не может лежать на участке траектории AM. Действительно, из уравнения (5) следует, что для участков траектории без точек поворота

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial C} = \pm \int_{r_0}^{r_1} \frac{\tau d\tau}{(r^2 - (F(\tau) + C)^2)^{3/2}}, \quad (7)$$

а это выражение не может обратиться в нуль при $r_1 \neq r_0$.

В случае, когда точка К лежит на участке MBD, траекторию AMK удобно разбить на две части: AMB и BK. При этом $\psi' = \psi'_{AMB} + \psi'_{BK}$ и $\psi_{AMB} = 2\psi_M$, где ψ_M находится по формуле (6), а ψ_{BK} находится по формуле (4). Таким образом,

$$\psi' = 2\psi'_M + \psi'_1. \quad (8)$$

Для определенности выбора знаков будем считать, что осевая траектория идет именно так, как показано на рис.1, а, то есть на участке AM $dr < 0$, а на участке MD $dr > 0$. В этом случае формулу (6) нужно брать со знаком "-", а формулу (4) - со знаком "+". Найдем выражение для $\frac{\partial \psi'}{\partial C} = 2 \frac{\partial \psi'_M}{\partial C} + \frac{\partial \psi'_1}{\partial C}$. Второе слагаемое находим по формуле (7) с r_K вместо r_1 . Из соотношения (5) $r_M = \pm (F(r_M) + C)$. Отсюда $C = \pm r_M - F(r_M)$ и

$$\psi_M = - \int_{r_0}^{r_M} \frac{1}{r} \frac{F(r) \pm r_M - F(r_M)}{\sqrt{r^2 - (F(r) \pm r_M - F(r_M))^2}} dr.$$

Теперь, продифференцировав это выражение по r_M и воспользовавшись тем, что

$$\frac{\partial r_M}{\partial C} = \frac{1}{\pm 1 - F'(r_M)}, \quad \text{получим:}$$

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial C} = \frac{1}{r_M (\pm 1 - F'(r_M))} \left(\int_{r_0}^{r_M} \frac{(F(r) - r F'(r)) - (F(r_M) - r_M F'(r_M))}{(r^2 - (F(r) + C)^2)^{3/2}} dr - \text{tg} \psi_0 \right)$$

и

$$\frac{\partial \psi'}{\partial C} = \frac{2}{r_M (\pm 1 - F'(r_M))} \left(\int_{r_0}^{r_M} \frac{(F(r) - r F'(r)) - (F(r_M) - r_M F'(r_M))}{(r^2 - (F(r) + C)^2)^{3/2}} dr - \text{tg} \psi_0 \right) + \int_{r_0}^{r_K} \frac{\tau d\tau}{(r^2 - (F(\tau) + C)^2)^{3/2}} \quad (9)$$

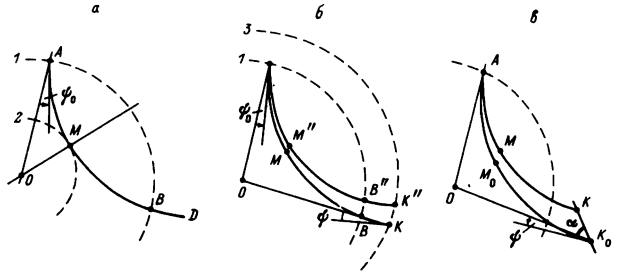


Рис.1. Движение заряженных частиц в осесимметричных магнитных полях: а - элемент траектории; б - дисперсия по импульсу; в - линия фокусов. 1 - окружность $r = r_0$, 2 - окружность $r = r_M$, 3 - окружность $r = r_K$

Уравнение $\frac{\partial \psi'}{\partial c} = 0$ является условием фокусировки первого порядка. Незвестная величина r_K , определяющая точку фокуса К, входит в него только один раз как верхний предел в интеграле для $\frac{\partial \psi'}{\partial c}$. Это позволяет сравнительно легко алгоритмизовать поиск точки фокуса первого порядка на ЭВМ. Из уравнения (9) получаем условие, когда фокусировка отсутствует:

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial c} < -\frac{1}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{r dr}{(\tau^2 - (F(\tau) + c)^2)^{3/2}}$$

Невыполнение этого неравенства является необходимым условием выбора оптической оси.

До сих пор мы имели дело с точечным источником частиц. Для источника, имеющего реальную ширину, удобно предположить, что линия источника совпадает с дугой окружности $r = r_0$. В этом случае траектории, выходящие из разных точек источника под одинаковым углом ψ_0 , в силу аксиальной симметрии системы будут отличаться между собой только поворотом на некоторый угол вокруг центра. Следовательно, изображением щели источника будет являться дуга окружности $r = r_K$, и коэффициент оптического увеличения будет равен $\frac{r_K}{r_0}$, что согласуется с известным аналогичным соотношением Гауссовой электронной оптики [9].

3. Дисперсия по импульсу. Для нахождения дисперсии по импульсу в направлении, перпендикулярном к оптической оси, удобно сначала определить дисперсию в направлении, касательном к окружности $r = r_K$. Пусть траектория АМВК является осевой траекторией для частиц с импульсом ρ_0 , и пусть из точки А под углом ψ_0 вылетает частица с импульсом $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$ (см. рис. 1, б) и описывает траекторию АМ"В"К". Точка К" - точка пересечения этой траектории с окружностью $r = r_K$. Ее угловая координата ψ'' является функцией от параметра $\lambda = \frac{\rho}{\rho_0}$. Тогда дисперсия Δ в направлении, касательном к окружности $r = r_K$, будет равна $\tilde{\Delta}\rho = r_K \frac{\partial \psi''}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=1}$, а дисперсия в направлении, перпендикулярном к траектории, будет равна $\Delta\rho = r_K \cos \psi \frac{\partial \psi''}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=1}$.

Найдем явный вид для $\frac{\partial \psi''}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=1}$. Заметим, что все уравнения для траекторий частицы с импульсом ρ будут отличаться от соответствующих уравнений для траекторий частицы с импульсом ρ_0 только множителем λ , который нужно поставить перед функцией $F(r)$. Как и ранее, разобьем траекторию АМ"В"К" на участки АМ"В и В"К. Тогда $\psi'' = 2\psi_M + \psi_1$, где

$$\psi_M = - \int_{r_0}^{r_M} \frac{1}{r} \frac{\lambda F(r) \pm r_M - \lambda F(r_M)}{\sqrt{\tau^2 - (\lambda F(r) \pm r_M - \lambda F(r_M))^2}} dr, \quad (10)$$

$$\psi_1 = \int_{r_0}^{r_K} \frac{1}{r} \frac{\lambda (F(r) - F(r_0)) + r_0 \sin \psi_0}{\sqrt{\tau^2 - (\lambda (F(r) - F(r_0)) + r_0 \sin \psi_0)^2}} dr. \quad (11)$$

Теперь выражение (11) дифференцируется непосредственно, а выражение (10) сначала дифференцируется по r_M , а затем умножается на $\frac{\partial r_M}{\partial \lambda} = \frac{\pm (F(r_M) - F(r_0))}{1 \mp F'(r_M)}$. Окончательно получается

$$\frac{\partial \psi''}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=1} = \frac{\pm (F(r_M) - F(r_0))}{1 \mp F'(r_M)} \cdot \frac{2}{r_M} \left(\int_{r_0}^{r_M} r \frac{(F(r) - r F'(r)) - (F(r_M) - r_M F'(r_M))}{(\tau^2 - (F(r) + c)^2)^{3/2}} dr - \text{tg } \psi_0 \right) - \int_{r_0}^{r_M} r \frac{(F(r) - F(r_M))}{(\tau^2 - (F(r) + c)^2)^{3/2}} + \int_{r_0}^{r_K} r \frac{(F(r) - F(r_0))}{(\tau^2 - (F(r) + c)^2)^{3/2}} dr.$$

В случае, когда точка К является точкой фокуса первого порядка, можно значительно упростить выражение для $\frac{\partial \psi''}{\partial \lambda}$, воспользовавшись формулой (9). В этом случае

$$\frac{\partial \psi''}{\partial \lambda} = - \left(\int_{r_0}^{r_M} + \int_{r_0}^{r_M} \right) r \frac{F(r) - F(r_M)}{(\tau^2 - (F(r) + c)^2)^{3/2}} dr$$

Таким образом, если К - точка фокуса первого порядка, то дисперсия по импульсу в поперечном направлении равна

$$\Delta p = r_k \cos \psi \left(\int_{r_0}^{r_m} + \int_{r_1}^{r_m} \right) r \frac{F(r) - F(r_m)}{(r^2 - (F(r) + C)^2)^{3/2}} dr.$$

4. Аберрации и линия фокусов. Пусть для частиц с импульсом p_0 фокус первого порядка — точка $K_0(r_0, \varphi_0)$, а для частиц, вылетающих из точки А под тем же углом ψ_0 , но с импульсом $p = \lambda p_0$, фокус первого порядка — точка $K(r_k, \varphi_k)$ (рис. 1, в). Пусть ψ — угол между прямой OK_0 и касательной к траектории AM_0K_0 в точке K_0 , а α — угол между прямой OK_0 и линией фокусов KK_0 .

По формулам (8) и (4)

$$\varphi_k(\lambda) = 2\varphi_M(\lambda) + \int_{r_0}^{r_k} \frac{\lambda F(r) + C}{r \sqrt{r^2 - (\lambda F(r) + C)^2}} dr.$$

Тогда

$$\left. \frac{\partial \varphi_k(\lambda)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=1} = 2 \left. \frac{\partial \varphi_M(\lambda)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=1} + \int_{r_0}^{r_k} \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{1}{r} \frac{\lambda F(r) + C}{\sqrt{r^2 - (\lambda F(r) + C)^2}} \right) dr + \frac{\partial r_k}{\partial \lambda} \frac{F(r_k) + C}{\sqrt{r_k^2 - (F(r_k) + C)^2}}.$$

Отсюда $\frac{\partial \varphi_k}{\partial \lambda} = \frac{\partial \varphi''}{\partial \lambda} + \frac{\partial r_k}{\partial \lambda} \cdot \frac{1}{r_k} \operatorname{tg} \psi$, где $\frac{\partial \varphi''}{\partial \lambda}$ выражается формулами (11) или (12). Поскольку $\operatorname{tg} \alpha = r_k \frac{\partial \varphi_k / \partial \lambda}{\partial r_k / \partial \lambda}$, получаем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r_k}{\frac{\partial r_k}{\partial \lambda}} \frac{\partial \varphi''}{\partial \lambda} + \operatorname{tg} \psi.$$

Этой зависимостью удобно пользоваться для нахождения угла между линией фокусов и траекторией. Выражение для $\frac{\partial r_k}{\partial \lambda}$ можно получить в явном виде, заменяя в формуле (9) $F(r)$ на $\lambda F(r)$ и дифференцируя по λ . Но получающееся выражение слишком громоздко, и мы его здесь не приводим. При вычислениях на ЭВМ можно найти $\frac{\partial r_k}{\partial \lambda}$, найдя r_k для частиц с импульсами, близкими к p_0 , и воспользовавшись формулами численного дифференцирования.

Коэффициент сферической аберрации, связанный с плоскими траекториями, тоже можно получить в виде явного выражения. Ввиду громоздкости оно здесь также не приводится. При вычислениях на ЭВМ удобно находить зависимость $r_k \varphi'(\psi)$ непосредственно, а затем аппроксимировать полученную кривую многочленом второй степени. Старший коэффициент этого многочлена принимается за значение коэффициента сферической аберрации.

Ионно-оптические схемы на основе магнитного поля сверхпроводящего соленоида

На основе уравнений, полученных в предыдущей части, была составлена программа для ЭВМ, находящая по заданным начальным характеристикам осевой траектории p_0, r_0, ψ_0 точку фокуса первого порядка и вычисляющая ионно-оптические характеристики получившейся системы: коэффициент дисперсии по импульсу, оптическое увеличение, коэффициент сферической аберрации и угол наклона линии фокусов к осевой траектории. С помощью этой программы были изучены различные варианты ионно-оптических схем на основе выбранной конструкции сверхпроводящего соленоида.

Сверхпроводящий соленоид представляет собой две катушки с внутренним радиусом $r_1 = 2,5$ см и внешним радиусом $r_2 = 11,6$ см, высотой 11 см, расположенные симметрично относительно средней плоскости на расстоянии 2,3 см от нее. Магнитное поле такой системы удовлетворяет условиям (1). График функции $H(r)$ показан на рис. 2. При максимальном значении плотности тока в катушках $J = 7000$ А/см², величина $H_0 = 4 \cdot 10^5$ Гс. При расчетах на ЭВМ функция $H(r)$ задавалась таблицей своих значений. При $r = 30$ см $H(r)$ на два порядка ниже значения $H(r)$ в центре системы

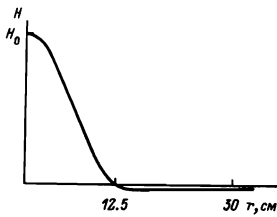


Рис.2. Функция $H(\tau)$ для выбранного сверхпроводящего соленоида

H_0 . Поэтому окружность $r = 30$ см условно считалась границей магнитного поля и требование вынесения приемника частиц за пределы поля соответствовало условию $\tau_k > 30$ см. Чтобы не быть привязанными к какому-либо конкретному значению H_0 , будем характеризовать траектории частиц с различными импульсами безразмерным параметром $\mu = \frac{P}{eH_0}$. При $H_0 = 4 \cdot 10^5$ Гс для частиц с энергией $E = 1000$ эВ их масса M , выраженная в а.е.м., связана с параметром μ соотношением

$$M = 7,66 \cdot 10^3 \mu^2.$$

На рис.3 показаны графики зависимости радиальной координаты источника и ионно-оптических характеристик осевых траекторий от параметра μ при условии, что точка фокуса первого порядка находится на расстоянии

$\tau_k = 35$ см (τ_0 – радиальная координата источника, γ – угол поворота, Δp – дисперсия по импульсу, l – длина траектории, α_H – коэффициент сферической aberrации, β – угол наклона линии фокусов). При увеличении параметра μ источник ионов необходимо располагать все дальше от центра системы. Осевые траектории при этом становятся все менее искривленными и соответственно этому уменьшается угол поворота. Дисперсия по импульсу с увеличением μ сначала уменьшается, а затем остается приблизительно на одном уровне. Это означает, что уменьшение искривленности траекторий и воздействия магнитного поля компенсируется увеличением плеча фокусировки. Дисперсия по импульсу заметно уменьшается при увеличении угла вылета ψ_0 , так как при этом осевые траектории проходят дальше от центра системы и на частицы воздействует более слабое магнитное поле. С точки зрения качества фокусировки оптимальный промежуток значений μ от 0.8 до 1.2; при других значениях μ коэффициент сферической aberrации сильно увеличивается. На рис.4 для некоторых конкретных ионно-оптических схем с коэффициентом μ из промежутка 0.8–1.2 показано, как изменяется максимальная угловая ширина пучка $\Delta\psi$, при которой достигается разрешающая способность $R = 1000$, в зависимости от линейной ширины источника d .

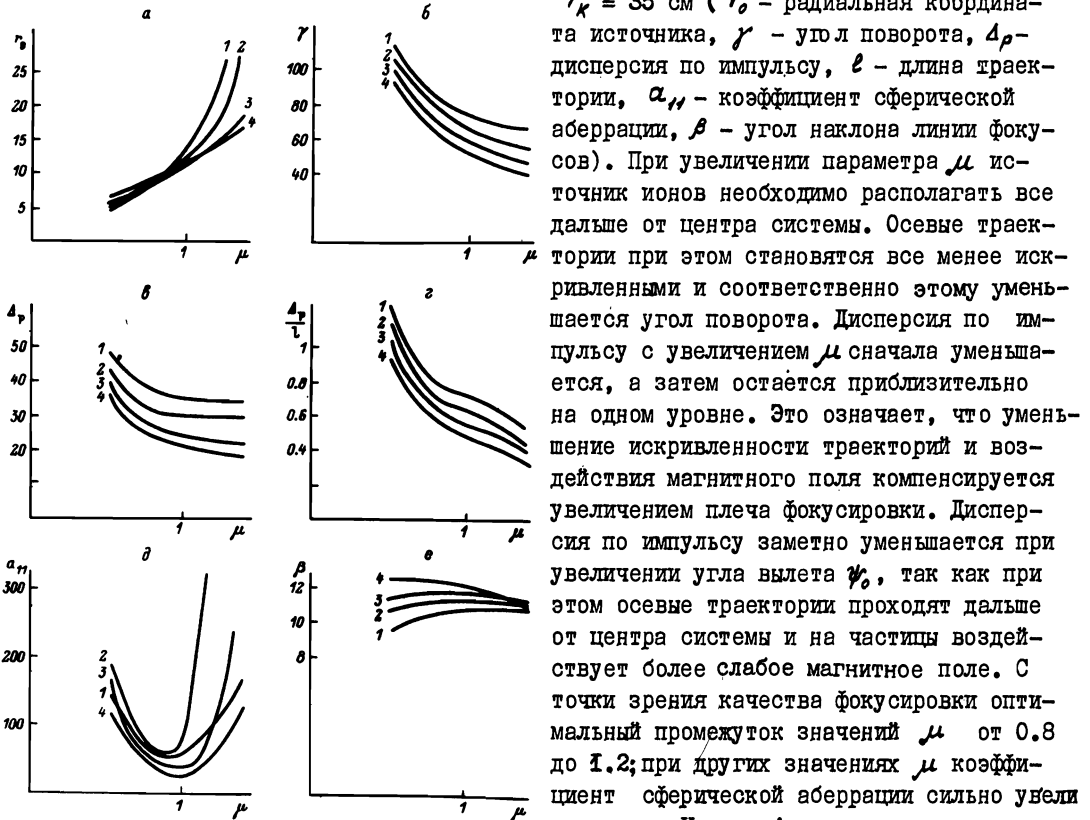


Рис.3. Графики зависимости: а) – радиальной координаты источника; б) – угла поворота; в) – дисперсии по импульсу; г) – приведенной дисперсии; д) – коэффициента сферической aberrации; е) – угла наклона линии фокусов. Кривая 1 – $\psi_0 = -5^\circ$; кривая 2 – $\psi_0 = 0^\circ$; кривая 3 – $\psi_0 = 5^\circ$; кривая 4 – $\psi_0 = 10^\circ$

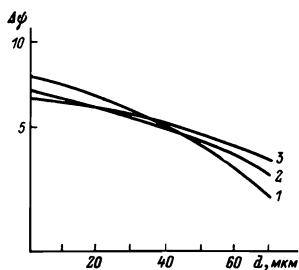


Рис.4. Максимальная угловая ширина пучка: кривая 1 - $\mu = 0.96$, $\tau_0 = 12$ см, $\psi_0 = 10^\circ$; кривая 2 - $\mu = 1.03$, $\tau_0 = 13$ см, $\psi_0 = 5^\circ$; кривая 3 - $\mu = 0.88$, $\tau_0 = 10$ см, $\psi_0 = -5^\circ$.

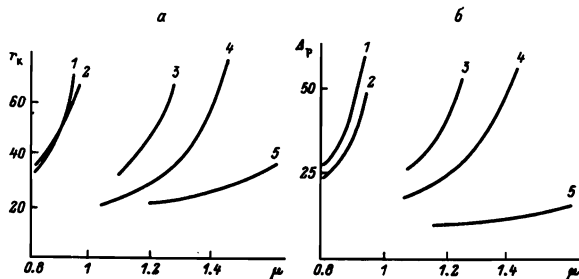


Рис.5. Радиальная координата фокуса и дисперсия по импульсу: кривая 1 - $\tau_0 = 10$ см, $\psi_0 = 0^\circ$; кривая 2 - $\tau_0 = 10$ см, $\psi_0 = 10^\circ$; кривая 3 - $\tau_0 = 15$ см, $\psi_0 = 0^\circ$; кривая 4 - $\tau_0 = 20$ см, $\psi_0 = 0^\circ$; кривая 5 - $\tau_0 = 20$ см, $\psi_0 = 10^\circ$.

Линия фокусов для всех рассчитанных вариантов ионно-оптических схем оказалась сильно наклонена к осевой траектории: угол наклона не превышает 15° . На рис.5, а показано изменение положения точки фокуса, в зависимости от параметра μ при различных начальных значениях τ_0 и ψ_0 . Небольшой угол наклона линии фокусов к осевой траектории приводит к тому, что сравнительно небольшое изменение параметра μ приводит к сильному смещению фокуса в радиальном направлении. Увеличение дисперсии вдоль линии фокусов соответствует увеличению осевой траектории (см.рис.5,б).

Полученные результаты дают очень широкий диапазон возможных вариантов ионно-оптических систем. Выбор того или иного конкретного варианта должен осуществляться на основе тех требований, которые будут предъявляться к конструируемому масс-анализатору.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузема А.С. и др. Анализирующие системы масс-спектрометров. - Киев: Наукова думка, 1987.
2. Вандакуров Д.В.//ЖТФ. 1956. - Т.26. - С.2578.
3. Lafoucrière//Compt.Rend.Acad.Sci.Paris. 1950.-V. 231, n 2.- 137.
4. Lee-Whiting//Canad.J.Phys. 1963.- V. 41, N 3.- P. 496.
5. Hoffman A.//Nucl. Instr. Meth. 1966. - V. 40, N 1. - P. 13.
6. Малов А.Ф. и др.//ДАН СССР. 1973. - Т.213, № 3. - С.556.
7. Бондаренко В.Г., Малов А.Ф.//ЖТФ. 1980. - Т.50. - С.2174.
8. Павинский И.П.//Изв.АН СССР. 1954. - Т.18, № 2.
9. Баранова Л.Д., Явор С.Я. Электронные электростатические линзы. М.: Наука, 1986.