



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

951/84

13/11-84
P9-83-784

Н. И. Тарантин

НОВЫЙ ВАРИАНТ
ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ
МАСС-СПЕКТРОМЕТРОВ

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Успешный выбор основных параметров анализатора масс-спектрометра, оптимальных для его осуществления и последующей с ним работы, во многом зависит от физической обоснованности и точности, а также от наглядности представления его ионно-оптического действия. В распространенном матричном методе ^{1/} корпускулярно-оптическое действие магнитных и электростатических элементов представлено как последовательность преобразований траектории заряженной частицы, производимых отдельными частями элемента, без компактного аналитического выражения действия в целом. Это затрудняет использование метода для выбора оптимальных вариантов.

Известны многочисленные попытки выразить действие корпускулярно-оптического элемента простым и наглядным способом. В частности, в одной из первых работ по корпускулярной оптике ^{2/} фокусирующее действие дипольного магнита с однородным полем выражено по аналогии с действием оптической линзы на пучок световых лучей простой формулой линзы.

Многочисленная серия работ автора ^{3,7-17/} настоящей статьи, направленных на упрощение представления результатов действия различных корпускулярно-оптических элементов при сохранении физической обоснованности и точности рассмотрения. В этой серии с помощью новых в корпускулярной оптике приемов рассмотрены в параксиальном приближении преобразования траектории заряженной частицы, производимые магнитными дипольными, квадрупольными и секступольными элементами. Рассмотрение проведено с учетом малых величин вплоть до второго порядка включительно /а в некоторых случаях - вплоть до третьего порядка/, достаточным для широкого практического применения. Полученные для магнитных элементов результаты частично распространены на электростатические дефлекторы, квадрупольные и секступольные.

В настоящей статье излагаются основные аспекты новой корпускулярно-оптической теории применительно к масс-спектрометрии и приводятся некоторые новые результаты, полезные для конструирования и эксплуатации масс-спектрометров.

2. ПОЛЕ АНАЛИЗАТОРА

Одним из основных вопросов конструирования магнитных и электростатических анализаторов является вопрос об осуществлении

необходимой топографии их полей. Обычно задача определения профилей элементов, задающих поле, решается на основе уравнения Лапласа, с помощью которого по заданному профилю таких элементов ищется само поле. Такой метод решения очень трудоемок и не всегда приводит к однозначному результату.

Задача упрощается при ее решении в обратном направлении - от поля к потенциалу. Для этого на основе дифференциальных уравнений Максвелла $\text{div} \vec{B} = 0$ и $\text{rot} \vec{B} = 0$ или $\text{div} \vec{E} = 0$ и $\text{rot} \vec{E} = 0$ и заданного базового распределения поля на выделенной поверхности находим компоненты поля в объеме, и путем их интегрирования определяем потенциал задающих элементов. В результате получаем простую связь между параметрами базового поля и этих элементов. Например, для осесимметричного дипольного магнита, аксиальный разрез концов полюсов которого представлен на рис.1, при базовом распределении поля на медианной плоскости ($z = 0$)

$$B_z(\rho, \phi, 0) = B_0(1 + b_1 \rho + b_2 \rho^2), \quad B_r(\rho, \phi, 0) = B_\phi(\rho, \phi, 0) = 0, \quad /1/$$

имеем в статическом приближении

$$B_0 = \frac{2U_0}{h} \left[1 - \frac{1}{12} \eta(y + \kappa) + \frac{1}{3} y^2 \right], \quad b_1 = -\frac{2\gamma}{\eta} + O(2), \quad b_2 = 4\left(\frac{\gamma}{\eta}\right)^2 - \frac{\kappa}{\eta}. \quad /2/$$

Здесь b_1 и b_2 - постоянные коэффициенты разложения поля по $\rho = (r - R)/R < 1$, где r - радиальная координата, а R - радиус кривизны оптической оси дипольного магнита анализатора/рис.2/; $\eta = -h/R < 1$, $\kappa = R/R_p < 1$, h, γ, R_p - параметры межполюсного зазора дипольного магнита/рис.1/. Разность скалярных магнитных потенциалов $2U_0 \approx 1,256 \cdot 10^{-6} I N$, где I - ток через обмотки возбуждения, N - число витков в обмотках. Скалярный магнитный потенциал и ток выражены в единицах СИ, т.е. в Тл.м и А.

Для электростатического дефлектора, используемого в масс-спектрометре с фокусировкой ионов по скорости, при распределении базового поля на медианной плоскости ($\theta = 0$) в тороидальной системе координат r, ϕ, θ

$$E_r(\rho, \phi, 0) = E_0(1 + \ell_1 \rho + \ell_2 \rho^2), \quad E_\phi(\rho, \phi, 0) = E_\theta(\rho, \phi, 0) = 0 \quad /3/$$

имеем

$$E_0 = -\frac{U_0}{d_l} \left[1 - \frac{1}{2} \ell_1 \delta_l + \left(\frac{1}{4} \ell_1 - \frac{1}{3} \ell_2 \right) \delta_l^2 \right], \quad \ell_1 = -(1 + a) + O(2), \quad /4/$$

$$\ell_2 = 1 + a + a^2 - \frac{1}{2} a^2 \frac{d_c}{d_l}.$$

Здесь $\rho = (r - R_\theta)/R_r$, $a = R_r/R_\theta$, R_r и R_θ - радиусы кривизны поверхности нулевого потенциала соответственно в радиальном и аксиальном сечениях, d_l - расстояние между поверхностью нулевого потенциала и электродом в медианной плоскости, d_c - расстояние между центрами кривизны поверхности нулевого потенциала

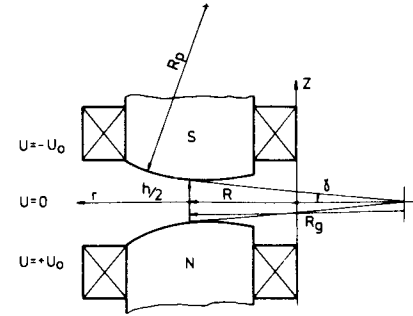
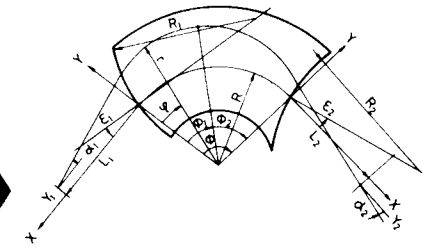


Рис.1. Аксиальный разрез полюсов дипольного магнитного анализатора с аксиально-симметричным полем.

Рис.2. Схема используемых систем координат и обозначений в радиальном сечении дипольного магнитного анализатора.



и электрода в аксиальном сечении, $\delta_l = d_l/R_r < 1$, $\delta_c = d_c/R_r < 1$. Для цилиндрического дефлектора $\delta_c = a = 0$, для сферического - $\delta_c = 0$, $a = 1$.

Аналогичные простые соотношения имеют место для квадрупольных, секступольных и октупольных элементов.

3. ЭФФЕКТИВНЫЕ ГРАНИЦЫ ПОЛЯ АНАЛИЗАТОРА

Для упрощения рассмотрения действия анализатора реальный прибор с протяженными краевыми спадами поля на входной и выходной границах заменяют анализатором с невозмущенным основным полем и с резким спадом на некоторых условных границах, называемых эффективными. Их выбирают таким образом, чтобы наиболее адекватно выразить действие на заряженную частицу реального поля с протяженным краевым спадом через действие основного поля с резким спадом на эффективной границе.

^{3/} дано новое определение эффективной границы на примере дипольного магнита с неоднородным полем

$$\phi_b(\rho) = \phi_{II}(\rho) - \int \frac{B_z(\rho, \phi, 0)}{B_0(1 + b_1 \rho)} d\phi, \quad /5/$$

где $\phi_b(\rho)$ - уравнение эффективной границы в цилиндрической системе координат, $B_z(\rho, \phi, 0)$ - аксиальный компонент магнитного поля в окрестности границы полюса, $\phi_I(\rho)$ и $\phi_{II}(\rho)$ - уравнения границ краевого поля, определяемые условиями $B_z(\rho, \phi_I, 0) = 0$, $B_z(\rho, \phi_{II}, 0) = B_0(1 + b_1 \rho)$, $(\partial B_z / \partial \phi)(\rho, \phi_I, 0) = 0$, $(\partial B_z / \partial \phi)(\rho, \phi_{II}, 0) = 0$ и т.д. Определение /5/ в применении к неоднородному полю более удобно для практического использования, чем, например, определение, предложенное в /4/. В результате введения эффективных границ /5/ все

траектории частиц, лежащие в медианной плоскости дипольного магнита, не претерпевают дополнительного преломления ($\Delta\rho' = 0$) и смещения ($\Delta\rho = 0$) в пределах точности до малых величин во второй степени. Траектории частиц, лежащие в аксиальном сечении дипольного магнита, проходящем через его оптическую ось, испытывают лишь аксиальное преломление $\Delta\zeta'$, где $\zeta = z/R$, без аксиального смещения ($\Delta\zeta = 0$)

$$\Delta\zeta' = -\zeta_0 \operatorname{tg} \epsilon + \frac{1 + \sin^2 \epsilon}{\cos^2 \epsilon} \zeta_0 \sigma \left[0,20 - 0,49 \left(\frac{\zeta_0}{\sigma \cos \epsilon} \right)^2 - 0,32 \left(\frac{\zeta_0}{\sigma \cos \epsilon} \right)^4 - 0,28 \left(\frac{\zeta_0}{\sigma \cos \epsilon} \right)^6 \right], \quad /6/$$

где ζ_0 - значение аксиальной координаты частицы на входной или выходной эффективной границе, σ - протяженность реального краевого поля по координате ϕ в линейной аппроксимации. В /6/ членом $-\zeta_0 \operatorname{tg} \epsilon$ представлен эффект аксиального преломления траектории первого порядка, называемый эффектом Коттэ^{5/} - Хургина^{6/}. Этот эффект является результатом интегрирования градиента краевого поля по его протяженности и выражается через разность значений индукции на границах этого поля независимо от формы и протяженности спада. Числовые коэффициенты при членах второго порядка малости /при $\zeta_0 \sigma$ / отражают результат интегрирования краевого поля при достаточно общей его аппроксимации степенным полиномом, хорошо описывающим реальные распределения спада поля при наличии магнитных экранов у границ дипольного магнита. Отметим, что для удаленных от медианной плоскости траекторий ($\zeta_0 = 0,8 \sigma \cos \epsilon$), в значительной мере определяющих положение аксиального фокуса пучка, сумма членов второго порядка малости обращается в нуль и фокусное расстояние выражается только линейным членом.

Новое определение эффективной границы /5/ и некоторые новые приемы при рассмотрении действия краевого поля позволили выявить аналогию в действиях краевых полей дипольного магнита и электростатического дефлектора. В частности, показано, что электростатический дефлектор с наклонным расположением эффективных границ поля обеспечивает аксиальное преломление траекторий частиц первого порядка малости $\Delta\zeta' = -\zeta_0 \operatorname{tg} \epsilon$. Этот эффект может быть использован для обеспечения двойной пространственной фокусировки пучка в цилиндрическом дефлекторе, основное поле которого не обладает аксиальной фокусировкой.

4. ЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА АНАЛИЗАТОРОВ

В /7/ получены достаточно простые и компактные выражения условий преобразования пучка заряженных частиц первого порядка для дипольного магнита. Простота и компактность достигнуты

в результате решения уравнений траектории заряженной частицы в поле анализатора методом сопряжения начальной и конечной частей траектории. При этом начальная часть выражалась через исходные координаты частицы y_1 и a_1 /рис.2/ и аналогичные им аксиальные координаты z_1 и β_1 , а также малые параметры σ и δ , где δ - параметр дисперсионности частицы, определяемый относительным различием значений магнитной жесткости рассматриваемой и основной частиц $\delta = \left(\frac{mv}{q} - \frac{m_0 v_0}{q_0} \right) / \left(\frac{m_0 v_0}{q_0} \right)$. Конечная часть

траектории выражалась через искомые конечные координаты y_2, a_2 /рис.2/, z_2 и β_2 , представленные в виде рядов разложения $y_2 = Y_y y_1 + Y_a a_1 + Y_\delta \delta + Y_{yy} y_1^2 + Y_{ya} y_1 a_1 + \dots$ и т.д. Точка сопряжения траекторий $\phi = \Phi_1$ выбиралась специальным образом, чтобы упростить выражения сопрягаемых частей. Сочетание в этом подходе решений прямой задачи /для начальной части траектории/ и обратной /для конечной/ приводит к простому способу определения параметров магнитного анализатора, обеспечивающего необходимое преобразование траекторий заряженных частиц. Условия осуществления заданного типа преобразования, например, для радиального движения в дипольном магнитном анализаторе, сводятся к выполнению следующего соотношения

$$\Phi_1 + \Phi_2 = \Phi, \quad /7/$$

где $\Phi_1 = \Phi_{1a} = \frac{1}{p} \operatorname{Arctg} \left(\frac{1}{p} \operatorname{tg} \epsilon_1 \right)$ или $\Phi_1 = \Phi_{1b} = \frac{1}{q} \operatorname{Arctg} \left[\frac{1}{q} (\operatorname{tg} \epsilon_1 + \frac{R}{L_1}) \right]$,

$p = \sqrt{1 + b_1}, i = 1, 2$. Для четырех возможных типов регулярного преобразования пучка частиц имеем $\Phi_1 = \Phi_{1a}, \Phi_2 = \Phi_{2b}$ при преобразовании по типу "Параллели в точку" или по принципу преобразования световых лучей зажигательным стеклом ($Y_y = 0$); $\Phi_1 = \Phi_{1b}, \Phi_2 = \Phi_{2b}$ при преобразовании по типу "Точка в точку" или фотоаппарата ($Y_a = 0$); $\Phi_1 = \Phi_{1a}, \Phi_2 = \Phi_{2a}$ при преобразовании по типу "Параллель в параллель" или телескопа ($A_y = 0$); $\Phi_1 = \Phi_{1b}, \Phi_2 = \Phi_{2a}$ при преобразовании по типу "Точка в параллели" или прожектора ($A_a = 0$). При замене p на $q = \sqrt{-b_1}$ и изменении знака перед ϵ на обратный приведенные условия определяют преобразования пучка частиц в аксиальном сечении дипольного магнитного анализатора.

Относительная простота /7/ и аналогичных ему условий для аксиального преобразования позволила представить на рис.3, например, практически все возможные варианты магнитных анализаторов с аксиально-симметричным полем, ортогональными границами ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$) и симметричным расположением источника и коллектора ($L_1 = L_2 = L$), обеспечивающие двойную пространственную фокусировку пучка. Значения угла отклонения оптической оси Φ для этих анализаторов даны на рис.4. При $\Phi > 360^\circ$ в качестве средней траектории пучка в анализаторе выбирается незамкнутая орбита. Расстояние от эффективных границ магнита до источника и до коллектора заряженных частиц определяется при этой простой формулой: $L = \frac{R}{p} \operatorname{ctg} \frac{\Phi}{2}$.

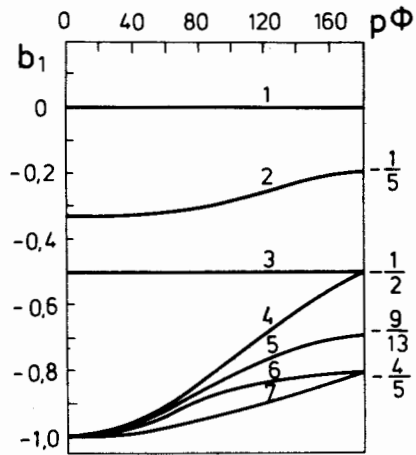


Рис.3. Возможные значения b_1 и эффективного угла отклонения оптической оси $r\Phi$ магнитного анализатора с двойной пространственной фокусировкой пучка: радиальное преобразование - по типу фотоаппарата $Y_a = 0$, аксиальное - по типу телескопа $V_z = 0$ /кривые 1,4,7/, зажигательного стекла $Z_z = 0$ или прожектора $V_\beta = 0$ /кривые 2 и 5/, фотоаппарата $Z_\beta = 0$ /кривые 3 и 6/.

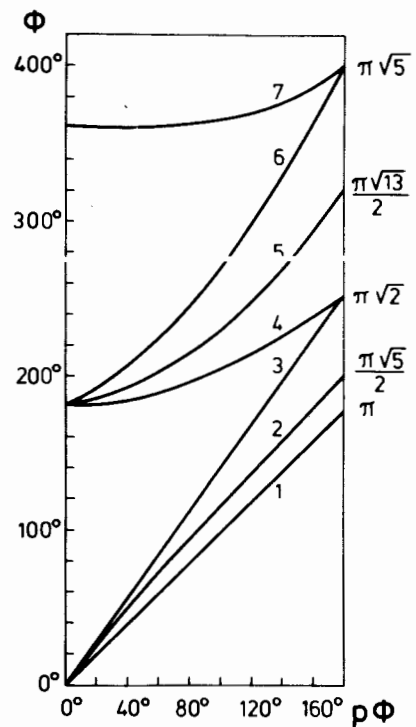


Рис.4. Значения угла отклонения оптической оси магнитных анализаторов, представленных на рис.3.

В /8/ подобное рассмотрение дано для дипольных магнитных анализаторов с однородным полем ($p=1$) и наклонными границами ($\epsilon_1 \neq 0, \epsilon_2 \neq 0$).

Аналогичная форма записи получена /7/ и для коэффициентов линейного преобразования траектории заряженной частицы дипольным магнитным анализатором. В частности, для магнитных анализаторов, представленных на рис.3, коэффициент дисперсии, выраженный в единицах R , есть $Y_\delta = 2/p^2$. Значения этого коэффициента даны на рис.5. Растущая до бесконечности дисперсия для вариантов 4-7 обусловлена неограниченно возрастающим при этом расстоянием от выходной границы магнита до коллектора и не представляет практического интереса. На рис.6 дается дважды удельная дисперсия /9,10/, которая

для радиального преобразования по типу фотоаппарата определяется как $Y_\delta / (Y_y l_{sc})$, где l_{sc} - длина оптической оси магнитного анализатора от источника до коллектора, выраженная в единицах R . Эта характеристика представляет дисперсию магнитного анализатора,

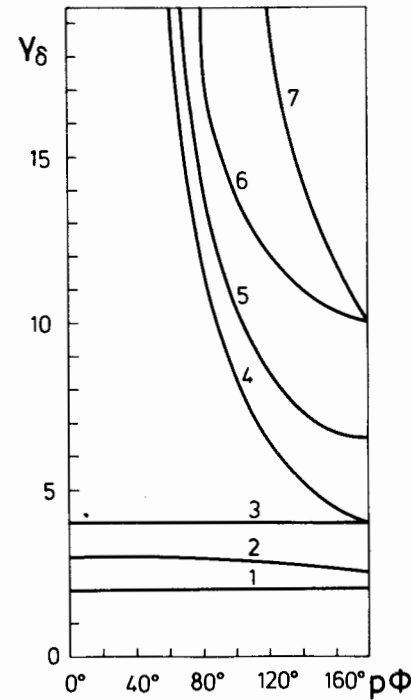


Рис.5. Значения дисперсии магнитных анализаторов, представленных на рис.3.

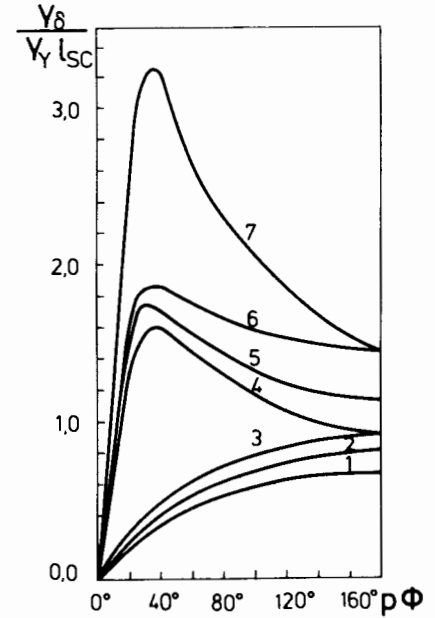


Рис.6. Значения дважды удельной дисперсии магнитных анализаторов, представленных на рис.3.

ра, отнесенную к двум основным ухудшающим разрешение анализатора факторам - абберационному коэффициенту первого порядка Y_y и длине пролета частицы l_{sc} , способствующей уширению фокуса пучка из-за неточностей параметров анализатора, рассеяния на атомах остаточного газа и других причин. Наибольшее значение дважды удельной дисперсии определяет оптимальный вариант магнитного анализатора.

Условия радиального и аксиального преобразований, а также коэффициенты преобразования первого порядка имеют наглядные геометрические интерпретации /7,11,12/, являющиеся дальнейшим развитием известных правил Бербера, Картана и Джатта для дипольных магнитных анализаторов. В /13,14/ дан критерий оценки предельной разрешающей способности магнитного анализатора при заданном эмиттансе источника заряженных частиц.

Аналогичные простые и компактные выражения получены для условий и коэффициентов преобразования первого порядка в квадрупольных магнитных элементах /15/, тороидальных и дипольных плоско-симметричных магнитных анализаторах /16/.

5. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА

Прием сопряжения существенно упрощает математические операции по определению коэффициентов преобразования второго порядка траектории заряженной частицы корпускулярно-оптическими элементами. При условии осуществления одного из указанных выше типов преобразований первого порядка коэффициенты преобразования второго порядка, например, для траекторий в радиальной плоскости дипольного магнитного анализатора, выражаются общей формулой /17/

$$Y_{\kappa\lambda} = Y_y T_{\kappa\lambda}^{1a}(\Phi_1) - Y_a T_{\kappa\lambda}^{1y}(\Phi_1) - 2^{-\delta_{\kappa\lambda}} \sum_{\mu\nu} T_{\mu\nu}^{2a}(\Phi_1) (M_{\kappa} N_{\lambda} + M_{\lambda} N_{\kappa}). \quad /8/$$

Здесь

$$T_{\kappa\lambda}^{ii}(\Phi_1) = \begin{vmatrix} p_{i\kappa\lambda}(\Phi_1) & p_{i1}(\Phi_1) \\ p'_{i\kappa\lambda}(\Phi_1) & p'_{i1}(\Phi_1) \end{vmatrix} \quad ii$$

- введенный нами определитель решений уравнений первого и второго порядков траектории заряженной частицы в магнитном поле анализатора, аналогичный известному определителю Вронского решений однородного уравнения; Y_y , Y_a , M_{κ} , N_{λ} , M_{λ} , N_{κ} - найденные в /7/ коэффициенты преобразования первого порядка, $\delta_{\kappa\lambda}$ - символ Кронекера. В конечном итоге определитель T выражается через решения уравнения первого порядка и граничные значения решения уравнения второго порядка. Конкретно для основной квадратичной aberrации при преобразовании по типу фотоаппарата ($Y_a = 0$) из /8/ имеем

$$Y_{aa} = Y_y T_{aa}^{1a}(\Phi_1) - A_a^2 T_{aa}^{2a}(\Phi_1) = \frac{L_1^2 L_2}{R^3 \cos^2 p \Phi_1 \cos p \Phi_2} \times \\ \times \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{R}{R_1 \cos^3 \epsilon_i} + p(2p + \operatorname{tg} \epsilon_i \operatorname{tg} p \Phi_1) \operatorname{tg} \epsilon_i \right] \cos^3 p \Phi_1 - \right. \\ \left. - p \left(2 - \frac{1-b_2}{p^2} \right) \sin p \Phi_1 + \frac{p}{6} \left[5 - \frac{2(1-b_2)}{p^2} \right] \sin^3 p \Phi_1 + \frac{R \cos^3 p \Phi_1}{L_1 \cos^2 \epsilon_i} \right\}. \quad /9/$$

Формула /9/ выражает aberrационный коэффициент дипольного магнитного анализатора с наиболее общими в рамках теории второго порядка параметрами, а именно - с аксиально-симметричным неоднородным полем ($b_1 \neq 0$, $b_2 \neq 0$), с источником и коллектором вне магнитного поля ($L_1 \neq 0$, $L_2 \neq 0$), с наклонными ($\epsilon_1 \neq 0$, $\epsilon_2 \neq 0$) и криволинейными в форме окружностей ($R_1 \neq \infty$, $R_2 \neq \infty$) границами. В ней наглядно выражена зависимость рассматриваемой aberrации от параметров анализатора и, в частности, видна аддитивность вкладов от входных и выходных элементов. На рис.7 даны значения

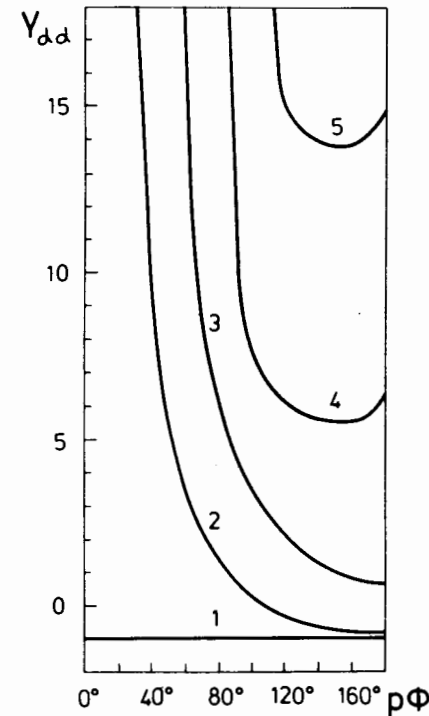


Рис.7. Значения коэффициента основной квадратичной aberrации магнитных анализаторов, представленных на рис.3.

aberrационного коэффициента Y_{aa} для магнитных анализаторов, приведенных на рис.3, при отсутствии секступольного компонента поля ($b_2 = 0$) и прямолинейных границах магнита ($R_1 = R_2 = \infty$). Из рис.5-7 следует, что магнитные анализаторы с относительно большой дисперсией и большой aberrацией имеют дважды удельной дисперсией и большой коэффициент главной квадратичной aberrации. Aberrации можно исключить путем выбора значений параметров b_2 , R_1 и R_2 . Однако при возможном отклонении выбранных значений этих параметров aberrации снова проявляются, и тем сильнее, чем выше их некорректированные значения. Это следует иметь в виду при выборе конкретного варианта магнитного анализатора масс-спектрометра.

Новый прием определения топографии поля анализатора, являющейся его основой, новое определение эффективной границы и выражение действия краевого поля, составляющие важный элемент оптики анализатора, и, наконец, новое, наглядное и компактное выражение результатов корпускулярно-оптического преобразования первого и второго порядков - все это, апробированное при создании масс-сепаратора /9/ и дипольного магнитного дефлектора-анализатора для коммутации и анализа ускоренных ионов /11/, позволяет говорить о новой версии корпускулярно-оптической теории, удобной для практического применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brown K.L. et al. Rev.Sci.Instr., 1964, 35, p.481.
2. Herzog R. Z.Phys., 1934, 89, p.447.
3. Tarantin N.I. Int.J.Mass Spectrom.Ion Phys., 1980, 36, p.167.
4. Matsuda H., Wollnik H. Nucl.Instr.and Meth., 1970, 77, p.40.

5. Cotte M. Ann.Phys., 1938, 10, p.333.
6. Хургин Я.Л. ЖЭТФ, 1939, 9, с.824.
7. Тарантин Н.И. ЖТФ, 1979, 49, с.251; ОИЯИ, Р9-11039, Р9-11040, Р9-11041, Дубна, 1977.
8. Тарантин Н.И., Демьянов А.В. ЖТФ, 1965, 35, с.186.
9. Тарантин Н.И., Демьянов А.В. ПТЭ, 1966, 1, с.41.
10. Тарантин Н.И. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.851.
11. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11536, Дубна, 1978.
12. Тарантин Н.И. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1979, т.2, с.289.
13. Тарантин Н.И. ЖТФ, 1967, 37, с.375.
14. Тарантин Н.И. В кн.: Призменная электронная спектроскопия высокого разрешения. Изд-во ИФ АН ЛитССР, Вильнюс, 1979, с.18.
15. Tarantin N.I. Nucl.Instr.and Meth., 1980, 171, p.535.
16. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р13-82-499, Дубна, 1982.
17. Tarantin N.I. Int.J.Mass Spectrom.Ion Phys., 1983, 46, p.51.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1983 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**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

Тарантин Н.И. P9-83-784
Новый вариант ионно-оптической теории масс-спектрометров

Изложены основные аспекты нового варианта корпускулярно-оптической теории и приведены некоторые результаты применительно к проблемам масс-спектрометрии. В частности, даны простые и компактные формулы для определения топографии поля, эффективных границ, результатов преобразования траекторий заряженных частиц в первом и втором порядках для дипольного магнитного анализатора. Новая версия ионно-оптической теории масс-спектрометров может быть полезной как разработчикам масс-спектрометров, так и их пользователям.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Tarantin N.I. P9-83-784
New Variant of the Ion-Optical Theory for Mass Spectrometers

The main aspects and some results on the new variant of the charge particle optical theory for the mass spectrometry are presented. In particular, simple and compact formulas for the determination of the field topography, of the effective boundaries, of the result transformation charge particle trajectories the first and second order for the magnetic dipole analyzer are given. New version of the ion optical theory can be useful both for the specialists producing mass spectrometers and those using them.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой