

СЗ44.1К

Т-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2160



Н.И. Тарантин

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР
С ВАРИАЦИЕЙ ПОЛЯ

АЛФАБОИТИЧЕСКИЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

1965

P-2160

3354/1, нр.

Н.И. Тарантин

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР
С ВАРИАЦИЕЙ ПОЛЯ

Направлено в ЖТФ



1. Одной из важнейших характеристик магнитных спектрометров, широко используемых в науке и технике для анализа ионов и заряженных частиц по массам, скоростям и зарядам, является их дисперсия. Величина дисперсии спектрометра, характеризующая степень разделения положений фокусов пучков частиц с разными радиусами кривизны траекторий, в значительной мере определяет основные качества спектрометра: разрешающую способность, возможность использования протяженных приемников и некоторые другие.

Все известные в настоящее время спектрометры с поперечным магнитным полем можно разделить на следующие три группы в зависимости от диспергирующих свойств применяемых в них полей.

а) Спектрометры с однородным полем и ортогональным выходом пучка. Спектрометр этого типа был впервые использован Астоном^{/1/} для определения атомных весов изотопов.

б) Спектрометры с однородным полем и неортогональным выходом пучка. Общая теория этих спектрометров была рассмотрена Герцогом^{/2/}.

в) Спектрометры, предложенные Свартхольмом и Зигбалом^{/3/}, с неоднородным аксиально-симметричным полем типа $B = B_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^n$, где B_0 — магнитная индукция на главной траектории с радиусом кривизны R_0 , а $0 < n < 1$. Наименьшую дисперсию при одном и том же радиусе кривизны главной траектории и одинаковом коэффициенте радиального увеличения имеют спектрометры типа а); несколько большую дисперсию обеспечивают спектрометры типа б) в том случае, если угол наклона выходной границы ϵ' положителен (по поводу определения ϵ'' см. рис. 1), и существенно большую — спектрометры типа в).

Увеличение дисперсии спектрометров с неортогональным выходом пучка частиц по сравнению со спектрометрами с ортогональным выходом обуславливается дополнительной расходимостью частиц с разными радиусами кривизны траекторий в результате того, что участок траектории частицы в магнитном поле укорачивается (из-за наклона выходной границы) для частицы с большим радиусом кривизны. В спектрометре с неоднородным полем при $0 < n < 1$ дополнительная расходимость вызывается тем, что действующее на частицу магнитное поле тем меньше, чем больше радиус кривизны ее траектории.

Можно увеличить диспергирующую способность однородного поля, если эффект наклонной границы использовать не один раз при выходе частиц из магнитного поля спектрометра, а несколько. Это можно сделать, если магнитный сектор спектрометра разделить на несколько меньших секторов с дополнительными границами или, в более общем случае, ввести вариацию магнитного поля вдоль траектории частицы.

Рассмотрение ионно (электронно) — оптических свойств магнитного спектрометра с вариацией поля (ВП) приводится ниже.

2. Схема элемента предлагаемой вариации магнитного поля спектрометра дана на рис. 1. В области магнитной дорожки спектрометра слева от линии АОЕ и справа от линии ДОН поле однородно и равно B_0 . В областях АOD и ЕОН поле также однородно, но равно соответственно B_1 и B_2 . Ионно-оптические свойства такого поля, естественно, иные, чем свойства полностью однородного поля, поскольку радиусы кривизны траекторий частиц, движущихся в направлении оси x , различны в разных областях. Можно непосредственно найти ионно-оптические характеристики поля с элементом вариации. Однако из соображений упрощения дальнейших рассмотрений удобно представить ионно-оптическое действие варьированного поля как результат последовательного действия только однородных полей.

Рассмотрим для этого траектории частиц в однородных полях B_0 , одно из которых (I) расположено слева от границы BOG, а другое (II) — справа от границы COF, и найдем эквивалентное им по действию поле с вариацией.

Положение границ BOG и COF задается точкой их пересечения O, расстоянием между границами по направлению главного луча d и углами наклона ϵ' и ϵ'' (рис. 1, стрелками на рисунке указаны направления положительного отсчета обозначенных величин). Действие поля I сводится к тому, что пучок частиц, выходящих из одной точки, фокусируется в новой точке I, которую можно рассматривать как мнимый объект по отношению к другому ионно-оптическому элементу — магнитному полю II. Такое рассмотрение дает простой (представленный на рис. 1) метод построения траекторий частиц в полях I и II. Легко видеть, что совместное действие полей I и II будет тождественно действию варьированного поля в том случае, если траектории частиц вне области вариации одинаковы в однородном и варьированном полях. Поэтому задача отыскания эквивалентного по действию элемента вариации поля сводится к задаче сопряжения двух окружностей радиуса R_0 окружностями радиусов $R_1 = R_0 \frac{B_0}{B_1}$ и $R_2 = R_0 \frac{B_0}{B_2}$ так, как это показано на рис. 2 для одного из лучей. При решении этой задачи можно ограничиться членами первого порядка относительно a (для параксиальных лучей $a \ll 1$), $\frac{d}{\ell''}$ и $\frac{d}{R_1 - R_0}$ (в практических случаях всегда можно выбрать $|d| \ll \ell''$ и $|d| \ll |R_{1,2} - R_0|$), поскольку дальнейшее рассмотрение ионно-оптических свойств поля будет дано, на первый слу-

чай, в первом приближении. В линейном приближении области вариации магнитного поля должны быть ограничены прямыми линиями AO , DO , EO и HO , проходящими через точку O и образующими соответственно углы γ_1'' , γ_1' , γ_2' и γ_2'' с границами эквивалентных по действию однородных полей I и II. Углы $\gamma_{1,2}'$ и $\gamma_{1,2}''$ определяются выражениями:

$$\operatorname{tg} \gamma_{1,2}' = \frac{\lambda_{1,2} \cos \epsilon' \sin(\epsilon' + \epsilon'')}{2 \cos \epsilon'' + \lambda_{1,2} \sin \epsilon' \sin(\epsilon' + \epsilon'')} \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_{1,2}'' = \frac{\lambda_{1,2} \cos \epsilon'' \sin(\epsilon' + \epsilon'')}{2 \cos \epsilon' + \lambda_{1,2} \sin \epsilon'' \sin(\epsilon' + \epsilon'')} \quad (2)$$

где $\lambda_{1,2} = \frac{B_{1,2}}{B_0 - B_{1,2}} = \frac{R_0}{R_{1,2} - R_0}$, причем значения $\lambda_{1,2}$ ограничены условиями $\lambda_1 > -1$, $\lambda_2 < -1$, если $\epsilon' + \epsilon'' > 0$, и $\lambda_1 < -1$, $\lambda_2 > -1$, если $\epsilon' + \epsilon'' < 0$.

Как следует из формул (1) и (2), тождественные по действию варьированные поля можно получить в результате различных комбинаций B_1 и B_2 , причем возможно даже применение полей обратного по отношению к B_0 знака ($-1 < \lambda_1 < 0$ при $\epsilon' + \epsilon'' > 0$ и $-1 < \lambda_1 < 0$ при $\epsilon' + \epsilon'' < 0$). В частных случаях, когда $B_1 = 0$ и $B_2 = 2B_0$ при $\epsilon' + \epsilon'' > 0$ или $B_2 = 0$ и $B_1 = 2B_0$ при $\epsilon' + \epsilon'' < 0$ границы областей реальной вариации совпадают с границами эквивалентных по действию однородных полей.

Следует заметить, что реальное поле спектрометра не обязательно должно резко изменяться при переходе от одного значения (B_0) к другому (B_1 или B_2) на границах областей вариации. Можно показать, что некоторая протяженность переходных областей не отражается в первом приближении на фокусировке частиц, если так называемая эффективная граница раздела областей совпадает с заданной границей области вариации.

В реальном случае магнитное поле спектрометра в наибольшей степени будет отличаться от идеализированного в точке O , и в этой точке наиболее сильно проявятся пока не учтенные в рассмотрении эффекты второго и более высоких приближений. Однако если эти проявления нежелательны, то точка O может быть выбрана за пределами рабочей области магнитной дорожки спектрометра. В этом случае следует взять

$$d \neq 0.$$

3. В соответствии с изложенным выше действие спектрометра с ВП выразим как результат последовательного действия некоторых условных спектрометров с однородным полем, параметры которых ϵ'_1 и ϵ''_1 (рис. 3) связаны с параметрами элементов вариации поля соотношениями (1) и (2). Используя развитый в работе¹⁴ матричный метод рассмотрения, представим действие отдельного условного спектрометра с однородным полем в виде следующего матричного преобразования:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} z_1 \\ a_1 \\ \delta \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} M_{11}^{(1)} & M_{12}^{(1)} & M_{13}^{(1)} \\ M_{21}^{(1)} & M_{22}^{(1)} & M_{23}^{(1)} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z'_1 \\ a'_1 \\ \delta \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \mathfrak{M}^{(1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z'_1 \\ a'_1 \\ \delta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь z'_1 и a'_1 — координата частицы и угол между траекторией частицы и осью x в точке объекта, расположенного на расстоянии ℓ'_1 от входной границы спектрометра; z_1 и a_1 — те же параметры, но на расстоянии ℓ_1 от выходной границы спектрометра; $\delta = \Delta(-\frac{mv}{e}) / \frac{mv}{e}$, где m , v , e — масса, скорость и заряд частицы. Матричные элементы $M_{k\ell}^{(1)}$ определяются через R_0 , ϕ_1 , ϵ'_1 , ϵ''_1 , ℓ'_1 и ℓ_1 . При некотором значении $\ell_1 = \ell''_1$ осуществляется угловая фокусировка пучка частиц, и в этом случае $M_{12}^{(1)} = 0$, поскольку координата частицы в точке фокуса z''_1 не зависит от начального угла вылета a'_1 . Действие спектрометра с ВП можно представить в виде:

$$\begin{pmatrix} z \\ a \\ \delta \end{pmatrix} = \|\mathfrak{M}\| \begin{pmatrix} z' \\ a' \\ \delta \end{pmatrix} = \|\mathfrak{M}^{(m)}\| \dots \|\mathfrak{M}^{(1)}\| \begin{pmatrix} z' \\ a' \\ \delta \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $z' = z'_1$, $a' = a'_1$, а для определения элементов матриц $\mathfrak{M}^{(i+1)}$ следует положить $\ell'_{i+1} = -\ell_i + d_{i,i+1}$.

Легко видеть, что условие фокусировки для спектрометра с ВП ($M_{12} = 0$) выполняется в том случае, когда $M_{12}^{(i)} = 0$ для всех i ($i = 1, 2, \dots, m$), т. е. условие фокусировки в этом случае есть условие последовательной фокусировки всеми составляющими спектрометрами, причем объектом (действительным или мнимым) для каждого $i+1$ -го спектрометра служит изображение (соответственно мнимое или действительное) предшествующего i -го спектрометра:

$$\ell'_{i+1} = -\ell''_i + d_{i,i+1}.$$

Коэффициент увеличения (G) спектрометра с ВП, равный $\frac{\partial z''}{\partial z'}|_{l=l''}$, определяется, если учесть, что $M_{12}^{(1)} = 0$, выражением

$$G = M_{11} = M_{11}^{(1)} \dots M_{11}^{(m)} = G_1 \dots G_m, \quad (5)$$

а дисперсия (D) спектрометра с ВП равняется

$$\begin{aligned} D = \frac{\partial z''}{\partial \delta} |_{l=l''} &= M_{13} = M_{13}^{(m)} + M_{13}^{(m-1)} M_{11}^{(m)} + \dots + M_{13}^{(1)} M_{11}^{(1)} \dots M_{11}^{(2)} = \\ &= D_m + D_{m-1} G_m + \dots + D_1 G_m \dots G_2, \end{aligned} \quad (6)$$

где G_i и D_i - коэффициент увеличения и дисперсия i -го составляющего спектрометра с однородным полем.

4. В работе /5/ даются формулы для определения коэффициента увеличения и дисперсии спектрометра с однородным полем

$$\begin{aligned} G &= - \frac{\frac{l''}{R_0} \sin(\phi - \epsilon' - \epsilon'') - \cos \epsilon' \cos(\phi - \epsilon'')}{\cos \epsilon' \cos \epsilon''} = \\ &= - \frac{\cos \epsilon' \cos \epsilon''}{\frac{l''}{R_0} \sin(\phi - \epsilon' - \epsilon'') - \cos \epsilon' \cos(\phi - \epsilon'')} \end{aligned} \quad (7)$$

$$D = R_0 \left[(1 - \cos \phi) \left(1 + \frac{l''}{R_0} \operatorname{th} \epsilon'' \right) + \frac{l''}{R_0} \sin \phi \right]. \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) представляют собою общие выражения и неудобны для определения коэффициента увеличения и дисперсии спектрометра с ВП. Однако эти формулы можно упростить, если учесть, что параметры спектрометра (ϕ , l' , l'' , ϵ' и ϵ'') связаны условием радиальной фокусировки:

$$\phi = \psi' + \psi'', \quad (9)$$

где ψ' и ψ'' - вспомогательные углы, определенные соотношениями

$$\operatorname{tg} \psi' = \operatorname{tg} \epsilon' + \frac{R_0}{l'} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \psi'' = \operatorname{tg} \epsilon'' + \frac{R_0}{l''}.$$

Тогда, как нетрудно показать,

$$G = - \frac{l'' \cos \psi'}{l' \cos \psi''}, \quad (10)$$

$$D = l'' \operatorname{tg} \psi'' - G' \operatorname{tg} \psi' = l'' \frac{\sin \psi' + \sin \psi''}{\cos \psi''}. \quad (11)$$

Легко видеть, что $G > 0$, если объект и изображение лежат по одну сторону от спектрометра ($0 < \psi' < \frac{\pi}{2}$, $0 < \psi'' < \frac{\pi}{2}$, l' и l'' разных знаков), и $G < 0$, если они лежат по разным сторонам (l' и l'' одного знака); $D > 0$, если изображение действительное ($\sin \psi' + \sin \psi'' > 0$, т.к. $\psi' + \psi'' > 0$, $l'' > 0$), и $D < 0$, если оно мнимое ($l'' < 0$).

Это правило знаков и дополнительный анализ показывают, что дисперсия спектрометра с ВП всегда представляет собою арифметическую сумму отдельных членов, независимо от знаков D_i и G_i .

Действительно, D_m всегда больше нуля ($l'' \geq 0$). Если $G_m > 0$, то $D_{m-1} > 0$, а если $G_m < 0$, то $D_{m-1} < 0$ (l'_{i+1} и l''_i всегда разных знаков, т.к. $l'_{i+1} = -l''_i + d_{i,i+1}$ и $|d_{i,i+1}| \ll |l''_i|$). Поэтому $D_{m-1} G_m > 0$. Рассматривая два последних спектрометра как один и повторяя вышеприведенные рассуждения, находим $D_{m-2} G_m G_{m-1} > 0$. Продолжая дальше, получаем $D_{m-3} G_m G_{m-1} G_{m-2} > 0$ и т.д.

Величина дисперсии спектрометра с ВП, если использовать формулы (10) и (11), определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 D &= l''_m \operatorname{tg} \psi''_m + \frac{l''_m \cos \psi'_m}{l'_m \cos \psi''_m} (l'_m \operatorname{tg} \psi'_m - l''_{m-1} \operatorname{tg} \psi''_{m-1}) + \dots \\
 &\dots (-1)^{m-1} \frac{l''_m \dots l''_i \cos \psi'_m \dots \cos \psi'_i}{l'_m \dots l'_i \cos \psi''_m \dots \cos \psi''_i} (l'_i \operatorname{tg} \psi'_i - l''_{i-1} \operatorname{tg} \psi''_{i-1}) + \dots \\
 &+ (-1)^{m-1} \frac{l''_m \dots l''_i \cos \psi'_m \dots \cos \psi'_i}{l'_m \dots l'_i \cos \psi''_m \dots \cos \psi''_i} l'_i \operatorname{tg} \psi'_i \quad (i = m - 1 \div 1).
 \end{aligned} \tag{12}$$

В случае $d_{i,i+1} = 0$ формула (12) допускает упрощение, т.к. $l'_{i+1} = -l''_i$:

$$D = l''_m [\operatorname{tg} \psi''_m + \frac{\cos \psi'_m}{\cos \psi''_m} (\operatorname{tg} \psi'_m + \operatorname{tg} \psi''_{m-1})] + \dots$$

$$\dots + \frac{\cos \psi'_m \dots \cos \psi'_2}{\cos \psi''_m \dots \cos \psi''_2} (\operatorname{tg} \epsilon'_2 + \operatorname{tg} \epsilon''_1) + \frac{\cos \psi'_m \dots \cos \psi'_1}{\cos \psi''_m \dots \cos \psi''_1} \operatorname{tg} \psi'_1. \quad (13)$$

Если к тому же $\psi'_i = \psi''_i = \frac{\phi_i}{2} = \phi/2$ для всех i (а это можно сделать в том случае, когда объект и изображение располагаются вне магнитного поля, т.е. когда $\ell' = \ell'_1 \neq 0$ и $\ell'' = \ell''_m \neq 0$), то формула (13) допускает дополнительное упрощение:

$$D = 2m \ell''_m \operatorname{tg} \frac{\phi}{2}.$$

5. Сравним дисперсии спектрометра с ВП и спектрометра с неоднородным полем. Для упрощения сопоставления ограничимся вариантами, для которых $G = -1$.

В случае, когда $\ell' \neq 0$ и $\ell'' \neq 0$ для спектрометра с неоднородным полем (см., например, (6)) $D = \frac{2R_0}{1-n}$ и при этом $\ell' = \ell'' = \ell = \frac{R_0}{\sqrt{1-n} \operatorname{tg}(\sqrt{1-n} \phi/2)}$. Если в спектрометре с ВП выбрать те же значения ℓ и ϕ (R_0 может быть взято и меньше), то дисперсия спектрометра с ВП будет определяться выражением:

$$D = \frac{2R_0 m \operatorname{tg}(\phi/2m)}{\sqrt{1-n} \operatorname{tg}(\sqrt{1-n} \frac{\phi}{2})}$$

и, как нетрудно заметить, она

будет равна дисперсии спектрометра с неоднородным полем при условии, что $m = \frac{1}{\sqrt{1-n}}$. Это значит, что спектрометр с ВП, например, с одним ($m = 2$), двумя ($m = 3$), тремя ($m = 4$) элементами вариации поля эквивалентен спектрометру с неоднородным полем, у которого n соответственно равно $3/4$, $8/9$ и $15/16$. Дисперсия этих спектрометров равна соответственно $8R_0$, $18R_0$ и $32R_0$. (Напомним, что дисперсия симметричного спектрометра с однородным полем и ортогональными входом и выходом пучка равна $2R_0$).

В качестве конкретной иллюстрации ниже приводятся параметры спектрометра с ВП, который по ϕ (180°), $\ell' = \ell'' = \ell(5,2R_0)$, $G(-1)$ и $D(18R_0)$ полностью эквивалентен спектрометру с неоднородным полем с наибольшим для известных из литературы спектрометров значением $n = 8/9$ ^{17/}: $m = 3$; $\epsilon'_1 = \epsilon''_1 = \epsilon'_3 = \epsilon''_3 = 21,1^\circ$; $\epsilon'_2 = \epsilon''_2 = 37,6^\circ$; $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = 60^\circ$; $d_{12} = d_{23} = 0$.

Для спектрометров с ВП и $\ell' = \ell'' = 0$ формула (12) не допускает упрощений таких, как в предыдущем случае. Поэтому иллюстрация возможностей спектрометров с ВП в этом случае может быть сделана только на конкретном примере. Например, спектрометр с ВП при $\phi = 254,5^\circ$, т.е. равный по углу раствора наиболее распространенному спектрометру с неоднородным полем и $n = 1/2$, уже при двух элементах вариации поля ($m = 3$) обеспечивает дисперсию большую, чем спектрометр с неоднородным полем с тем же углом раствора. При $\phi_1 = \phi_3 = 63,75^\circ$ и $\phi_2 = 127^\circ$,

$\epsilon''_1 - \epsilon'_2 = \epsilon''_2 - \epsilon'_3 = 37,1^\circ$ дисперсия спектрометра с ВП равна $4,7 R_0$ и $G = -1$, тогда как дисперсия спектрометра с неоднородным полем ($\phi = \pi\sqrt{2}$; $n = 1/2$) равна $4R_0$.

8. Спектрометры с ВП обладают фокусировкой в аксиальном направлении. Фокусировка в аксиальном направлении обусловлена взаимодействием заряженной частицы с радиальной составляющей магнитного поля, появляющейся в результате вариации. Можно показать, следуя, например, работам /8,9/, что действие магнитного поля в аксиальном направлении на границе области вариации поля эквивалентно действию тонкой цилиндрической линзы. В случае ступенчатого изменения поля фокусные расстояния этих линз равны:

$$f'_{1,2} = R_0 |\lambda_{1,2}| \operatorname{ctg}(\epsilon' + \gamma'_{1,2})$$

и

$$f''_{1,2} = R_0 |\lambda_{1,2}| \operatorname{ctg}(\epsilon'' + \gamma''_{1,2})$$

В реальном случае, когда изменение поля происходит на расстоянии $\approx 2c$ ($c \ll R_0$) и это изменение можно представить линейной функцией, фокусные расстояния линз в соответствии с результатами работ /10,11/ могут быть выражены:

$$f'_{1,2} = R |\lambda_{1,2}| \frac{1}{\operatorname{tg}(\epsilon' + \gamma'_{1,2}) - \frac{c[1 + \sin(\epsilon' + \gamma'_{1,2})]}{3R_0 |\lambda_{1,2}| \cos^3(\epsilon' + \gamma'_{1,2})}}$$

для границы DOE и аналогично для границы AOH (рис. 1).

Таким образом, действие элемента азимутальной вариации в аксиальном направлении эквивалентно действию двух тонких линз, расположенных на некотором расстоянии d (на главной траектории спектрометра ($\alpha' = 0$) $d = |d_{1,1+1}|$). Фокусное расстояние $F_{1,2}$ этой системы определяется из соотношения:

$$\frac{1}{F_{1,2}} = \frac{1}{f'_{1,2}} + \frac{1}{f''_{1,2}} - \frac{d}{f'_{1,2} f''_{1,2}}$$

и она действует как собирательная линза ($F_{1,2} > 0$), когда $f'_{1,2} + f''_{1,2} > d$ и $f'_{1,2}$ и $f''_{1,2}$ положительны и когда $f'_{1,2} + f''_{1,2} < d$ и $f'_{1,2}$ и $f''_{1,2}$ разных знаков. Выполнение этих условий возможно в широком диапазоне значений $\epsilon', \epsilon'', \gamma'_{1,2}, \gamma''_{1,2}$ и d .

7. Спектрометр с ВП, у которого $\epsilon'_i + \epsilon''_i < 0$ ($i = 2, \dots, m-1$) и $\epsilon''_m < 0$, об-

дает аномально малой дисперсией и может быть использован в другом качестве, как сепаратор для фокусировки и отделения определенных частиц, имеющих разброс по скоростям. Размытие изображения, обусловленное разбросом частиц по скоростям, в этом случае может быть сведено к минимуму. Такой спектрометр с ВП эквивалентен спектрометру с неоднородным полем и $\alpha < 0$, дисперсия которого также может быть мала ($D = \frac{2R_0}{1-\alpha} < 2R_0$). Однако в отличие от последнего, обладающего аксиальной дефокусировкой, спектрометр с ВП при соответствующем выборе ϵ' , ϵ'' и d может обеспечить фокусировку частиц в аксиальном направлении.

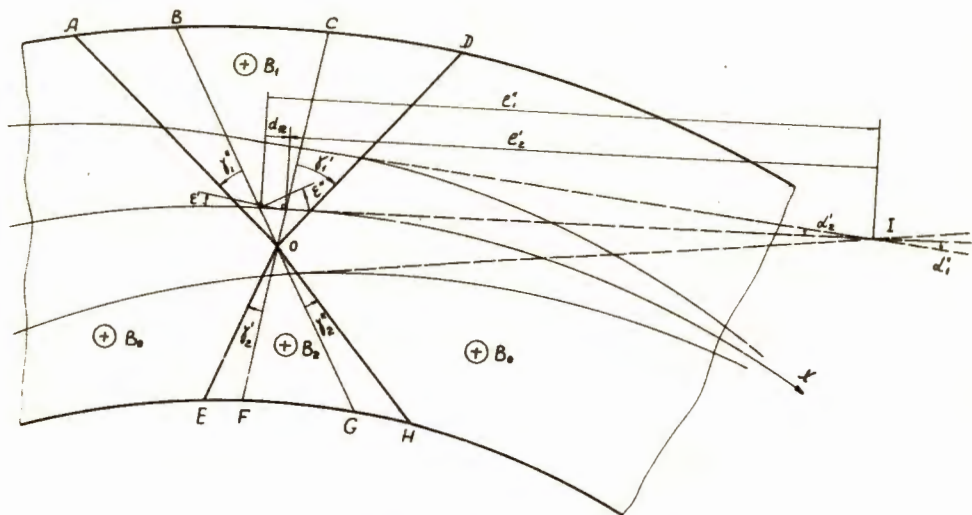
8. Спектрометр с ВП допускает улучшение радиальной и аксиальной фокусировки (получение фокусировки второго и более высоких порядков) путем замены прямолинейных границ элементов вариации поля границами более сложной формы, например, окружностями. Этот вопрос доступен теоретическому рассмотрению и будет проанализирован позднее.

8. Таким образом, рассмотренные здесь спектрометры с ВП своим главным ионно-оптическим качеством – дисперсией несколько не уступают наиболее совершенным из известных в настоящее время спектрометрам с неоднородным полем и даже превосходят их. Практическое изготовление спектрометров с ВП, по нашему мнению, проще, т.к. необходимая вариация поля может быть получена с помощью плоских накладок и вырезов в плоских же полюсных наконечниках, тогда как для спектрометров с неоднородным полем требуются полюсные наконечники сложного профиля, выполненные с большой точностью. Положительный эффект применения вариации поля заключается в усилении диспергирующих свойств сравнительно простого в осуществлении однородного магнитного поля или, если сопоставлять спектрометр с ВП со спектрометром с неоднородным полем, в получении тех же результатов более простыми средствами.

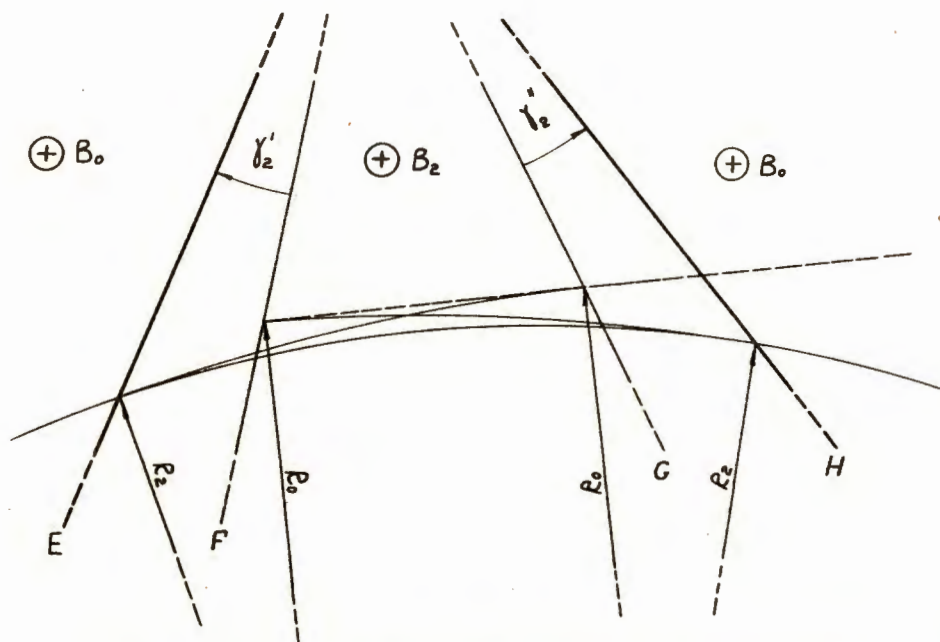
Л и т е р а т у р а

1. F.W.Aston. *Phil.Mag.*, **38**, 709 (1919).
2. R.Herzog. *Zs. f. Phys.*, **89**, 447 (1934).
3. N.Svarthoim, K.Siegbahn, *Arkiv Mat., Astr., Fys.*, **33A**, No 21 (1946).
4. S.Penner. *Rev. Scient. Instr.*, **32**, 150 (1961).
5. M.Camas. *Rev. Scient. Instr.*, **22**, 197 (1951).
6. R.H.Stemheimer. *Rev. Scient. Instr.*, **24**, 573 (1953).
7. Н.Е. Алексеевский, Г.П. Прудковский, Г.И. Косоуров, С.И. Филимонов, *ДАН СССР*, **100**, 229 (1955).
8. M.Cotte. *Ann. de Phys.*, **10**, 333 (1928).
9. Я. Хургин. *ЖЭТФ*, **9**, 824 (1939).
10. Н.Г. Афанасьев. *Изв. АН СССР, сер. физ.* **24**, 1157 (1960).
11. Н.И. Тарантин, А.В. Демьянов. *ЖТФ*, **35**, 186 (1965).

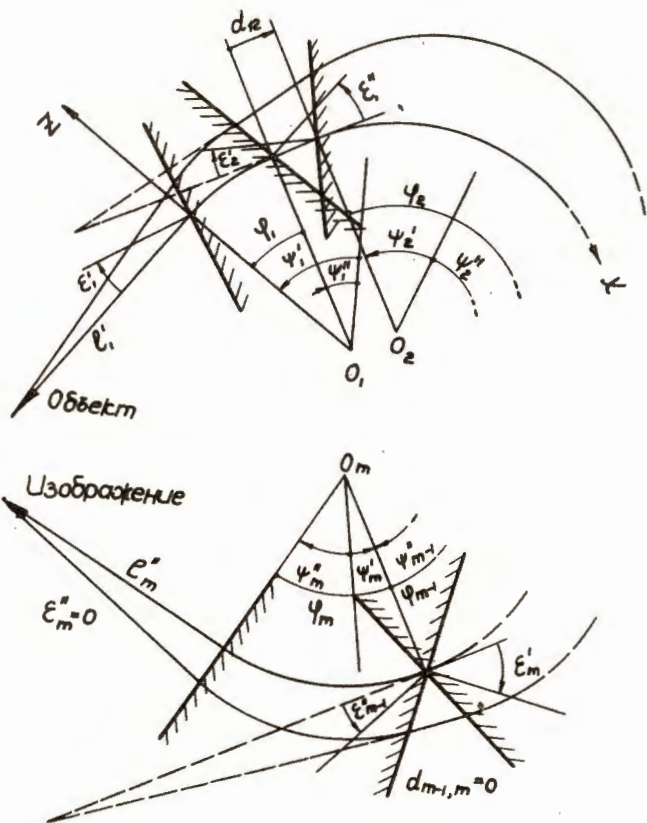
Рукопись поступила в издательский отдел
7 мая 1965 г.



Р и с. 1. Схема элемента вариации магнитного поля.



Р и с. 2. Траектория частицы в поле с вариацией и в однородных полях.



Р и с. 3. Эквивалентная схема спектрометра с вариацией поля.