

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

С 794

**P13-88-153**

**С.В.Степанцов, А.М.Родин, Г.М.Тер-Акопьян**

**ИОННАЯ ОПТИКА  
МАСС-СПЕКТРОМЕТРА ЛИДИА**

**1988**

## І. Введение

Проблемы, связанные с возможным существованием нового острова стабильности в области  $Z = 110-114$  и  $N = 184$ , синтез и поиск этих ядер в природе рассматривались в целом ряде работ (см. /1/ и ссылки в ней). К настоящему времени можно считать установленным, что содержание сверхтяжелых элементов (СТЭ) в веществе Солнечной системы не превышает  $10^{-14}$  грамма на грамм /2,3/. Поэтому одним из необходимых условий поиска СТЭ в природе является создание анализирующих приборов, обладающих данным уровнем чувствительности.

Требованиям высокочувствительного и оперативного анализа может удовлетворить масс-спектрометрический метод с непосредственной регистрацией ионов. В настоящее время в качестве ультрачувствительных масс-спектрометров используются ускорители частиц, например тандем-генераторы (см. /4/), с помощью которых достигнута чувствительность  $10^{-10} - 10^{-11}$  ат./ат. при поисках СТЭ /5,6/.

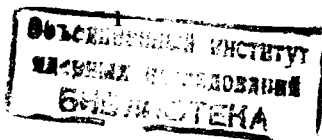
Тем не менее возможности масс-спектрометрии, основанной на подходе, более или менее близком к традиционному, далеко не исчерпаны.

В данное время в ЛЯР ОИЯИ создается масс-спектрометр ЛИДИА, предназначенный для поисков СТЭ с чувствительностью  $10^{-14}$  ат./ат. /7/. Принцип работы этого прибора близок к классическому.

Во всех таких спектрометрах, например типа Маттауха-Герцога с двойной фокусировкой, существует два главных источника фона, ограничивающих чувствительность анализа: во-первых, присутствие в ионном пучке сложных молекулярных комплексов органического и неорганического происхождения, имитирующих атомарные массовые линии, и, во-вторых, рассеяние ионов матрицы образца на остаточном газе и узлах установки.

Обычный способ повышения чувствительности в масс-спектрометрии состоит в том, что пытаются создать установки с очень высоким разрешением, достаточным для разделения и однозначной идентификации близких массовых линий. Высокое разрешение предполагает использование в ионно-оптической системе узких щелей, что в свою очередь приводит к потерям вещества, коэффициент использования которого в таких установках не превышает  $10^{-7} - 10^{-8}$ . Этим объясняется тот факт, что в обычных масс-спектрометрах время анализа для достижения чувствительности  $10^{-9} - 10^{-10}$  ат./ат. составляет около одного дня.

Ясно, что уровня чувствительности  $10^{-14}$  ат./ат. таким путем достичь затруднительно. Поэтому более приемлемый путь, как нам представляется - это использование установок с умеренным разрешением и более высоким ( $10^{-3} - 10^{-4}$ ) коэффициентом использования вещества.



При этом фон от молекул должен подавляться еще на стадии формирования ионного пучка, а фон от перерассеянных атомарных ионов необходимо уменьшить до приемлемого уровня за счет многокаскадной сепарации.

Масс-спектрометр ЛИДИА включает в себя следующие элементы:

а) лазерный источник ионов, характерными чертами которого являются высокая степень ионизации вещества, достаточно низкий выход заряженных молекул, отсутствие избирательности по отношению к химическим свойствам атомов; б) перезарядную газовую мишень, в которой происходит дополнительное разрушение молекул в столкновениях с веществом мишени; в) собственно масс-спектрометр с трехступенчатой сепарацией ядер искомой массы, приводящей к сильному подавлению фона от перерассеянных ионов.

В данной работе рассматриваются расчетные ионно-оптические характеристики масс-спектрометра ЛИДИА, полученные с помощью программы TRANSPORT [10]. Вопросам, связанным непосредственно с лазерным источником ионов и газовой мишенью, посвящены работы [8, 12, 13].

## 2. Масс-спектрометр ЛИДИА

Данный масс-спектрометр состоит из двух функционально независимых частей (рис. 1).

1. Ахроматическая зеркально-симметричная магнитостатическая система, включающая в себя два 90-градусных дипольных магнита M1 и M2 и четыре магнитные квадрупольные линзы Q1-Q4. Основное назначение ахромата заключается в преобразовании источника из положения O<sub>1</sub> в положение O<sub>3</sub> с выделением из всего массового спектра ионного пучка некоторого диапазона масс M<sub>0</sub> ± ΔM, где M<sub>0</sub> - масса иона, на которую настроен масс-спектрометр. Наличие плоскости зеркальной симметрии O<sub>2</sub> в данной ахроматической системе упрощает задачу получения качественного изображения в плоскости O<sub>3</sub>.

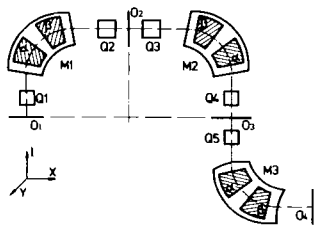


Рис. 1. Ионно-оптическая схема масс-спектрометра ЛИДИА.

2. Магнитная система, состоящая из 90-градусного дипольного магнита M3 и магнитной квадрупольной линзы Q5, которая для каждой массовой линии, прошедшей через ахромат, создает изображение источника O<sub>3</sub> на фокальной плоскости O<sub>4</sub>.

На основании данных о лазерном плазменном ионном источнике [7, 12] можно заключить, что для достижения коэффициента использования вещества

$10^{-3} - 10^{-4}$  необходимо обеспечить возможность транспортировки ионов в телесном угле  $\approx 10^{-3}$  ср. При этом главная диафрагма источника O<sub>1</sub> должна иметь диаметр  $\approx 2$  мм. Для разделения искоемых сверхтяжелых элементов по массе целесообразно обеспечить разрешение  $M/\Delta M \approx 300$ . Достижение приемлемого времени анализа требует одновременного пропускания через масс-спектрометр ионов в диапазоне порядка 10 массовых единиц.

Пренебрегая объемным зарядом ионного пучка, поперечные отклонения частицы в плоскости дисперсии X и в аксиальной плоскости Y, отсчитываемые от оптической оси установки, с точностью до 2-го порядка малости включительно можно записать в виде [11]:

$$\begin{aligned} x(\ell) = & C_x x_0 + S_x x'_0 + d_x \delta + \\ & + (x/x_0^2) x_0^2 + (x/x_0 x'_0) x_0 x'_0 + (x/x_0 \delta) x_0 \delta + \\ & + (x/x_0^2) x_0'^2 + (x/x_0 \delta) x_0' \delta + (x/\delta^2) \delta^2 + \\ & + (x/y_0^2) y_0^2 + (x/y_0 y'_0) y_0 y'_0 + (x/y_0 \delta) y_0 \delta, \end{aligned} \quad (I)$$

$$\begin{aligned} y(\ell) = & C_y y_0 + S_y y'_0 + \\ & + (y/x_0 y_0) x_0 y_0 + (y/x_0 y'_0) x_0 y'_0 + (y/x_0 \delta) x_0 \delta + \\ & + (y/x_0 y'_0) x_0' y_0 + (y/y_0 \delta) y_0 \delta + (y/y_0 \delta) y_0' \delta, \end{aligned} \quad (I')$$

где  $x_0, y_0, x'_0 = \frac{dx}{d\ell}(0), y'_0 = \frac{dy}{d\ell}(0)$  - поперечные координаты частицы и тангенсы углов наклона траектории относительно оптической оси на входе в систему (плоскость источника O<sub>1</sub>, см. рис. 1);  $\delta = \Delta p/p_0$  - относительное отклонение импульса данной частицы от импульса  $p_0$ , которым обладает частица с массой M<sub>0</sub>;  $\ell$  - продольная координата;

$C_x, C_y, S_x, S_y$  - косинусоидальные и синусоидальные траектории 1-го порядка;  $d_x$  - линейная дисперсия системы;  $(x/x_0^2), (x/x_0 x'_0), (x/x_0 \delta)$  и т.д. - абберационные коэффициенты 2-го порядка. Формулы (I) справедливы при условии  $x_0/\rho, y_0/\rho, x'_0, y'_0, \delta \ll 1$ , где  $\rho$  - радиус кривизны оптической оси.

Для зеркально-симметричной системы требование получения в плоскости O<sub>2</sub> промежуточного стигматического изображения с нулевой угловой дисперсией:

$$S_x = S_y = d'_x = 0 \quad (2)$$

автоматически приводит в плоскости ахроматического изображения O<sub>3</sub> к выполнению условий

$$\begin{aligned} S_x = S_y = d'_x = 0, \\ C_x = C_y = 1, \\ (x/x_0^2) = (x/\delta^2) = (x/y_0'^2) = 0, \\ (y/x_0 y'_0) = 0. \end{aligned} \quad (2')$$

Выполнение условий (2) достигается настройкой возбуждения квадрупольных линз Q1-Q4, а также созданием в дипольных магнитах M1 и M2 с помощью соответствующих токовых катушек ( $\alpha$ -катушек<sup>1)</sup>) областей магнитного поля с квадрупольной компонентой.

Для зануления абберационного коэффициента  $(x/x_0 \delta)$  (см. (I)), оказывающего наибольшее влияние на ширину и форму линии в плоскости ахроматического изображения  $O_3$ , в тех же магнитах M1 и M2 с помощью токовых катушек другого типа ( $\beta$ -катушек<sup>1)</sup>) создается секступольная компонента магнитного поля. При этом в выражении (I) автоматически исчезает и другой абберационный член  $(x/x_0 \delta)$ .

Величины квадрупольной ( $\alpha$ ) и секступольной ( $\beta$ ) компонент дипольного магнита определяются выражением

$$B(x) = B_0 (1 - \alpha h x + \beta (h x)^2), \quad (3)$$

где  $h = 1/\rho$ ,  $B_0$  - магнитное поле вдоль оптической оси.

Таким образом, в плоскости ахроматического изображения  $O_3$  соотношения (I) сводятся к

$$x = x_0 + (x/x_0^2) x_0^2 + (x/x_0 x_0') x_0 x_0' + (x/y_0 y_0') y_0 y_0' + (x/y_0^2) y_0^2, \quad (4)$$

$$y = y_0 + (y/x_0 x_0') x_0 x_0' + (y/x_0 y_0') x_0 y_0' + (y/x_0' y_0) x_0' y_0 + (y/y_0^2) y_0^2 + (y/y_0 \delta) y_0 \delta + (y/y_0' \delta) y_0' \delta. \quad (4')$$

На рис. 2 приведены расчетные профили пучка в двух поперечных направлениях (сплошные линии), рассчитанные по формулам (4) при телесном угле захвата  $1,6 \cdot 10^{-3}$  ср, диаметре источника  $O_1$  3 мм и импульсном разбросе  $\pm 2,5\%$ .

Зануление абберации  $(x/x_0 \delta)$  в выражении (4) существенно упрощает задачу получения приемлемого массового разрешения в фокальной плоскости масс-спектрометра  $O_4$ . После введения в магнит M3

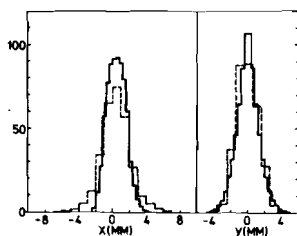


Рис. 2. Форма ахроматического изображения в плоскости  $O_3$ : сплошная линия - расчет, пунктирная - эксперимент.

1) Используется терминология работы /9/. Там же описана работа этих катушек.

квадрупольной ( $\alpha$ -катушка) и секступольной ( $\beta$ -катушка) составляющих магнитного поля, а также путем изготовления входного торца магнита выпуклым, а выходного - вогнутым удастся достичь разрешения  $M/\Delta M \approx 300$ .

В таблице I приведены основные ионно-оптические параметры масс-спектрометра, а в таблице 2 даны технические характеристики и величины магнитных полей элементов установки, настроенной на импульс  $\rho_0 = 237$  МаВ/с, который соответствует ускоренным до энергии  $E_0 = 100$  кэВ ионам с массовым числом  $A=300$ . На рис. 3 и рис. 4 показаны синусоидальные ( $S_x, S_y$ ), косинусоидальные ( $C_x, C_y$ ) и дисперсионная ( $d_x$ ) траектории, а также огибающие ионного пучка в плоскости дисперсии ( $X$ ) и в аксиальной плоскости ( $Y$ ), рассчитанные для начальных значений  $x_0 = y_0 = \pm 1$  мм,  $x_0' = y_0' = \pm 17,5$  мрад,  $\delta = \pm 2,5\%$ . Величины коэффициентов в формулах (I) в плоскости промежуточного изображения  $O_2$ , плоскости ахроматического изображения  $O_3$  и фокальной плоскости  $O_4$  приведены в таблице 3.

На рис. 5а и рис. 5б показаны максимально допустимые для данного масс-спектрометра области фазового пространства пучка в плоскостях  $x_0, x_0'$  и  $y_0, y_0'$ . Им отвечает аксептанс установки в плоскости дисперсии  $\epsilon_x = 284$  мм.мрад и в аксиальной плоскости  $\epsilon_y = 116$  мм.мрад. Области фазового пространства, в которых трансмиссия близка к 100%, на рис. 5а и 5б заштрихованы. Аксептанс установки с учетом только этих областей составляет  $\epsilon_x = 15$  мм.мрад и  $\epsilon_y = 42$  мм.мрад.

Таблица I

Массовое разрешение	330
Телесный угол	$1,6 \cdot 10^{-3}$ ср.
Импульсный аксептанс	$\pm 2,5\%$
Дисперсия вдоль плоскости промежуточного изображения	2,5 см/%
Дисперсия вдоль фокальной плоскости	4,0 см/%
Наклон плоскости промежуточного изображения	$90^\circ$
Наклон фокальной плоскости	$85^\circ$
Плоскость дисперсии	горизонтальная
Рабочий диапазон импульсов	60-390 МаВ/с
Общая длина	15,5 м

Таблица 2

Входная щель (источник спектрометра) (O <sub>1</sub> )	$x = \pm 0,1 \text{ см}$ $x' = \pm 17,5 \text{ мрад}$ $\delta = \pm 2,5\%$	$y = \pm 0,1 \text{ см}$ $y' = \pm 17,5 \text{ мрад}$ $\rho = 0,237 \text{ ГэВ/с}$
Дрейфовый промежуток	0,517 м	
Квадруполь (Q <sub>1</sub> )	$\ell_{\text{эфф}} = 0,348 \text{ м}$	$g = -306 \text{ Гс/см}$ $a = 6,93 \text{ см}^2$
Дрейфовый промежуток	1,067 м	
Магнит (M1)	$\tau_{\text{вх.}} = \tau_{\text{вых.}} = 21,5 \text{ мкс}$ $V_0 = 7,903 \text{ кГц}$	$\varphi = 90^\circ$ $\rho = 1,0 \text{ м}$ $\alpha = -0,015$ $\beta = 1,86$
Дрейфовый промежуток	0,95 м	
Квадруполь (Q <sub>2</sub> )	$\ell_{\text{эфф}} = 0,314 \text{ м}$	$g = 145 \text{ Гс/см}$ $a = 7,5 \text{ см}^2$
Дрейфовый промежуток	0,35 м	
Плоскость зеркальной симметрии (O <sub>2</sub> )	$x = \pm 6,6 \text{ см}$ $x' = \pm 43 \text{ мрад}$	$y = \pm 0,5 \text{ см}$ $y' = \pm 7 \text{ мрад}$
Дрейфовый промежуток	0,35 м	
Квадруполь (Q <sub>3</sub> )	$\ell_{\text{эфф}} = 0,314 \text{ м}$	$g = 145 \text{ Гс/см}$ $a = 7,5 \text{ см}^2$
Дрейфовый промежуток	0,95 м	
Магнит (M2)	$\tau_{\text{вх.}} = \tau_{\text{вых.}} = 21,5 \text{ мкс}$ $V_0 = 7,903 \text{ кГц}$	$\varphi = 90^\circ$ $\rho = 1,0 \text{ м}$ $\alpha = -0,015$ $\beta = 1,86$
Дрейфовый промежуток	1,067 м	
Квадруполь (Q <sub>4</sub> )	$\ell_{\text{эфф}} = 0,348 \text{ м}$	$g = -306 \text{ Гс/см}$ $a = 6,93 \text{ см}^2$
Дрейфовый промежуток	0,517 м	
Плоскость ахроматического изображения (O <sub>3</sub> )	$x = \pm 0,14 \text{ см}$ $x' = \pm 17,6 \text{ мрад}$	$y = \pm 0,23 \text{ см}$ $y' = \pm 27,2 \text{ мрад}$
Дрейфовый промежуток	0,5 м	
Квадруполь (Q <sub>5</sub> )	$\ell_{\text{эфф}} = 0,348 \text{ м}$	$g = -185 \text{ Гс/см}$ $a = 6,93 \text{ см}^2$
Дрейфовый промежуток	1,067 м	
Магнит (M3)	$\tau_{\text{вх.}} = \tau_{\text{вых.}} = 21,5 \text{ мкс}$ $V_0 = 7,903 \text{ кГц}$ $R_{\text{вх.}} = 0,696 \text{ м}$	$\varphi = 90^\circ$ $\rho = 1,0 \text{ м}$ $\alpha = 0,167$ $\beta = 0$ $R_{\text{вых.}} = -0,551 \text{ м}$

Дрейфовый промежуток 2,095 м  
Фокальная плоскость (O<sub>4</sub>)  $x = \pm 9,9 \text{ см}$   $y = \pm 1,1 \text{ см}$   
 $x' = \pm 42 \text{ мрад}$   $y' = \pm 16 \text{ мрад}$

$\ell_{\text{эфф}}$ ;  $g$ ,  $a$  - эффективная длина, градиент и полуапертура квадрупольной линзы;

$\tau_{\text{вх.}}$ ;  $\tau_{\text{вых.}}$  - углы между центральной траекторией и нормалью к торцевой поверхности полюса на входе и на выходе магнита (положительные значения соответствуют дефокусировке в плоскости дисперсии).

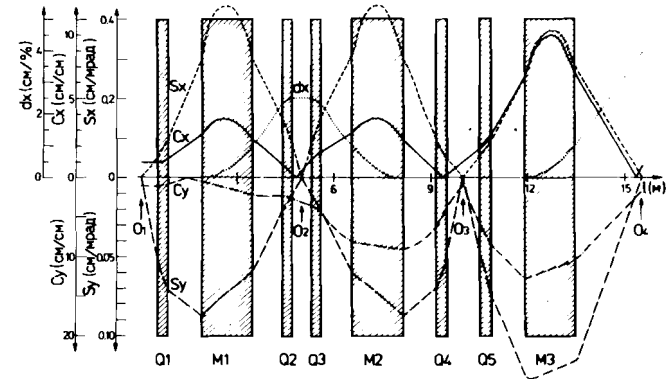


Рис. 3. Главные ионно-оптические траектории I-го порядка.

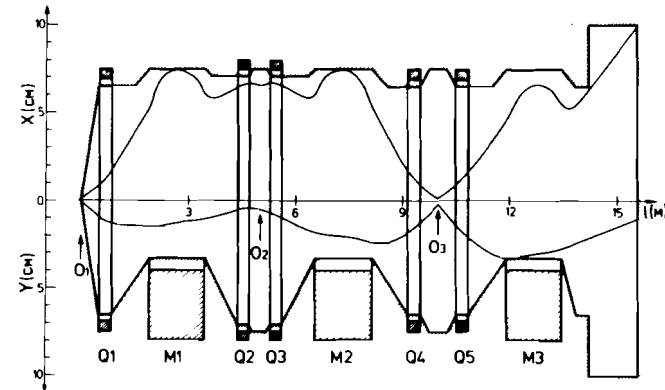


Рис. 4. Огибающие пучка в плоскости дисперсии (x) и в аксиальной плоскости (y).

Таблица 3

Коэффициент	Ед. изм.	Плоскость промеж. изображения $O_2$	Плоскость ахр. изображения $O_3$	Фокальная плоскость $O_4$
$C_x$	см/см	-0,40	1,0	-0,76
$S_x$	см/мрад	0	0	0
$d_x$	см/%	2,5	0	-3,94
$C_y$	см/см	-3,1	1,0	-1,8
$S_y$	см/мрад	0	0	0
$(X/X_0^2)$	см/см <sup>2</sup>	$-3,5 \cdot 10^{-1}$	$-2,6 \cdot 10^{-2}$	$-1,3 \cdot 10^{-1}$
$(X/X_0 X_0')$	см/см. мрад	$-8,2 \cdot 10^{-2}$	$-3,0 \cdot 10^{-3}$	$-5,5 \cdot 10^{-3}$
$(X/X_0 \delta)$	см/см. %	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0	$-3,2 \cdot 10^{-4}$
$(X/X_0'^2)$	см/мрад <sup>2</sup>	$-4,8 \cdot 10^{-3}$	0	$-6,7 \cdot 10^{-5}$
$(X/X_0 \delta')$	см/мрад. %	0	0	$-4,8 \cdot 10^{-4}$
$(X/\delta^2)$	см/(%) <sup>2</sup>	$-2,6 \cdot 10^{-2}$	0	$6,3 \cdot 10^{-2}$
$(X/Y_0^2)$	см/см <sup>2</sup>	$2,4 \cdot 10^{-2}$	2,6	1,9
$(X/Y_0 Y_0')$	см/см. мрад	$-3,7 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$
$(X/Y_0'^2)$	см/мрад <sup>2</sup>	$6,8 \cdot 10^{-5}$	0	$3,5 \cdot 10^{-4}$
$(Y/X_0 Y_0)$	см/см <sup>2</sup>	$-2,4 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-1}$	3,7
$(Y/X_0 Y_0')$	см/см. мрад	$7,2 \cdot 10^{-2}$	$-2,0 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$
$(Y/X_0 \delta)$	см/см. мрад	$-2,9 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$
$(Y/X_0 \delta')$	см/мрад <sup>2</sup>	$8,3 \cdot 10^{-3}$	0	$1,7 \cdot 10^{-3}$
$(Y/Y_0 \delta)$	см/см. %	$-8,8 \cdot 10^{-1}$	$-2,0 \cdot 10^{-1}$	1,4
$(Y/Y_0 \delta')$	см/мрад. %	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$-4,1 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$

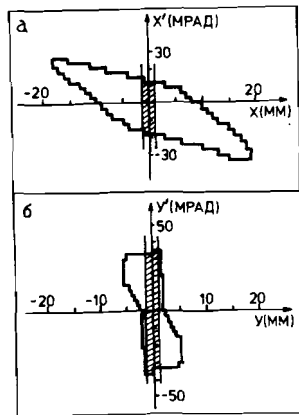


Рис. 5. Фазовый акцептанс масс-спектрометра (рабочая область заштрихована):  
 а) плоскость дисперсии  $(X_0, X_0')$ ,  
 б) аксиальная плоскость  $(Y_0, Y_0')$ .

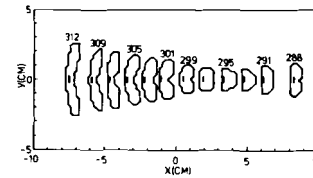


Рис. 6. Двумерный массовый спектр в фокальной плоскости  $O_4$  ( $A_0=300$ ).

На рис. 6 представлен расчетный массовый спектр в фокальной плоскости  $O_4$ . Каждый контур соответствует 10% уровню от максимального значения в пике. Расчет сделан в предположении отсутствия энергетического разброса ионов, вылетевших из ионного источника, что позволило определить максимальное разрешение прибора. Оно оказалось равным в плоскости промежуточного изображения  $O_2$  (рис. 7а)  $(M/\Delta M)_{\max} = 90$ , а в фокальной плоскости  $O_4$   $(M/\Delta M)_{\max} = 330$  (рис. 7б). Для сравнения на рис. 8 показаны расчетные массовые спектры, когда энергетический разброс ионов составлял  $\Delta E = 0,1$  кэВ, что характерно для лазерных источников ионов  $^{12}\text{C}$ . Видно заметное ухудшение массового разрешения (в фокальной плоскости  $M/\Delta M \approx 165$ ), которое тем не менее остается приемлемым для проведения работ по поиску СТЭ в природе.

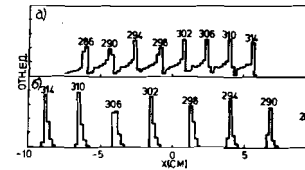


Рис. 7. Одномерные массовые спектры ( $\Delta E/E_0=0$ ):  
 а) плоскость промежуточного изображения  $O_2$ ;  
 б) фокальная плоскость  $O_4$ .

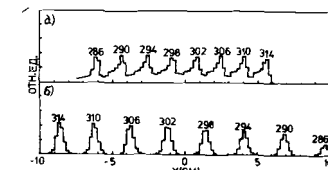


Рис. 8. Одномерные массовые спектры ( $\Delta E/E_0=0,1\%$ ):  
 а) плоскость промежуточного изображения  $O_2$ ;  
 б) фокальная плоскость  $O_4$ .

### 3. Заключение

Как показали расчеты, предлагаемый вариант масс-спектрометра обладает геометрическим акцептансом  $\epsilon_x = 15 \text{ л. мм. мрад}$  и  $\epsilon_y = 42 \text{ л. мм. мрад}$  (телесный угол захвата  $\Omega = 1,6 \cdot 10^{-3}$  ср), в пределах которого достигается практически 100% трансмиссия ионного пучка на фокальную плоскость прибора с разрешением  $M/\Delta M \leq 330$ . При работе в области масс  $A_0=300$  импульсный акцептанс масс-спектрометра  $\delta = \pm 2,5\%$  допускает одновременную регистрацию 30 массовых линий.

Нами были проведены измерения формы ахроматического изображения в плоскости  $O_3$  для источника  $\alpha$ -частиц, расположенного в плоскости  $O_1$ . Источник представлял собой слой  $^{249}\text{Cf}$ , нанесенный на подложку из бериллия в пределах круга диаметром 3 мм. Интенсивность источника составляла  $1,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  в 2л ср. Ввиду конечной толщины слоя ширина линии  $\alpha$ -спектра составляла около 10% (полная ширина на полувысоте пика). На рис. 2 (пунктир) показаны экспериментальные формы профиля изображения, полученные в плоскости  $O_3$ . Оптимальные значения возбуждения  $\alpha$ - и  $\beta$ -катушек оказались близкими к расчетным. Видно, что ширина изображения  $O_3$  определяется главным образом линейным коэффициентом увеличения (равным в данном случае 1). Влиянием членов 2-го порядка в выражениях (4), а также неучтенных нами абберационных коэффициентов более высокого порядка можно при данных геометрических и энергетических характеристиках источника  $O_1$  пренебречь.

Одним из возможных путей повышения эффективности установки является увеличение разрешения до уровня  $M/\Delta M \approx 1000$ , что потребует применения после плоскости ахроматического изображения  $O_3$  магнитной системы, включающей электрические и магнитные диполи.

Авторы благодарят академика Г.Н.Флерова за постановку задачи и большой интерес к работе, Д.Д.Богданова за полезные дискуссии и С.И.Сидорчука за помощь в проведении измерений.

#### Литература

1. Flerov G.N., Ter-Akopian G.M.-Rep.Prog.Phys., 1983, 46, p.817.
2. Флеров Г.Н. и др.-ЯФ, 1977, 26, с.449.
3. Flerov G.N. et al.-Z.Phys., 1978, A292, p.43.
4. Litherland A.E. et al.-Nucl.Instr.and Meth., 1981, 186, p.463.
5. Stephens W., Klein J., Zurmuhle E.-Phys.Rev., 1980, C21, p.1664.
6. Schwarzschild A.Z., Thieberger P., Cumming J.B.-Bull.An.Phys.Soc., 1978, 22, p.94.
7. Тер-Акопян Г.М. и др. ПИЗ-84-294, ОИЯИ, Дубна, 1984.
8. S.Becker, H.-J.Dietze - Isotopenpraxis 19(1982) 4, 105-112.
9. Sampln J. and Meunier R.-Nucl.Instr.and Meth., 1981, 186, p.445.
10. Brown K.L., Klar B.K. and Howny W.K. SLAC Report No. 91, Stanford Linear Acc. Center, Stanford, 1970.
11. Brown K.L., Carey D.C., Iselin Ch. and Rothacker F. CERN 80-04, Super Proton Synchrotron Division, 18 March 1980.
12. G.M.Arzumanian et al.-Int.J.Mass.Spectrom.Ion Processes, 64(1985), 255-264
13. H.-J.Dietze et al. - Isotopenpraxis 22 (1986) 6, 197-202.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 марта 1988 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-799	Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.

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