

УДК 537.534.2

Хасин Ю.И. Система измерения и обработки эмиттансов пучков ионов для автоматического эмиттансометра // Научное приборостроение. Л.: Наука, 1987.

Приведена система оперативного измерения эмиттансов пучков ионов в обеих плоскостях с полной первичной обработкой полученной информации. Библиогр.2 назв. Ил.6.

Ю.И.Хасин

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ЭМИТТАНСОВ ПУЧКОВ ИОНОВ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ЭМИТТАНСОМЕТРА

Описание пучков ионов в терминах шестимерного фазового пространства, используемое в теории транспортировки пучков, позволяет наиболее точно и полно охарактеризовать пучок, выходящий из источника, и количественно рассчитать характеристики масс-спектрометра или другой установки для научных исследований, в которой этот источник будет использован. Для экспериментального измерения плотности тока ионного пучка, формируемого масс-спектрометрическим источником ионов, в двумерных сечениях эмиттано^{*} (x , y) был разработан автоматизированный эмиттансе-

^{*} Эмиттано — область фазового пространства, занятая ионным пучком

метр [1] .

Эмиттансометр, схема которого представлена на рис.1 (вставка), представля-

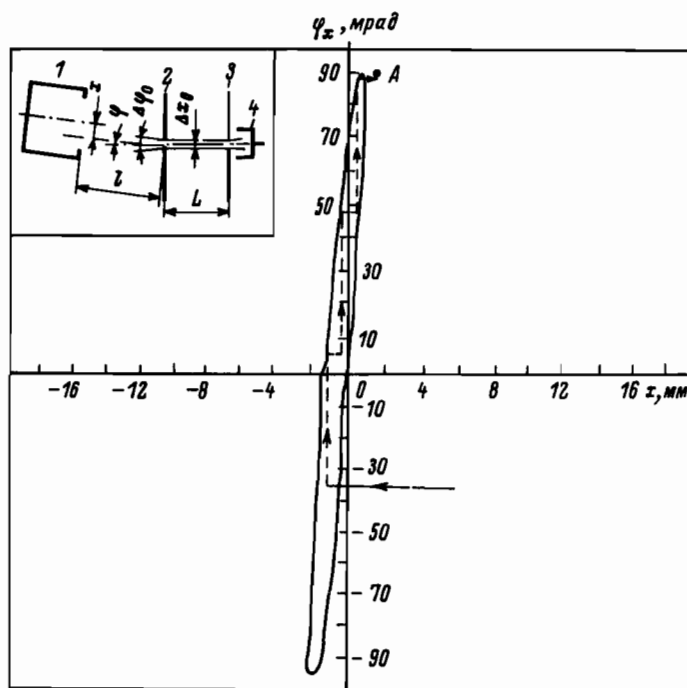


Рис.1. Эмиттанс пучка источника ионов с ионизацией электронным ударом, измерений в горизонтальной плоскости.

Схема эмиттансометра (вставка): 1 - источник ионов; 2 - первая диафрагма коллиматора; 3 - вторая диафрагма коллиматора; 4 - коллектор.

ет собой систему с механическим пошаговым сканированием источника ионов по линейной x и угловой y координатам относительно неподвижного коллиматора. Управление работой установки осуществляется с помощью вычислителя РОСА-1, входящего в состав установки и снабженного соответствующим программным обеспечением.

Измерение эмиттанса пучка заряженных частиц сводится к измерению функции $I(x, y)$ в соответствующей фазовой плоскости, где x - линейная, y - угловая координаты. Каждая точка этой функции есть величина тока элементарного пучка площади $\Delta x_0 \Delta y_0$ вырезаемого коллиматором из измеряемого пучка при изменении координат сканирования x и y и зарегистрированного на коллекторе ионов. Измерение функции $I(x, y)$ производится следующим образом. Источник ионов перемещается по координате x относительно оси неподвижного коллиматора с шагом, кратным n_x , и перемещается относительно центра входного отверстия коллиматора с шагом по углу, кратным n_y . В эмиттансометре $n_x = 0.025$ мм и $n_y = 0.5$ мрад ($\approx 2'$). Кратность шагов сканирования может быть любой и задается величинами k_x и k_y ($k = 1, 2, \dots$). Область измерения в эмиттансометре ограничена величинами $2C_x = 20$ мм и $2C_y = 6^\circ$, что достаточно для большинства масс-спектрометрических источников ионов. Процесс измерения функции $I(x, y)$ представляет собой последовательную фиксацию значений функции $I_{ij} = I(x_i, y_j)$, где $i = 1, 2, \dots, n_x$

$= \frac{2C_x}{n_x h_x}$; $j = 1, 2, \dots, m = \frac{2C_y}{n_y h_y}$. В результате получается матрица, содержащая n столбцов и m строк, часть элементов которой, относящаяся к пучку, будет иметь ненулевые значения. Элементы, относящиеся к фазовому пространству, не занятому пучком, будут иметь нулевые значения. Площадь, занятая пучком (на рис.1 она ограничена контуром), равна 115 мм², что составляет 2-3 % от общего поля измерений. Таким образом, сканирование по всему полю измерений приводит к непроизводительной трате времени и нерациональному использованию памяти машины.

Можно значительно уменьшить количество нулевых точек при измерении, если *a priori*, имеется некоторая информация о положении и форме эмиттанта, полученная до начала измерений. В связи с этим представляется разумным задачу определения эмиттанта разделить на две части: ориентировочное определение положения контура эмиттанта на поле измерений и собственно измерение эмиттанта.

Положение области, занятой пучком на поле измерений, и исходная точка сканирования определяются оператором при работе в режиме "Поиск". В этом режиме оператор имеет возможность быстро перемещать источник по обеим координатам сканирования. Значения координат высвечиваются на цифровом табло вычислителя. Чтобы высвечиваемые значения координат соответствовали действительному положению источника ионов, оператор при прохождении системой механических индикаторов нуля должен обнулить координаты, если их значения на табло были отличными от нулевых. При перемещении источника оператор судит о прохождении границы области, занятой пучком, по показаниям токоизмерительного прибора, соединенного с коллектором системы. С помощью серии последовательных перемещений источника по x и y координатам устанавливается ориентировочное положение области, занимаемой пучком, и выбирается исходная точка A начала сканирования. Одна из возможных схем поиска исходной точки показана на рис.1 пунктирной линией.

Координаты исходной точки должны удовлетворять двум условиям:

- при углах $\varphi > \varphi_A$ нет точек, принадлежащих эмиттансу, для установленного порога измерения f_0 ;
- исходная точка A должна быть справа от левой границы эмиттанта.

После определения исходной точки начинается собственно измерение эмиттанта, т.е. сканирование и измерение проходящего на коллектор тока. Сканирование производится по линейной координате x от исходной точки A в направлении уменьшения значений x до левой граничной точки в данной строке. При переходе на следующую строку значение угловой координаты y уменьшается на величину $n_y h_y$. В процессе сканирования (рис.2) на первой стадии движения по координате x определяется правая граничная точка $x_{гр}$ в данной строке, а на второй стадии происходит измерение силы тока, проходящего на коллектор.

Процедура начинается с измерения силы тока на коллектор в исходной точке A . Если измеренное значение I_A превышает установленный порог f_0 , т.е. точка A лежит в области, занятой пучком, и при этом имеется признак начала строки, то система осуществляет перемещение источника в сторону увеличения координаты x на величину $n_x h_x$. Это соответствует пути 1, 2, 3, 4 на схеме алгоритма. Такое перемещение будет осуществляться до тех пор, пока после очередного шага не будет выполняться одно из условий: $I \leq f_0$ либо $|x| \geq C_x$. В обоих случаях первая точка, удовлетворяющая одному из этих условий, становится граничной и ее координата $x_{гр}$ заносится в память машины. Процедура занесения координаты граничной точки в память и переход к измерению силы тока соответствуют пути 1, 2, 5, 6, 7 на схеме алгоритма. В случае, если сила тока, измерен-

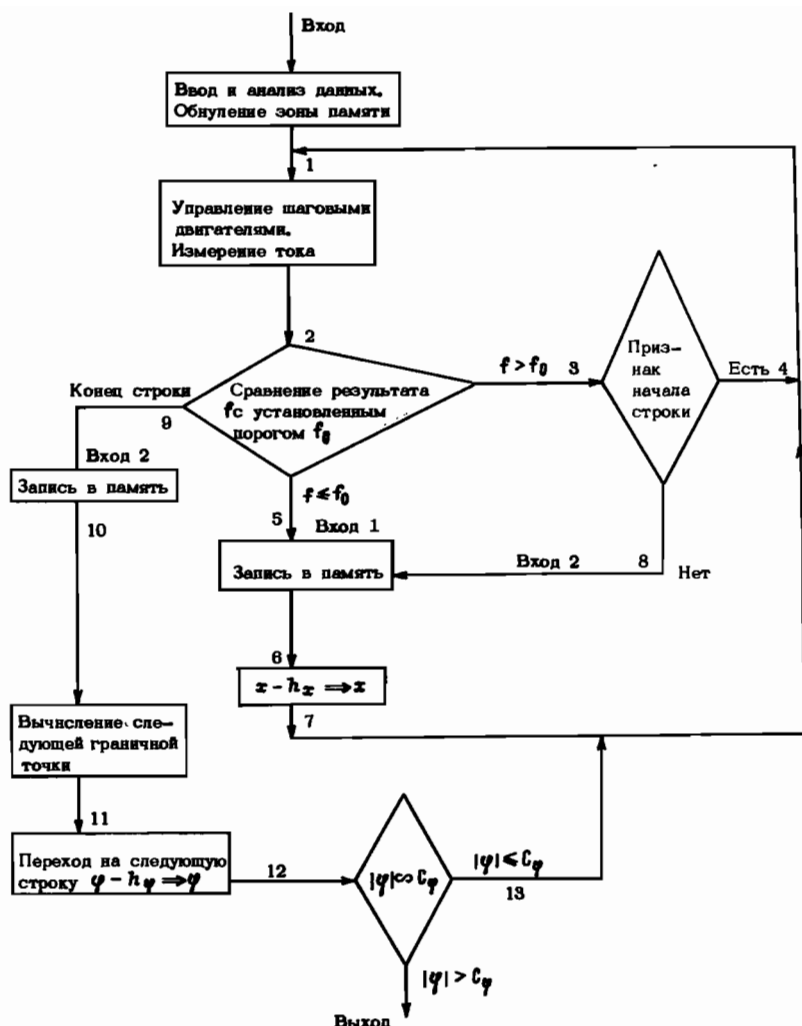


Рис.2. Упрощенная схема алгоритма сканирования.

ная в исходной точке, $I_A \leq f_0$, то система осуществляет смещение источника ионов на величину $n_x h_x$ в сторону уменьшения координаты x . Каждый шаг при этом соответствует прохождению по пути 1, 2, 5, 6, 7 на схеме, представленной на рис.2. Такое смещение будет продолжаться до тех пор, пока в какой-либо точке не будет выполняться условие $I > f_0$, после чего координата x предыдущей точки заносится в память как граничная. Затем движением по пути 1, 2, 3, 8, 6, 7 начинается процесс измерения и записи в память значений силы тока, приходящего на коллектор. Сканирование по строке будет продолжаться до тех пор, пока в какой-то точке не будет выполняться условие $I \leq f_0$ либо $|x| \geq C_x$. В обоих случаях в память вычислителя в очередную ячейку заносится ноль, означающий конец строчки, а система переходит к измерению следующей строки по пути 1, 2, 9, 10, 11, 12, 13 на схеме алгоритма. В случае, если при переходе на очередную строку выполняется условие $|ψ| > C_ψ$; то сканирование прекращается и вычислитель перехо-

дит в режим "Ожидание".

Каждый раз при переходе на следующую строку вычисляется значение координаты x , с которого должно начаться сканирование на новой строке. Предусмотрены два способа определения этой координаты. Первый способ предполагает, что граница эмиттанта вблизи измеряемой точки хорошо описывается прямой линией. После определения значения $x_{гр}$ в каждой строке параметры этой прямой корректируются. При втором способе координата x следующей граничной точки считается той же самой, что и $x_{гр}$ предыдущей строки. Второй способ применяется при измерении эмиттансов, имеющих изломанную, с выраженными особенностями границу.

После окончания процедуры сканирования в памяти вычислителя оказывается записанная информация о координатах граничных точек диаграммы эмиттанта и распределение интенсивности тока в пределах контура. Всякий раз после нуля, означающего конец строки, следует значение $x_{гр}$ следующей строки. Все остальные ячейки заняты значениями интенсивности тока в соответствующих точках (рис.3.). В приве-

x_1	I_1^1	I_2^1	I_3^1	I_4^1	0	x_2	I_1^2	I_2^2	0	x_n	I_1^n	I_2^n	I_3^n	0
-------	---------	---------	---------	---------	---	-------	---------	---------	---	-------	---------	---------	---------	---

Рис.3. Схема записи информации в память вычислителя.

денном примере первая строка содержит четыре точки, в которых измеренные значения силы тока превышают установленный порог f_0 , а последняя строка содержит три таких значения. Очевидно, что такая форма записи позволяет легко определить координату x любой измеренной точки. Координата y любой строки определяется из значения координаты исходной точки сканирования y_A и установленной величины h_y . Все эти вычисления выполняются в программах, разработанных для первичной обработки и отображения записанной информации.

Программное обеспечение эмиттансометра позволяет определить величины и все виды отображаемой информации, которые полностью характеризуют измеренный эмиттанс [2].

Кроме того, в состав программ обработки входит блок, позволяющий пересчитывать информацию, измеренную в плоскости первой диафрагмы коллиматора, к плоскости выходной щели источника ионов (рис.4). Блок "Приведение к плоскости выход-

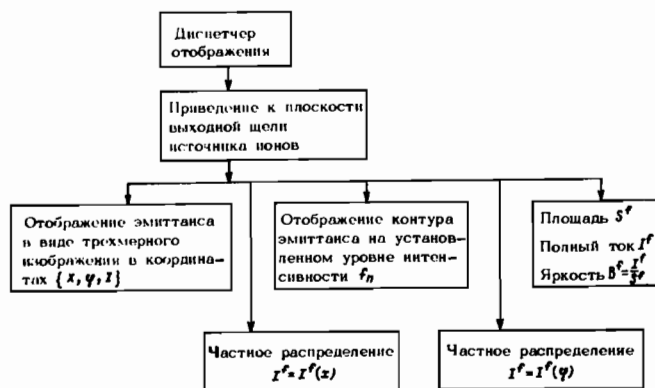


Рис.4. Состав комплекта программ обработки и отображения.

ной щели источника ионов" обеспечивает преобразование координат точек, измеренных в плоскости первой диафрагмы коллиматора, в соответствии с уравнениями

$$x_n = x_k - \ell y_k; \quad y_n = y_k, \quad (1)$$

где x_n, y_n - координаты точек в плоскости выходной щели источника; x_k, y_k - координаты точек в плоскости первой диафрагмы коллиматора; ℓ - расстояние от выходной щели источника до первой диафрагмы коллиматора.

После подстановки числовых значений размерных коэффициентов и упрощения уравнения (1) приобретают вид, который и реализуется вычислителем:

$$x_n = x_k - \ell \frac{n_y}{n_x} \Phi_k = x_k - 2\Phi_k; \\ \Phi_n = \Phi_k. \quad (2)$$

Здесь переменные выражены в машинных единицах.

На рис.5 представлена диаграмма эмиттанса пучка в одном из режимов работы.

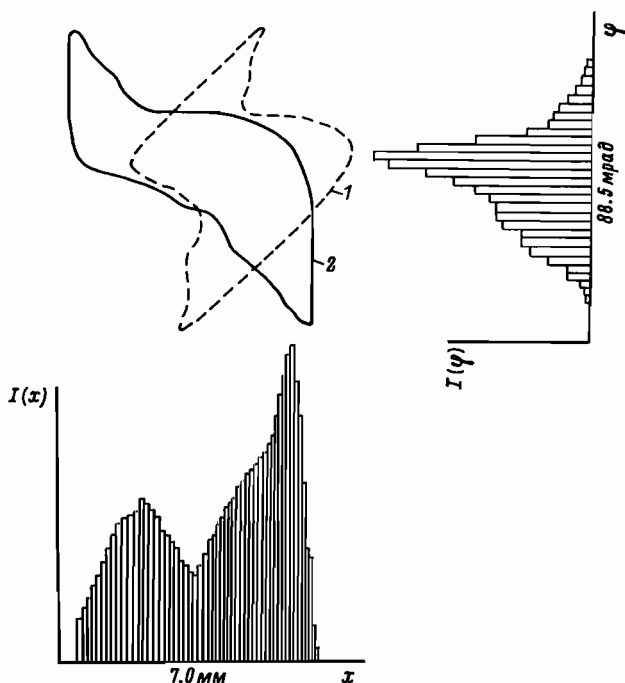


Рис.5. Эмиттанс пучка источника ионов ИЭ-26 в вертикальной плоскости $S = 153$ мм·мрад.

1 - контур границы эмиттанса, измеренного в плоскости первой диафрагмы коллиматора; 2 - контур границы эмиттанса, приведенного в плоскость выходной щели источника ионов. $I(x)$ - гистограмма распределения тока по x . $I(y)$ - гистограмма распределения тока по y .

Все остальные программы обработки и отображения работают с данными, приведенными к одной из плоскостей по выбору оператора. При выходе на программы отображения на экране выводится трехмерное изображение измеренного массива в координатах $\{x, y, I\}$, относящееся к плоскости первой щели коллиматора. Оно дает общее представление о форме эмиттанса и распределении интенсивности в пределах

контура. После выбора масштаба это изображение, приведенное к одной из плоскостей, можно документировать на диаграмме самописца.

Возможно получение изображения лишь границы контура эмиттанта. В этом случае представление о распределении интенсивности в пределах границы получается нанесением нескольких изоинтенсивных кривых, являющихся границами области на разных уровнях интенсивности (рис.6).

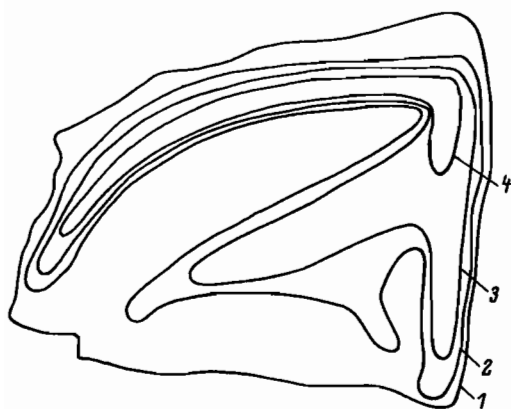


Рис.6. Контур границы эмиттанта пучка источника ионов ИЭ-20 в вертикальной плоскости.

1 - пороговый уровень $f_0 = 3 \cdot 10^{-14} \text{ А}$, $S_0 = 221 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$; 2 - пороговый уровень $f_1 = 6 \cdot 10^{-14} \text{ А}$, $S_1 = 154 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$; 3 - пороговый уровень $f_2 = 13 \cdot 10^{-14} \text{ А}$, $S_2 = 121 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$; 4 - пороговый уровень $f_3 = 25 \cdot 10^{-14} \text{ А}$, $S_3 = 78 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$.

Программа "Площадь. Полный ток. Яркость" позволяет вычислять площадь, ограниченную диаграммой эмиттанта на заданном уровне интенсивности, приходящийся на эту площадь полный ионный ток и отношение этих величин, называемое яркостью. При вычислении этих величин интенсивности токов отсчитываются от величины порога, устанавливаемого оператором при обращении к блоку.

Площадь S^f , в пределах которой интенсивность тока превышает порог f , определяется по формуле

$$S^f = \sum_{i,j} \Delta x_i \Delta y_j, \quad (3)$$

где Δx_i - промежуток между граничными точками в строках, мм;

Δy_j - промежуток между строками, мрад.

Учитывая, что сканирование производится с неизменными шагами, и подставляя значения n_x и n_y , получаем

$$S^f = \frac{h_x h_y}{80} \sum_i \Delta x_i, \quad (4)$$

что и реализуется вычислителем.

Значение силы полного тока I_n^f , отсчитываемого от порога f , определяется по формуле

$$I_n^f = \left[\Delta x \Delta y / \frac{2(\Delta x_0)^2}{L} \right] \sum_i I_i^f, \quad (5)$$

где Δx , Δy - значения шагов сканирования по обеим координатам, мм и мрад соответственно; Δx_0 - ширина щелей коллиматора; L - база коллиматора;

I_i^f - измеренные значения силы токов, отсчитанные от уровня f .

После подстановки числовых значений входящих величин и размерных множителей получаем выражение, реализуемое вычислителем:

$$I_n^f = \frac{n_x h_x n_y h_y L}{2(\Delta x_0)^2} \sum_i I_i^f = \frac{h_x h_y}{8} \sum_i I_i^f. \quad (6)$$

Яркость B^f определяется как отношение

$$B^f = \frac{I_n^f}{S^f} = 10 \frac{\sum_i I_i^f}{\sum_i \Delta x_i}. \quad (7)$$

Программа "Распределение по x " позволяет преобразовать информацию, содержащуюся в памяти вычислителя, в форму распределения интенсивности тока по линей-

ной координате по формуле

$$I(x_i) = \sum_j I_{x_i}(y_j), \quad (8)$$

где $I_{x_i}(y_j)$ — значения силы токов, относящиеся к зафиксированной величине x_i .

Программа "Распределение по φ " позволяет преобразовать информацию, содержащуюся в памяти вычислителя, в формулу распределения интенсивности по угловой координате φ

$$I(\varphi_j) = \sum_i I_{\varphi_j}(x_i), \quad (9)$$

где $I_{\varphi_j}(x_i)$ — значения токов, относящихся к зафиксированной величине φ_j .

Оба распределения можно построить на диаграмме самописца в виде гистограмм, нормированных на максимальное значение интенсивности, или распечатать на ленте ШПМ (без нормировки) (см. рис. 5).

Кроме перечисленных программ обработки и отображения в программное обеспечение эмиттансометра входят вспомогательные программы, облегчающие работу оператора, с помощью которых осуществляется контроль работы отдельных систем установки.

Описанная система позволяет проводить оперативное измерение эмиттансов пучков источников ионов в обеих плоскостях и проводить полную первичную обработку полученной информации. При этом максимально полно используется оперативная память применяемого вычислителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тез. докл. III Всесоюз. конф. по масс-спектрометрии. Л., 1981. С. 251.
2. Applied Charged Particle Optics/ Ed. by A. Septier. 1981. Pt A. P. 210.

В.А. Герасимов, И.Р. Шелпакова

ИСКАЖЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ ПРИ ИХ ПЕРЕНОСЕ В ИСКРОВОМ ИОННОМ ИСТОЧНИКЕ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА

Ранее [1] мы отмечали, что невоспроизводимость соотношения ионов разной зарядности в регистрируемых масс-спектрах может быть обусловлена неравномерным их распределением по сечению ускоренного пучка и недостаточной воспроизводимостью оборки съемных элементов в источнике ионов искрового масс-спектрометра. Действительно, из общих соображений следует ожидать, что электрическое ускоряющее поле, провисающее через вытягивающее отверстие в зону свободного разлета искровой плазмы, собирает и фокусирует пучок ионов таким образом, что при дальнейшем следовании ионы с повышенной зарядностью ($Z > 1$) или с относительно малой начальной энергией концентрируются в центральной части ускоренного пучка, а на его периферии остаются однозарядные и высокоэнергетичные ионы. На рис. 1 в качестве примера представлены рассчитанные на ЭВМ траектории однозарядных ионов, выходящих с поверхности образца под одинаковым углом ($\tan \alpha_0 = 0.1$) к ионно-оптической оси источника, но отличающихся начальными энергиями E_0 . По мере

* Расчеты выполнены Л.Н. Галль и Г.Д. Черкашиной по программе КСИ-БЭСМ.