

04; 12

© 1991

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ  
ИОНОВ ЛАЗЕРНО-РАЗРЯДНОГО ИСТОЧНИКА,  
РАЗРЕШЕННЫХ ПО ВРЕМЕНИ ЭМИССИИ,  
ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО  
МАСС-АНАЛИЗАТОРА

М.Е. Белов, Ю.А. Быковский,  
А.Е. Грузинов, В.Б. Лагода

Как было показано ранее [1], лазерно-разрядный источник может быть использован как анализатор короткоживущих трудноионизируемых изотопов. Однако в таком режиме работы правильная интерпретация полученных экспериментальных данных возможна лишь при сохранении индивидуальных особенностей разряда, т.е. когда энергетические спектры ионов определенного отношения массы к заряду такого источника получаются за один импульс разряда.

В данном сообщении описана методика восстановления энергетических спектров ионов лазерно-разрядного источника с разрешением по времени эмиссии при помощи электродинамического анализатора за один импульс разряда.

Эксперимент проводился по следующей схеме (рис. 1). После фокусировки излучения лазера ( $Nd-YAG$ , 1.06 мкм, энергия в 10 нс импульсе - 50 мДж) на торце центрального электрода разрядной системы, поддерживавшегося под напряжением 1.8 кВ, лазерная плазма закорачивала межэлектродный промежуток (диаметр центрального электрода - 10 мм, зазор между электродами - 6 мм, диаметр выходного отверстия - 15 мм), что приводило к его пробое, образованию разрядной плазмы, сжатию ее на оси под действием собственного магнитного поля протекающего через плазму тока и выбросу плазменного сгустка в направлении анализирующей аппаратуры. В дальнейшем производился разрыв разрядной плазмы мелкоструктурными сетками, находившимися на оси разрядной системы на расстоянии 70 мм от входной щели анализатора, и регистрации образовавшихся ионных пакетов электродинамическим анализатором с времяпролетной базой 1400 мм, запускавшимся с задержкой относительно начала протекания разряда. Параллельно анализ протекающих в разрядной системе процессов проводился электронно-оптическим преобразователем (ЭОП), запускавшимся с переменной задержкой относительно образования плазмы на торце центрального электрода.

Принцип работы электродинамического анализатора, поле в котором меняется по закону:

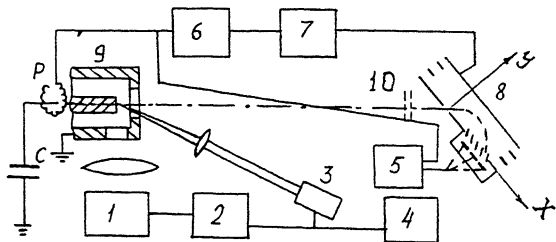


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - электронно-оптический преобразователь, 2 - блок задержки, 3 - лазер, 4 - генератор импульсного напряжения, управляющий работой электрооптического затвора лазера, 5 - осциллограф С8-13, 6 - блок задержки, 7 - генератор импульсного напряжения специальной формы:

$V(t) = \frac{V_0}{(T+t)^2}$ , 8 - электродинамический масс-анализатор, 9 - разрядная система, 10 - мелкоструктурные сетки, P - пояс Роговского, X, Y - система координат.

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{(T+t)^2},$$

где  $T$  - время пролета иона от выходного отверстия источника до входа в анализатор, достаточно подробно был описан прежде [2-4], когда он применялся для исследования лазерной плазмы. Существенное отличие исследуемого нами пинчующегося разряда состоит в том, что длительность его (14 мкс) значительно превышает время эмиссии ионов из лазерной плазмы (100 нс). Поэтому на коллекторной пластине анализатора происходит „размывание“ ионного сигнала данного отношения массы к заряду ( $m/z$ ) в пространстве и во времени из-за наличия разброса во времени эмиссии ионов. Поэтому требуется специальная методика, позволяющая правильно интерпретировать коллекторные сигналы масс-анализатора и восстанавливать разрешенные по времени эмиссии энергетические спектры ионов данного отношения  $m/z$ . Анализ области ионной эмиссии сильноточного разряда, проведенный в [5], позволяет сделать вывод, что при данной энергетике разряда ( $W = 20$  Дж, где  $W$  - запасенная энергия) область эмиссии представляет собой кольцо с внутренним диаметром 10 мм и шириной 10 мм, что при времяпролетной базе в 1400 мм внесет ошибку около 2% в результат восстановления энергетических спектров, если предположить, что источник ионов точечный.

Рассмотрим ион, испускаемый с задержкой  $\tau$  относительно начала протекания эмиссионных процессов в разрядной системе. В этом случае уравнение движения иона и начальные условия будут иметь вид:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = - \frac{ze E_0}{(T+t+\tau)^2}, \quad x_0 = y_0 = 0,$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = 0, \quad (1) \quad \left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = \left. \frac{dy}{dt} \right|_{t=0} = \frac{L}{\sqrt{2}} \frac{t}{T}, \quad (2)$$

где  $L$  – расстояние от источника до входной щели анализатора. Интегрируя (1) при заданных начальных условиях (2) и учитывая, что  $\frac{t}{T+\tau} \ll 1$ , получаем координату прихода иона на систему коллекторов при условии, что он был испущен с задержкой  $\tau$ :

$$x = x_0 \left( 1 + \frac{\tau \sqrt{2E'}}{L \sqrt{m}} \right)^2, \quad x_0 = \frac{L^2 m}{ze E_0}. \quad (3)$$

Выразив время пролета иона от источника до анализатора через энергию, приходим к уравнениям взаимно-однозначной связи координаты и времени прихода иона на коллекторную пластину с его энергией и временем эмиссии:

$$\tau = t \left( 1 - \sqrt{\frac{x}{x_0}} \right), \quad E = \frac{L^2 m x}{2 x_0 t^2}. \quad (4)$$

Введем в факторном пространстве  $(E, \tau)$  функцию плотности частиц  $n_1(E, \tau)$ , которая представляет собой число частиц, лежащих в единичном энергетическом диапазоне и эмиттированных в единицу времени ( $E$  – энергия,  $\tau$  – время эмиссии). Аналогично, в факторном пространстве  $(x, t)$  вводится функция плотности частиц  $n_2(x, t)$ , представляющая собой число частиц, пришедших на коллекторную систему в единичный диапазон координат и в единицу времени ( $x$  – координата прихода иона на коллекторную пластину,  $t$  – время прихода иона). Из условия сохранения полного числа частиц связь между функциями плотности будет иметь вид:

$$n_1(E, \tau) = n_2(x, t) \frac{2 x_0 t^2}{L^2 m}, \quad (5)$$

где  $\frac{2 x_0 t^2}{L^2 m}$  – якобиан перехода от пространства  $(E, \tau)$  к пространству  $(x, t)$ . Экспериментально регистрируется, однако, величина:

$$\frac{dN_i}{dt} = \int_{x_i}^{x_i + \Delta x_i} n_2(x, t) dx, \quad (6)$$

где  $\frac{dN_i}{dt}$  – число частиц, пришедших на  $i$ -й коллектор в единицу времени,  $x_i$  – координата  $i$ -го коллектора,  $\Delta x_i$  – ширина  $i$ -го

коллектора. Введем функцию, которая представляет собой число частиц, пришедших в единицу времени в диапазон координат от  $x_0$  до  $x$ :

$$\frac{dN}{dt}(x, t) = \int_{x_0}^x n_2(x, t) dx \quad (7)$$

Посредством регистрации числа частиц системой коллекторов можно определить дискретные значения функции  $\frac{dN}{dt}(x, t)$  в конечном числе точек:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt}(x_1 + \Delta x_1, t_k) &= \frac{dN_{1k}}{dt}, \\ \frac{dN}{dt}(x_2 + \Delta x_2, t_k) &= \frac{dN_{1k}}{dt} + \frac{dN_{2k}}{dt}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{dN}{dt}(x_m + \Delta x_m, t_k) = \sum_{i=1}^m \frac{dN_{ik}}{dt},$$

где  $x_1 < x_2 < \dots < x_m$ ,  $\frac{dN_{ik}}{dt} > 0$ ,  $i = 1, 2, \dots, m$ ;  $k = 1, 2, \dots, n$ .

Из (8) видно, что функция  $\frac{dN}{dt}(x, t)$  является монотонно возрастающей по  $x$ , если коллекторный сигнал отличен от нуля. Таким образом, если через  $m$  опорных точек  $(\frac{dN_{ik}}{dt}(x_i + \Delta x_i, t_k))$ ,  $i = 1, 2, \dots, m$ , задаваемых экспериментально регистрируемыми величинами  $(\frac{dN_{ik}}{dt}(x_i + \Delta x_i, t_k))$ ,  $i = 1, 2, \dots, m$ , провести интерполяционную кривую и продифференцировать ее по координате прихода иона на коллекторную пластину, то с помощью (7) можно определить  $n_2(x, t)$ , а используя (6), восстановить функцию плотности частиц  $n_1(x, t)$ .

Использование динамического анализатора позволило довести временное разрешение рассмотренной методики восстановления энергетических спектров до 1 мкс при пятиканальной системе регистрации. Для сравнения, использование статического анализатора требует увеличения числа каналов регистрации в 5–7 раз по сравнению с динамическим для получения требуемого временного разрешения [5].

Результаты покадровой съемки и восстановления энергетических спектров с разрешением по времени эмиссии, полученных из коллекторных сигналов динамического анализатора посредством описанной выше методики представлены на рис. 2. Черная полоса на снимках является геометрической тенью торцевой поверхности внешнего электрода. Видно, что с момента образования лазерной плазмы 0,3 мкс до 5 мкс происходит увеличение общего количества ионов, эмиттируемых в единицу времени в единичный телес-

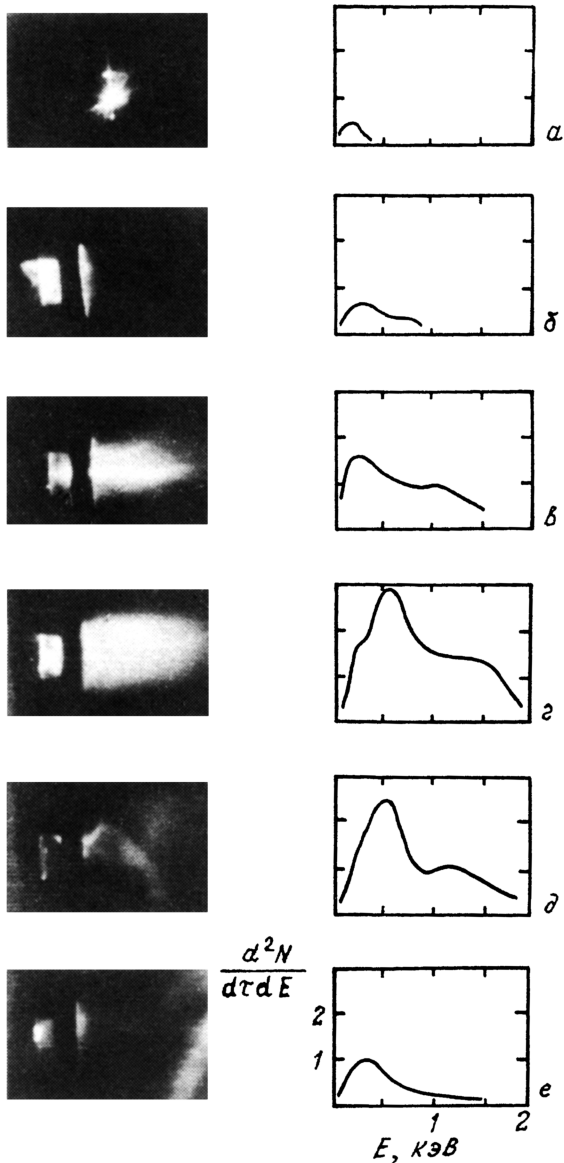


Рис. 2. Результаты покадровой съемки разряда (видимая область спектра, время экспозиции - 150 нс) и восстановления разрешенных по времени эмиссии энергетических спектров ионов лазерно-разрядного источника, а - соответствует задержке 0.3 мкс от запуска лазера, б - 1.3 мкс, в - 3 мкс, г - 5 мкс, д - 7 мкс, е - 9 мкс.

ный угол, а также количества высокоэнергетичных ионов. В случае покадровой съемки этот вывод может быть сделан из увеличения объема, яркости и уменьшения расходимости светящейся области. В области от 5 до 9 мкс обе методики регистрируют уменьшение как общего количества эмиттируемых ионов, так и снижение в спектре доли высокоэнергетичных ионов.

Таким образом, разработана эффективная методика восстановления энергетических спектров ионов лазерно-разрядного источника с разрешением по времени эмиссии при помощи электродинамического масс-анализатора за один импульс разряда, на базе которой возможна оптимизация параметров анализатора короткоживущих трудноионизируемых изотопов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [ 1 ] Б е л о в М.Е., Б ы к о в с к и й Ю.А., Г р у з и н о в А.Е., Л а г о д а В.Б. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 20. С. 49-53.
- [ 2 ] O r o n M., P a i s s Y. // Rev. Sci. Instrum. 1973. Т. 44. N. 9. P. 1293-1296.
- [ 3 ] S h o w d h u r y S.S., C l e m e n t R.M., M i l e s H.T. // J. Phys. E.: Sci. Instrum. 1980. V. 13. P. 1099-1105.
- [ 4 ] E i c h e r J., R o h r K., W e b e r H. // J. Phys. E.: Sci. Instrum. 1983. V. 16. P. 903-908.
- [ 5 ] Б е л о в М.Е., Б ы к о в с к и й Ю.А., Г р у з и н о в А.Е., Л а г о д а В.Б. Препринт МИФИ, 021-91. 1991.
- [ 6 ] Б е к к е р. Диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1973. В. 3. С. 59-61.

Поступило в Редакцию  
12 марта 1991 г.

В окончательной редакции  
21 июня 1991 г.