

Г. И. РАМЕНДИК, В. И. ДЕРЖИЕВ, В. Н. ГУЩИН, М. С. ЧУПАХИН

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВАКУУМНОГО ПРОМЕЖУТКА

(Представлено академиком А. П. Виноградовым 3 IX 1974)

Вопрос о механизме ускорения ионов, образующихся в плазме вакуумного искрового разряда, имеет как самостоятельное научное, так и прикладное значение. Этот разряд используется для получения ионов в масс-спектрометрах с искровыми источниками ⁽¹⁾, где большой разброс образующихся ионов по энергиям (до 2,5 кэВ и выше) приводит к существенному усложнению анализатора и искажению результатов эксперимента.

Принято считать, что в разлетающейся плазме ионы ускоряются электронами по механизму амбиполярной диффузии, рассмотренному Плютто ⁽²⁾. В изотропно расширяющейся плазме в результате кулоновского взаимодействия скорости легких частиц (электронов) и тяжелых (ионов) выравниваются, поэтому энергетический разброс ионов не зависит от их массы и приложенного к электродам напряжения.

Однако для плазмы, образованной в искровом источнике масс-спектрометра, могут действовать и другие механизмы ускорения ионов. Плазменное образование имеет чрезвычайно малый характерный линейный размер ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$ см), сопоставимый с глубиной проникновения δ электрического поля пробивного напряжения в плазму ⁽³⁾:

$$\delta = c/\omega_p \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ см};$$

здесь c — скорость света, ω_p — лэнгмюровская частота для плазмы (плотность плазмы принята равной 10^{18} см^{-3}). Поэтому напряжение, сохраняющееся в момент пробоя на электродах, может оказывать существенное влияние на характер ускорения ионов.

Это предположение подтверждено исследованиями энергетического и углового распределения ионов, создаваемых в искровом источнике. Эксперименты проводились на стандартном масс-спектрометре с двойной фокусировкой ⁽¹⁾ с использованием зондовой методики ⁽⁴⁾, т. е. с конфигурацией электродов плоскость — острие. Анодом служила медная пластинка, катод был изготовлен из танталовой проволоки диаметром ~ 100 мкм. Напряжение пробоя вакуумного промежутка составляло ~ 70 кВ.

Энергетический разброс ионов измеряли двумя способами: изменением напряжения на фокусирующих пластинах в источнике ионов или варьированием потенциалов на пластинах электростатического анализатора. Результаты, приведенные на рис. 1, показывают, что с увеличением энергии пучок ионов обогащается легкими частицами образца в ущерб более тяжелым. Полученные кривые не являются монотонными. Причина этого в настоящее время нам не известна.

Отношение выхода ионов для двух взаимно перпендикулярных направлений (90° и 0°) по отношению к поверхности медного образца представлено на рис. 2. Результаты получены поворотом электродов в источнике ионов, причем данные для ионов с близкими массами (например, алюминий и кремний, висмут и свинец) осреднены. Из рисунка видно, что уменьшение угла также приводит к падению числа тяжелых ионов и росту легких.

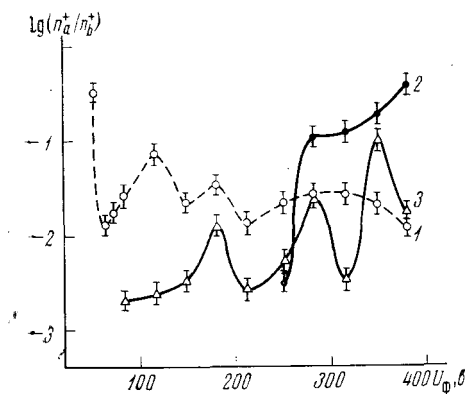


Рис. 1

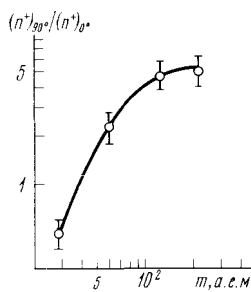


Рис. 2

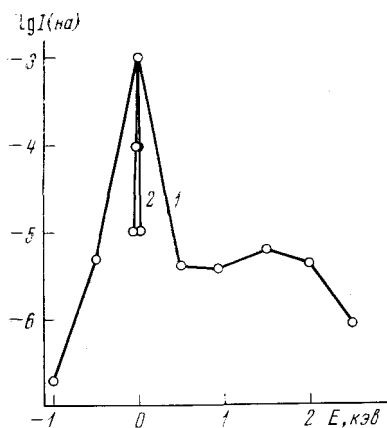


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость относительного содержания ионов в масс-спектре от напряжения на фокусирующих пластинах. 1 — Ta^+/Si^+ , 2 — Ca^+/Fe^+ , 3 — C^+/Fe^+

Рис. 2. Зависимость выхода ионов из плазменного образования от направления разлета (данные получены одновременным измерением ионов восьми элементов — Al, Si, Cr, Ag, Sn, Sb, Pb, Bi)

Рис. 3. Энергетический разброс ионов в вакуумном разряде. 1 — без емкости отсечки, 2 — емкость отсечки $C \approx 2$ пФ

Поскольку энергия ионов и угол поворота вектора их скорости зависят от массы, приведенные данные свидетельствуют о том, что энергетический разброс ионов, образующихся в искровом источнике, обусловлен их движением в поле пробивного напряжения между электродами.

Оценка показывает, что энергия W , приобретаемая ионами в убывающем по времени электрическом поле, определяется зависимостью

$$W = \frac{(Ze)^2 U_0^2}{2md^2} (\tau^*)^2, \quad (1)$$

где τ^* — постоянная спада поля, U_0 — напряжение пробоя для данной величины вакуумного промежутка, Ze — заряд иона, m — масса иона, d — расстояние между электродами.

Из выражения (1) следует, что энергия образующихся ионов должна зависеть от времени их ускорения. Этот принципиальный вывод был подтвержден экспериментом с прерыванием искрового разряда при помощи емкости, включенной в цепь электродов ⁽⁵⁾. С этой целью медный анод был заменен на кварцевую пластинку толщиной 0,9 мм. Емкость отсечки создавалась в момент пробоя объемом кварца, находящегося между плазменным образованием на поверхности пластины и металлическим держателем образца. Величина емкости составляла ~ 2 пФ и ее наличие в разрядном контуре приводило к сокращению длительности пробоя от 3 до 0,3 мксек. Как видно из результатов, приведенных на рис. 3, при этом ширина энергетического распределения (на уровне 1% от высоты пика) уменьшилась от

~ 1 кэв до ≤ 50 эв. Отсюда следует, что сокращение длительности разряда не только повышает степень ионизации вещества (⁵), но и значительно снижает разброс образующихся ионов по энергиям. Результирующая ширина энергетического спектра ионов оказывается гораздо меньше, чем полосу энергий, пропускаемая масс-анализатором с двойной фокусировкой. Поэтому ошибка анализа, связанная с разницей в энергии ионов различных элементов, практически исключается. Благодаря малому разбросу ионов по энергиям представляется возможность объединить искровой источник с динамическим масс-анализатором, например квадрупольного типа. При этом будут сохранены аналитические достоинства масс-спектрометра с двойной фокусировкой.

Институт геохимии и аналитической химии
им. В. И. Вернадского
Академии наук СССР

Поступило
5 VIII 1974

Всесоюзный научно-исследовательский институт
химических реактивов и особо чистых веществ
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. С. Чупахин, О. И. Крючкова, Г. И. Рамендик, Аналитические возможности искровой масс-спектрометрии, М., 1972. ² А. А. Плютто, ЖЭТФ, т. 39, 1589 (1960). ³ Вопросы теории плазмы, в. 6, М., 1972, стр. 189. ⁴ Г. И. Рамендик, М. С. Чупахин и др., ЖАХ, т. 29, 238 (1974). ⁵ М. С. Чупахин, Г. И. Рамендик и др., ДАН, т. 240, 1074 (1973).