

Принципиальное отличие цилиндрической и конической форм полюсных наконечников проявляется в характере распределения радиальной компоненты намагниченности вблизи перехода наконечник—зазор. В цилиндрическом полюсном наконечнике радиальная компонента резко возрастает, начиная с центра наконечника (кривая 1 на рис. 3, б), что характеризует сильное рассеяние магнитного потока за пределы зазора и обуславливает неоднородность создаваемого магнитного поля. В конусном полюсном наконечнике при оптимальных размерах зазора она в радиусе 15 мм от центра имеет постоянное, близкое к нулю значение (рис. 4, б, кривая 1), что характеризует слабое рассеяние магнитного потока, это и обуславливает высокую однородность магнитного поля. На краю полюса радиальная компонента резко возрастает — проявляется краевое рассеяние магнитного потока.

Таким образом, конусные полюсные наконечники электромагнита выполняют роль не только концентратора магнитного потока для достижения требуемой величины магнитного поля, но и роль элемента коррекции неоднородности магнитного поля по центру зазора. Последняя функция реализуется только при определенных соотношениях длины и диаметра зазора.

Достижение высокой пространственной однородности магнитного поля, таким образом, связано с оптимизацией в броневой конструкции электромагнита не только размеров зазора, но также соотношения диаметров полюса и полюсного наконечника, и их длин. Полученные оптимальные соотношения размеров межполюсного зазора могут быть использованы при создании других конструкций МС при условии соблюдения полученных пропорций в отношении размеров основных частей МС.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. На основе тщательного вычислительного эксперимента создан малогабаритный осесимметричный электромагнит простой броневой конструкции, создающий магнитное поле с однородностью $2 \cdot 10^{-5}$ в рабочей области с размерами $\varnothing 20 \cdot 4$ мм². Даны рекомендации по разработке МС такого типа.

2. Показана возможность достижения высокой однородности магнитного поля $\sim 10^{-5}$ без использования шимм и криволинейных конструктивных элементов.

3. Показано, что распределение намагниченности ферромагнитных элементов существенно в формировании однородных магнитных полей.

Список литературы

- [1] *Кашилин В. С., Ламзин Е. А.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 4. С. 728—733.
- [2] *Лузвич А. А., Кременькова Н. В.* // Вестн. АН БССР. Сер. физ.-техн. наук. 1983. № 4. С. 102—104.
- [3] *Курбатов П. А., Аринчин С. А.* Численный расчет электромагнитных полей. М.: Энергоатомиздат. 1984. 168 с.

Белорусский государственный университет им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.

ДИСКРЕТНЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СЕЛЕКТИРОВАННЫХ ПО МАССАМ ИОННЫХ ПУЧКОВ

А. Г. Зиновьев, А. А. Перов, А. П. Симонов

В настоящее время в исследовательских работах и для аналитических целей часто используются не одностадийные масс-спектрометрические приборы, а различные сочетания масс-спектрометров (МС) с энергоанализаторами (ЭА) [1]. Наиболее широко применяют промышленно выпускаемые приборы с комбинацией статических ЭА—МС или МС—ЭА. В последнее время интенсивно проводятся работы с использованием приборов с двумя масс-анализаторами, конструкция МС—МС с использованием метода столкновительной диссоциации ионов позволяет получать более детальную информацию о структуре сложных молекул [2]. Добавление в эту систему энергоанализатора в качестве третьей ступени, т. е. сочетание МС—

МС—ЭА, дает возможность судить об энергетике распада, исходных состояниях и о перераспределении энергии, происходящем при взаимодействии иона с различными частицами или фотонами. В результате столкновений выделенного иона в пространстве между масс-анализаторами с молекулами мишени происходит упругое и неупругое рассеяние иона с переходом внутренней энергии в кинетическую энергию реагентов и продуктов взаимодействия. Вследствие этого происходит как увеличение геометрических размеров, так и одновременно увеличение немонокинетичности пучка ионов-продуктов. Обе причины вызывают увеличение изображения входной щели второго масс-анализатора [3]. Обычный метод энергоанализа пучка ионов, выходящего из второго масс-анализатора, когда при использовании энергоанализатора с узкой входной щелью (т. е. с хорошим разрешением по энергии) проводится непрерывная развертка напряжения на обкладках энергоанализатора и регистрируется спектр энергий ионов, попавших во входную щель энергоанализатора, в данной ситуации непеременим, так как после настройки масс-анализатора на определенную массу только часть выделенных продуктов взаимодействия будет проанализирована по энергии. При увеличении выходной щели МА до полного пропускания уширенного из-за энергоразброса пучка уменьшается разрешение МА и возникает необходимость использования ионно-оптических систем для фокусировки пучка ионов на узкую входную щель ЭА, что ограничивается широким диапазоном измеряемых средних энергий ионных пучков и большим (до 10 %) энергоразбросом в пучке либо сложностью и громоздкостью таких систем.

В данной работе приведен метод энергоанализа, применяемый на двойном масс-спектрометре с энергоанализатором (система МС—МС—ЭА) при исследовании процессов столкновительной и фотоиндуцированной диссоциации ионов. Ионный пучок из ионного источника разделяется по массам первым масс-анализатором, затем ионы с выбранным m/e проходят через входную щель первого МС и анализатор-монитор в камеру столкновений. В камере столкновений происходит взаимодействие пучка ионов с атомами мишени T или с фотонами, и продукты реакции попадают во входную щель второго МС, который разделяет осколочные ионы по массам. Разверткой магнитного поля по величине производится регистрация масс-спектра осколков. При настройке на фрагмент выбранной массы ионный пучок при нулевом напряжении на электродах ЭА одновременно проходит через входную и выходную щели энергоанализатора $S_{ЭА}$. В качестве энергоанализатора используется несимметричная одиночная трехэлектродная линза с цилиндрическими средними электродами, обладающая высокими дисперсионными свойствами [4-6]. Энергоанализатор имеет регулируемые по ширине (от 0 до 10 мм) входную и выходную щели, диаметр цилиндрических средних электродов равен 20 мм, высота 70 мм. Расстояние от входной щели до среднего электрода равно 35 мм и от среднего электрода до выходной щели 23 мм. Энергоанализатор может двигаться в горизонтальной плоскости и вращаться в пределах 45° относительно горизонтальной и вертикальной осей, что обеспечивает точность настройки и наилучшее разрешение по энергии. Линза работает в телескопическом режиме, при подаче напряжения на средние электроды линзы ион, проходящий через щели $S_{ЭА}$, дважды пересекает ось линзы. Такой режим работы дает возможность довольно просто юстировать энергоанализатор по пучку ионов при нулевом потенциале среднего электрода. Выходная щель второго МС $S_{МА}$ и входная щель ЭА расположены на расстоянии 50 мм друг от друга, что обеспечивает необходимую для работы ЭА коллимацию ионного пучка [4]. После настройки на максимум ионного тока выбранного осколка щели $S_{МА}$ и $S_{ЭА}$ уменьшаются до величины, выбираемой по оптимальному соотношению чувствительности и разрешающей силы ЭА. Путем изменения потенциала на среднем электроде ЭА определяется приблизительный диапазон энергий ионов в пучке. После выбора начального напряжения на электродах ЭА U_0 включается циклическая развертка магнитного поля второго МС и ионный пучок сканируется по щелям $S_{МА}$ и $S_{ЭА}$, при этом в энергоанализатор попадают ионы со всем набором энергий, но проходят через выходную щель ЭА и регистрируются только ионы с определенной энергией E_0 . По окончании цикла сканирования при помощи электронной системы происходит автоматическое повышение (понижение) начального напряжения U_0 на выбираемую величину ΔU и повторяется цикл сканирования величины магнитного поля. По окончании этого цикла опять происходят увеличение (уменьшение) потенциала среднего электрода на величину шага ΔU и очередной цикл сканирования. Таким образом, регистрируется дискретный набор энергий E_i , представляющий собой энергетический спектр выбранного ионного пучка. На рис. 1 приведены схема энергоанализатора после второго масс-анализатора и временные диаграммы тока второго магнита, напряжения на среднем электроде ЭА, сигнала с ВЭУ и соответствующий энергетический спектр. Знаком Δ обозначен геометрический размер ионного пучка в радиальной плоскости. Данная методика энерго-

анализа селективированных по массе ионных пучков обеспечивает достаточное разрешение по энергии, при полной регистрации всего спектра энергий в широком (по энергоразбросу и геометрически) ионном пучке. Измеренная разрушающая сила энергоанализатора со щелями $S_{ЭА} = 0.2$ мм составила ~ 500 на полувысоте распределения по энергиям и ограничивалась

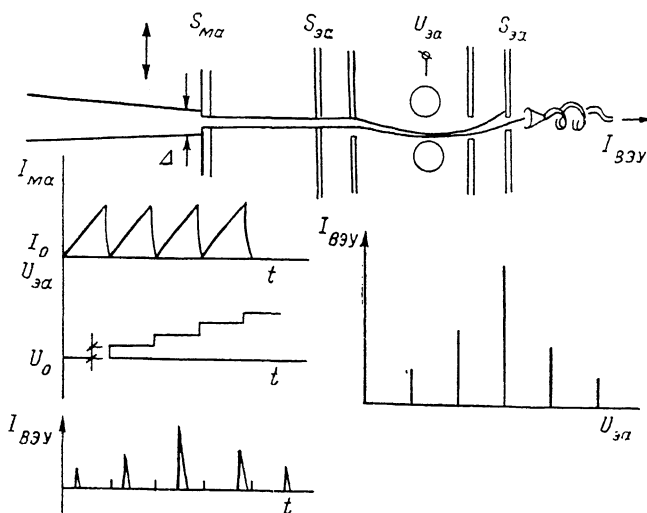


Рис. 1.

энергоразбросом в первичном пучке ионов (0.2 %). Разрешающая сила магнитных анализаторов равнялась ~ 200 . Скорость развертки магнитного поля определяется в основном бытродействием системы регистрации. В режиме счета ионов на запись одного пика (одно сканирование магнитного поля) требуется 5–20 с в зависимости от величины энергоразброса. Величину шага ΔU можно менять от 1 до 10 В в зависимости от требуемого разрешения ЭА.

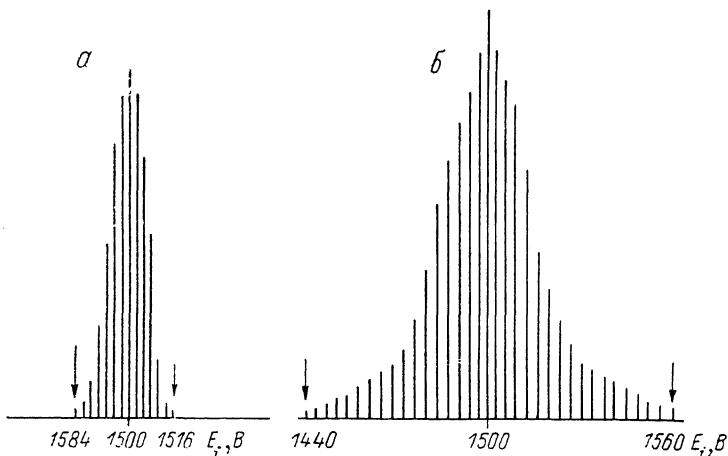


Рис. 2.

Зависимость величины регистрируемой энергии от напряжения на среднем электроде линейна во всем диапазоне энергий и для используемой конструкции имеет вид $E_i = (U_i - 24.50) / 0.96$.

На двойном масс-спектрометре с энергоанализатором по вышеприведенной методике были сняты распределения по энергиям осколочных ионов C^+ , возникающих в процессах столкновительной и фотоиндуцированной диссоциации иона C_2^+ , образованного при диссоциативной ионизации ацетилена. На рис. 2 приведены распределения по энергиям в лабораторной системе координат фрагментов C^+ для случаев однофотонной ИК фотодиссоциации (а) и диссоциации C_2^+ при столкновениях с He (б). Кинетическая энергия исходных ионов $E_0 = 3$ кэВ, $\Delta U = 2$ (а), 4 В (б). Для спектра фотоосколков характерны узкое распределение и

отсутствие «хвостов» в областях низких и высоких энергий. Предполагая, что максимальная и минимальная энергия распределения адекватны разлету осколков под углами 0 и 180° к направлению движения C_2^+ , и переходя к системе центра масс, можно оценить наибольшую энергию, выделяемую при диссоциации исследуемого иона. Для гомоядерного иона C_2^+ , распадающегося на два равных осколка, максимальную выделяемую энергию можно рассчитать по формуле $W_{\text{макс}} = \Delta E^2 / 4E_0$ эВ, где ΔE — разница между наибольшей и наименьшей энергиями распределения в вольтгах. В случае фотодиссоциации она составляет $(8.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$ эВ. Видно, что максимальная выделяемая при фотораспаде энергия меньше энергии поглощенного ИК кванта 10.6 мкм, следовательно соответствующий электронный переход на отталкивательный терм происходит с высоколежащих колебательных уровней основного состояния C_2^+ , начиная с уровней, лежащих примерно на $(3.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$ эВ ниже предела диссоциации. В случае ударной диссоциации эта энергия значительно больше и составляет 1.2 ± 0.1 эВ.

Список литературы

- [1] *Brune C.* // Int. J. Mass Spectr. Ion Phys. 1982. Vol. 45A. P. 51—73.
- [2] *Manvelyan R. V., Kupriyanov S. E., Perov A. A.* // Int. J. Mass Spectr. Ion Phys. 1980. Vol. 36. P. 113—116.
- [3] *Сысов А. А., Чупахин М. С.* Введение в масс-спектрометрию. М.: Атомиздат, 1977.
- [4] *Козлов И. Г.* Современные проблемы электронной спектроскопии. М.: Атомиздат, 1978.
- [5] *Peizoto E. M., de Souza G. G., Santos M. C.* // Optik. 1979. Vol. 53. P. 405—409.
- [6] *Metherell A. J. F., Whelan M. J.* // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37. P. 1737—1743.

Научно-исследовательский
физико-химический институт
им. Л. Я. Карпова
Москва

Поступило в Редакцию
15 июля 1988 г.
В окончательной редакции
17 ноября 1988 г.

04; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 10, 1989

ГЕНЕРИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ТРУБЧАТОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В ИСТОЧНИКЕ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ

Е. М. Окс, А. А. Чагин, П. М. Щанин

В [1] показана принципиальная возможность получения сильноточного трубчатого пучка в электронном источнике на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях, возбуждаемого между коаксиальными цилиндрическими электродами в разрядном устройстве типа обращенный магнетрон. В теоретическом аспекте вопросы, связанные с функционированием разряда в условиях ухода электронов вдоль магнитного поля, рассмотрены в [2]. Для таких систем характерны высокая временная стабильность и пространственная однородность параметров электронного пучка, возможность получения импульса тока практически любой длительности вплоть до стационара. Следует также отметить, что в таком источнике эмиттер электронов находится в магнитном поле. Это способствует получению электронных пучков с улучшенными характеристиками.

В данной работе приведены результаты экспериментов по формированию и ускорению электронного пучка микросекундной длительности с высокой плотностью тока с использованием сильноточного разряда в скрещенных $E \times H$ полях.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В цилиндрической вакуумной камере 1 на проходном изоляторе 2 установлен плазменный катод, импульсный разряд в котором зажигался между выполненными из нержавеющей стали коаксиальными цилиндрическими электродами — катодом 3 и анодом 4. Диаметры катода и анода 140 и 100 мм, длина этих электродов 100 мм. Отбор электронов осуществлялся вдоль силовых линий магнитного поля через эмиссионную щель 5 с внешним диаметром 140 мм и шириной 2 мм. Ускоряющий электрод 7 представлял собой систему радиально натянутых нитей из вольфрамовых проволок диаметром 0.1 мм. Геометрическая прозрачность ускоряющего электрода состав-