

03;10;12

Фокусировка ионов вихревой струей при атмосферном давлении

© Ю.Н. Коломиец, В.В. Первухин

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
Новосибирск
E-mail: ykolom@niic.nsc.ru

Поступило в Редакцию 9 декабря 2010 г.

Предложен и исследован метод фокусировки ионов в условиях атмосферного давления с помощью сильно закрученной газовой струи. Показано, что вынужденная сильно закрученная струя позволяет увеличить эффективность дистанционного отбора ионизированной пробы на порядок по сравнению с аспирационным методом. Обсуждается влияние рекомбинационных потерь на эффективность вихревого отбора ионизированной пробы.

Классические методы фокусировки и коллимации ионов, использующие электрические и магнитные поля, в значительной мере теряют свою эффективность при повышении окружающего давления. Если при давлении до нескольких Торг с рассеивающим влиянием молекул нейтрального газа удастся бороться применением высокочастотных электрических полей [1,2], то при приближении к атмосферному давлению газовые потоки начинают играть существенную роль и их следует учитывать при исследовании процессов переноса и фокусировки ионов. В известных методах использования комбинации газового потока и электрического поля газовый поток выполняет транспортные функции, а электрические поля фокусируют ионы в пределах некоторого объема [3,4]. К их недостаткам следует отнести потери ионизированной пробы на элементах фокусирующей системы.

В этой работе мы предлагаем фокусировать ионы неэлектрическими полями, а специальной конфигурацией закрученных газовых потоков, избавляясь при этом от потерь ионов на стенках и элементах фокусирующих линз. Физической основой метода является структура закрученного потока. У сильно закрученной газовой струи, формирующейся обычно при параметрах крутки $\theta = M/KR > 0.5$ [5] (где M — момент количества движения струи, K — количество движения струи, R —

радиус выходной апертуры), из-за центробежного разлета статическое давление во всем ее объеме ниже атмосферного, а вблизи оси возникает обратное течение, при этом радиальная составляющая скорости потока в области обратного течения направлена к ее оси [6]. По этой причине пары любых примесей, в том числе ионизированных, попадающих в обратное течение, собираются радиальной скоростью потока к оси струи, т.е. происходит газодинамическая фокусировка. В отличие от фокусировки электрическими и магнитными полями газодинамическая фокусировка ионов может работать не только с униполярной плазмой, но и с биполярной, например созданной радиоактивным источником, что значительно расширяет область применения таких устройств. Основным отличием нейтральной пробы от ионизированной является наличие кулоновского отталкивания и рекомбинации ионов в последней. Следовательно, важно понять степень негативного влияния этих процессов на газодинамическую фокусировку ионов. В представляемой работе экспериментально исследована возможность фокусировки ионизированной биполярной пробы сильно закрученной воздушной струей и проведено сравнение с результатами фокусировки нейтральной примеси этим же способом [6].

Схема эксперимента показана на рис. 1. Вихреобразующий воздушный поток Q_{vortex} с помощью центробежного насоса (на рисунке не показан) поступает на неподвижную крыльчатку 1 с углом наклона лопаток 45° и формирует веерную вихревую струю, растекающуюся по внутренней поверхности рефлектора 2, диаметром 44 мм. В результате вдоль оси рефлектора в направлении объекта образуется объемный закрученный поток с осевым обратным течением. Границы прямого и обратного потоков показаны на рисунке сплошной 3 и пунктирной 4 линиями.

В качестве объекта использовали металлический экран 5 размером 180×250 мм, на котором в центре закрепляли источник ионизирующего излучения (далее источник ионов) ^{63}Ni („Изотоп“, С.-Петербург, Россия) с активностью 10 мСi 6. Источник ионов представлял собой цилиндр диаметром 10 мм, закрытый со стороны пробоотборника заглушкой с отверстием диаметром 2 мм. Ионизации подвергали лабораторный воздух. Температура воздуха $20\text{--}22^\circ\text{C}$, относительная влажность 40–50%. Состав образуемой при этом плазмы — фоновые ионы-реактанты [7]: положительные ионы $(\text{H}_2\text{O})_n\text{NH}_4^+$, $(\text{H}_2\text{O})_n\text{NO}^+$, $(\text{H}_2\text{O})_n\text{H}^+$ и отрицательные ионы $(\text{H}_2\text{O})_n\text{O}_2^-$, $(\text{H}_2\text{O})_n(\text{CO}_2)_m\text{O}_2^-$. В экспериментах регистрировали сигнал положительных ионов. Для этого

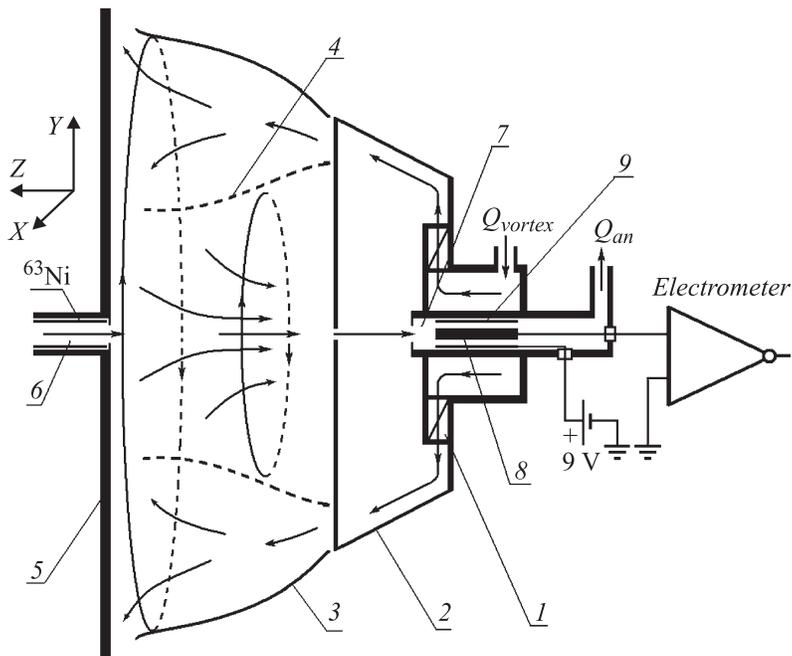


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — неподвижная вихревая крыльчатка, 2 — рефлектор, 3 — внешняя граница струи, 4 — граница обратного потока, 5 — экран, 6 — источник ионов, 7 — аналитический канал, 8 — коллектор, 9 — отклоняющий электрод.

использовали схему регистрации с коллектором 8 и дополнительным электродом 9, аналогичную применяемой в высокочувствительных дрейфспектрометрах М02 („Сибел“, Россия), „Пилот“ („Лаванда-Ю“, Россия). На дополнительный электрод 9 подавали потенциал +9 V, соответствующий насыщению вольт-амперной характеристики схемы регистрации и обеспечивающий сбор всех положительных ионов, попадающих в аналитический канал. Ток измеряли электрометром У5-11 (Россия) с относительной погрешностью $\pm 0.3\%$. Аналитический поток, отбираемый аспирационным пробоотборником для всех экспериментов, составлял $Q_{an} = 50 \text{ ml/s}$. Тангенциальную и аксиальную скорости вихревого пробоотборного потока измеряли термоанемометром Disa Elektronik A/S, Denmark с точностью $\pm 0.02 \text{ m/s}$.

Как было показано в работе [6], формирование устойчивой вихревой струи для используемого нами устройства начинается с потока $Q_{vortex} \geq 200$ ml/s, когда линейная скорость струи становится ≥ 1 m/s и препятствует конвективному размыванию структуры потока. В качестве рабочего вихревого потока было выбрано значение $Q_{vortex} = 480$ ml/s, при котором регистрируемый электродом ток переходит в насыщение [6], а основные газодинамические параметры на срезе рефлектора принимают значения: параметр крутки $\theta \sim 0.9$, скорость в обратном потоке $U_c \sim 2$ m/s, разрежение на оси струи относительно атмосферного давления, $\Delta P \sim 5$ Pa. Кроме того, в отсутствие источника ионов регистрируемый коллектором фоновый сигнал $I_{background}$ не превышает шум электродометра и составляет не более 10^{-14} А. При этом отношение минимального сигнала, регистрируемого в экспериментах к фоновому значению, составляло $I/I_{background} \geq 10^2$, что подтверждает происхождение регистрируемых ионов из источника ионов.

Для исследования дистанционной эффективности вихревой струи измеряли зависимость регистрируемого сигнала от расстояния L между пробоотборником и источником ионов при $Q_{vortex} = 0$ и $Q_{vortex} = 480$ ml/s (рис. 2). Источник ионов располагали на оси пробоотборника. При включении вихревой струи (кривая 2) наблюдается увеличение регистрируемого коллектором сигнала на порядок, свидетельствующее о значительном повышении эффективности дистанционного отбора ионов вихревым потоком по сравнению с аспирационным (кривая 1). Здесь же для сравнения приведены данные для нейтральной пробы (паров диэтиланилина — ДЭА) (кривая 4) [6]. При отборе нейтральной пробы сигнал практически не меняется до расстояний, соответствующих диаметру рефлектора (44 mm). Напротив, для ионизированной пробы (кривая 2) отмечали резкий, примерно на порядок, спад сигнала в этом же диапазоне расстояний. Очевидно, что в ионизированной пробе существуют механизмы потерь ионов, нехарактерные для нейтральной пробы. Прежде всего, это процессы рекомбинации в биполярной плазме, формируемой в атмосфере радиоактивным источником ионов ^{63}Ni . Оценку рекомбинационных потерь можно провести по теории Томсона, согласно которой скорость спада концентрации n ионов при рекомбинации описывается реакцией второго порядка [8]: $(dn/dt) = -an^2$, где a — коэффициент рекомбинации. Полагая $a = 2.2 \cdot 10^{-6}$ cm³/s (коэффициент рекомбинации при давлении 1 bar [8]), $n_0 = 1.24 \cdot 10^7$ cm⁻³ (начальная концентрация ионов, соответствующая току $1 \cdot 10^{-10}$ А, измеренному при $Q_{vortex} = 0$, $L = 0$, $Q_{an} = 50$ ml/s), была проведена оценка реком-

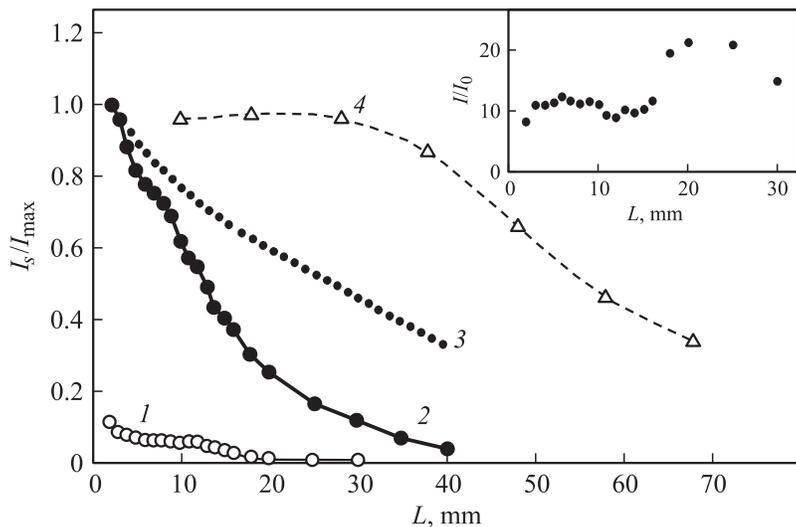


Рис. 2. Зависимость регистрируемого сигнала, нормированного на максимальный ток, от расстояния L между пробоотборником и источником ионизированной пробы: 1 — $Q_{vortex} = 0$ (I_0), 2 — $Q_{vortex} = 480$ mL/s (I), 3 — n/n_0 (рекомбинационные потери пробы), 4 — нейтральная проба (ДЭА).

бинационных потерь (кривая 3 на рис. 2). Как видно из рисунка, рассчитанная зависимость $n/n_0(L)$ оказывается более пологой, чем экспериментальная кривая 2 и не объясняет наблюдаемого спада сигнала. Видимо, кроме рекомбинации существуют другие механизмы потерь ионов, например кулоновское отталкивание, существенно влияющее на регистрируемый сигнал. Если взять отношение сигналов I/I_0 (I — при $Q_{vortex} = 480$ ml/s, I_0 — при $Q_{vortex} = 0$), то практически до расстояний, соответствующих диаметру рефлектора, значение $I/I_0 \geq 10$, т. е. сохраняется высокая эффективность вихревого отбора ионов относительно аспирационного (см. вставку, рис. 2). С увеличением расстояния эта эффективность растет.

На рис. 3 показана зависимость регистрируемого сигнала от смещения X источника ионов относительно оси при $Q_{vortex} = 0$ (кривая 1) и $Q_{vortex} = 480$ ml/s (кривая 2), демонстрирующая эффективность собирания ионов в радиальном направлении. Расстояние от источника ионов

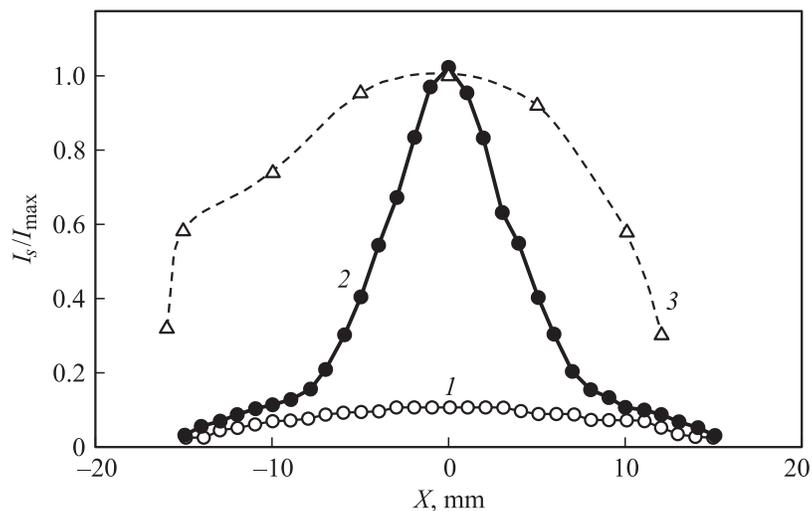


Рис. 3. Зависимость регистрируемого сигнала от радиального смещения источника ионизации относительно оси струи: 1 — $Q_{vortex} = 0$, 2 — $Q_{vortex} = 480$ mL/s, 3 — нейтральная проба (ДЭА).

до рефлектора пробоотборника составляло 15 мм. Смещение источника ионов осуществляли перпендикулярно оси пробоотборника. Как видно из рисунка, зависимости 1 и 2 в измеряемом интервале смещений X резко отличаются. В отсутствие вихря в диапазоне изменений X от -10 до $+10$ мм регистрируемый сигнал изменится в 1.5 раза. Присутствие вихревой струи в этом же диапазоне X характеризуется изменением сигнала в 9.5 раз. Подобное отличие в поведении сигналов говорит о появлении при включении вихревой струи нового качества дистанционного отбора ионов, характеризующееся значительным увеличением эффективности сбора ионов, которое можно назвать „газодинамической“ фокусировкой ионизированной пробы. Следует отметить заметное отличие в поведении заряженной пробы от нейтральной (кривая 3 на рис. 3) [6]. Для нейтральной пробы зависимость сигнала от радиального смещения имеет почти „прямоугольную“ форму, с шириной, близкой к диаметру рефлектора (равномерное собирание пробы из всего объема закрученной струи). Аналогичная кривая для ионов значительно уже и имеет форму, близкую к гауссовой, что

связано, по всей видимости, с влиянием процессов рекомбинации и кулоновского отталкивания. Полуширина пика для нейтральной пробы составляет 25 mm, а для ионизированной — 9 mm. Таким образом, наличие ион-ионного взаимодействия сужает зону эффективного сбора ионов почти в 3 раза.

На основании представленных результатов можно утверждать, что, несмотря на сильное влияние процессов ион-ионного взаимодействия, использование сильно закрученной вихревой струи позволяет проводить дистанционный отбор биполярной ионизированной пробы с высокой эффективностью. Это может быть применено в физико-химических методах, использующих ионизацию при атмосферном давлении для анализа химических соединений (масс-спектрометрия, спектрометрия подвижности иона). С другой стороны, фокусировка ионов вихревой струей дает прекрасные перспективы в решении задач обнаружения радиоактивных источников α - и β -излучения, путем регистрации рождаемых ими ионов. Как известно, обнаружение таких источников существующими средствами контроля крайне затруднено.

Работа выполнена при финансовой поддержке президиума РАН, программа 8, проект 5.

Список литературы

- [1] *Belov M.E. et al. // J. Am. Soc. Mass. Spectrom. 2004. V. 15. P. 212–232.*
- [2] *Colburn A.W., Giannakopoulos A.E., Derrick P.J. // Eur. J. Mass Spectrom. 2004. V. 10. P. 149–154.*
- [3] *Tan P.V., Laiko V.V., Doroshenko V.M. // Anal. Chem. 2004. V. 76. P. 2462–2469.*
- [4] *Kremer E.P., Evans G.J., Jervis R.E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 5008–5015.*
- [5] *Ахмедов Р.Б., Балагула Т.Б., Рашидов Ф.К., Сакаев А.Ю. Аэродинамика закрученной струи / Под ред. Р.Б. Ахмедова. М.: Энергия, 1977. С. 18.*
- [6] *Kolomiets Y.N., Pervukhin V.V. // Talanta. 2010. V. 81. N 1–2. P. 294–300.*
- [7] *Hill H.H., jr., Siems W.F., Louis R.H. St., McMinn D.G. // Anal. Chem. 1990. V. 62. P. 1201A-1209A.*
- [8] *Мецци Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. С. 674.*