

03;10

©1994 г.

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ И ИОННЫХ ПУЧКОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

*В.Л.Варенцов*

Рассмотрен новый метод формирования молекулярных и ионных пучков низких (до десятков Кэв) энергий. Детально описан механизм уменьшения фазового объема молекулярных и ионных пучков при их непосредственном введении в сверхзвуковую разреженную струю газа-носителя. Представлены экспериментальные данные по уменьшению фазового объема пучков нейтральных молекул и в качестве иллюстрации возможностей метода приведены численные оценки по формированию интенсивных монохроматичных ионных пучков субмикронных размеров.

### Введение

Молекулярные и ионные пучки являются уникальным инструментом для экспериментального исследования многих проблем физики и химии, а совершенствование техники и улучшение параметров молекулярных и ионных пучков открывает все новые области их применения в науке и технике. Так, достигнутый за последние 20 лет прогресс в значительном увеличении плотности молекулярных пучков позволил успешно применять их в качестве внутренних газовых мишеней в экспериментах по физике высоких и промежуточных энергий в накопительных кольцах ионных пучков (см., например, [1]).

Как известно, основной тенденцией современной микроэлектроники является повышение интеграции и усложнение топологии микросхем. Наличие дифракционных ограничений для пучков электронов и излучений в оптическом диапазоне, а также технологические проблемы использования рентгеновских лучей приводят к тому, что наибольшие перспективы в данной области науки и техники связываются сегодня с ионно-пучковыми технологиями (ионная безрезистивная литография, имплантация, размерное легирование, ионно-химическое травление, микроскопия, устранение дефектов литографических масок и элементов самих микросхем, прямое формирование рисунка на подложке с управлением от компьютера без использования фотошаблонов и т.д.). Особенно большие возможности сфокусированные ионные пучки открывают в освоении технологий в субмикронной области (см., например, [2]).

Целью настоящей работы является описание нового метода получения и формирования интенсивных молекулярных и ионных пучков низких энергий (до десятков кэВ) при их газодинамическом охлаждении в сверхзвуковой струе газа-носителя [3,4].

## 1. Газодинамические источники молекулярных пучков

Основным типом используемых в настоящее время интенсивных источников монохроматичных молекулярных пучков являются газодинамические источники.

В 1951 г. Кантровиц и Грей [5] предложили заменить эффузионное истечение молекул из обычного источника печного типа на газодинамическое расширение в вакуум сверхзвуковой струи газа. Эта идея оказалась чрезвычайно плодотворной и привела к созданию целого ряда различных сверхзвуковых источников молекулярных пучков. Несмотря на все разнообразие конкретных конструктивных решений, для всех газодинамических источников общими элементами являются сопло, формирующее сверхзвуковую струю газа, и скиммер (сепаратор пучка). За первым скиммером обычно ставят еще один или два скиммера (или просто диафрагмы), с помощью которых реализуется система дифференциальной откачки.

При истечении газа из сверхзвукового сопла в вакуум происходит понижение статистической температуры газа и увеличение скорости молекул в направлении движения потока (происходит частичное преобразование энергии теплового хаотического движения молекул в направленное массовое движение газа). Это приводит к заметной монохроматизации молекулярного пучка по скорости и уменьшению его угловой расходимости.

Полного аналитического описания процесса формирования молекулярного пучка в газодинамическом источнике в настоящее время не существует, так как здесь мы имеем дело с эволюцией потока от сплошного течения неидеального газа в сопле до свободномолекулярного течения на входе скиммера. Дополнительные трудности в теоретическом описании возникают при учете эффектов рассеяния молекул струи на остаточном газе в области расширения (из-за конечной производительности откачивающих газ вакуумных насосов), влияния на поток теплообмена со стенками сопла и пограничного слоя, нарастающего в сопле по мере расширения струи и эффектов, возникающих при взаимодействии разреженного потока молекул со скиммером.

Тем не менее даже упрощенное описание адиабатического расширения сверхзвуковой струи идеального газа в рамках одномерной газодинамической модели дает неплохое представление о газодинамическом методе формирования молекулярных пучков Кантровица и Грея [5].

Скорость звука в газе

$$C = (\gamma RT)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $R$  — удельная газовая постоянная,  $T$  — температура газа.

При описании сверхзвуковых течений удобно пользоваться числом Маха, равным отношению средней скорости потока к местной скорости

звука в данной зоне струи

$$M = \frac{V}{C}. \quad (2)$$

Так как местная скорость звука (1) — это мера температуры газа, то число Маха является мерой упорядоченности движения (средней массовой скорости газа) по отношению к хаотическому тепловому движению молекул.

Температура  $T$ , давление  $P$  и плотность  $\rho$  в струе при адиабатическом расширении идеального газа выражаются через число Маха и начальные их значения  $T_0$ ,  $P_0$ , и  $\rho_0$  в сопле до начала процесса ускорения газа (условия торможения) следующим образом:

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}; \quad (3)$$

$$P = \frac{P_0}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]^{\gamma/(\gamma-1)}}; \quad (4)$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right]^{\gamma/(\gamma-1)}}. \quad (5)$$

Скорость сверхзвукового потока (или средняя скорость молекул)

$$V = C \cdot M = \left[ \frac{M^2 \gamma R T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Максимально возможная скорость молекул в сверхзвуковой струе при  $M \rightarrow \infty$ , очевидно, равна

$$V_{\max} = \left[ \frac{2\gamma}{\gamma-1} R T_0 \right]^{1/2} \quad (7)$$

и всего лишь в  $[(\gamma+1)/(\gamma-1)]^{1/2}$  больше скорости звука в критическом сечении сопла.

Уменьшение статической температуры газа (3) в сверхзвуковой струе приводит к сужению распределения молекул по скоростям, а так как разброс молекул по скоростям определяется местной температурой газа в струе  $\Delta V \simeq \sqrt{2RT}$ , то

$$\frac{\Delta V}{V} \simeq \frac{1}{M} \left[ \frac{2}{\gamma} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Угловая расходимость пучка в присоединенном течении невозмущенной скиммером струи определяется как отношение поперечной составляющей скорости молекул  $V_{\perp}$  к продольной составляющей  $V_{\parallel}$ . Для больших чисел Маха можно считать, что  $V_{\perp} \Delta V$ , а  $V_{\parallel} \simeq V$ , следовательно

$$\operatorname{tg} \Theta \simeq \frac{1}{M} \left[ \frac{2}{\gamma} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $\Theta$  — половинный угол расходимости пучка.

Если молекулы на срезе скиммерного отверстия не испытывают столкновений друг с другом и со стенками скиммера, то угловая расходимость и скорость сформированного таким образом пучка будут такими же, какими они были перед скиммером (см. (9), (6)). Следующие за первым скиммером диафрагмы (или скиммеры) выполняют роль коллиматоров пучка, не изменяя распределения молекул по скоростям, и обеспечивают возможность для дифференциальной откачки. Поэтому уменьшение плотности молекулярного пучка с удалением от сопла, пропорциональное  $\text{tg}^2 \Theta$ , будет обратно пропорционально квадрату числа Маха, достигнутому в сверхзвуковой струе.

Основные принципы работы сверхзвуковых источников молекулярных пучков хорошо изложены в работе [6], где много внимания уделено также вопросам взаимодействия сверхзвуковой струи разреженного газа со скиммером.

До сих пор мы рассматривали процессы формирования молекулярных пучков с помощью чистых по составу газов. Интересные возможности открываются при использовании смеси двух газов в сверхзвуковом сопле (см., например, [6-8]).

Пусть смесь состоит из двух газов с массами молекул и показателями адиабаты  $m_1, \gamma_1$  и  $m_2, \gamma_2$  соответственно. В камере торможения оба газа находятся в равновесии при температуре  $T_0$  и после расширения в сверхзвуковом сопле обе компоненты будут иметь одинаковые статические температуры и средние скорости, равные

$$T_{\text{mix}} = \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}, \quad (10)$$

$$V_{\text{mix}} = \left[ M^2 \frac{\gamma k T_{\text{mix}}}{m} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где

$$\gamma = \eta_1 \gamma_1 + \eta_2 \gamma_2, \quad m = \eta_1 m_1 + \eta_2 m_2, \quad (12)$$

$k$  — постоянная Больцмана,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  — концентрации компонент смеси в камере торможения.

Разбросы молекул по скоростям для компонент смеси будут разными:

$$\Delta V_1 \simeq \left[ \frac{2kT_{\text{mix}}}{m_1} \right]^{1/2}; \quad \Delta V_2 \simeq \left[ \frac{2kT_{\text{mix}}}{m_2} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Если в камере торможения смесь состоит в основном из легкого газа  $m_1$ , называемого газом-носителем, с небольшой добавкой газа тяжелых молекул  $m_2$  (молекул пучка), то средняя скорость смеси (11) будет практически равна скорости, которую бы имела сверхзвуковая струя из чистого газа-носителя при той же температуре торможения. Так как плотность молекул в пучке за скиммером обратно пропорциональна квадрату его расходимости (или квадрату отношения  $V_{\perp}/V_{\parallel}$ ), то в данном случае для плотностей обоих компонент молекул в пучке можно считать, что

$$\rho_1 \sim \eta_1 (V/\Delta V_1)^2, \quad \rho_2 \sim \eta_2 (V/\Delta V_2)^2. \quad (14)$$

Используя (13), получим, что

$$\rho_2/\rho_1 \sim (\eta_2/\eta_1)(m_2/m_1). \quad (15)$$

Из (15) видно, что доля тяжелых молекул в пучке стала в  $m_2/m_1$  раз больше, чем было первоначально в камере торможения.

К сожалению, скиммер "вырезает" из струи лишь небольшую приосевую часть молекул от их общей массы, истекающей из сопла, в то время как экономичность работы источников становится определяющим фактором при получении молекулярных пучков из дорогостоящих соединений или редких изотопов.

## 2. Механизм газодинамического охлаждения

В разделе 1 мы рассматривали расширение сверхзвуковой струи газа в вакуум как адиабатический процесс, пренебрегая эффектами вязкого взаимодействия струи со стенками сопла, рассеянием молекул на остаточном газе и возмущением потока при взаимодействии со скиммером.

Для адиабатического процесса характерно статистическое равновесие в каждом макроскопически малом объеме газа в любой момент времени, т.е. предполагается равновесная функция распределения. Понятно, что функция распределения для газа в струе, будучи равновесной, не будет при этом однородной по сечению струи и стационарной во времени. Известно, что равновесное распределение выражается только через энергию молекул [9-11], т.е. является интегралом движения. Тогда в силу теоремы Лиувилля шестимерный фазовый объем (в пространстве импульсов и координат) для такой системы остается при движении постоянным [9].

Таким образом, можно считать, что для истечения в вакуум сверхзвуковой струи идеального газа теорема Лиувилля выполняется, а для струи реального газа из-за некоторой неадиабатичности процесса фазовый объем, занимаемый частицами струи, будет при движении газа увеличиваться.

В описанных выше газодинамических источниках молекулярных пучков в принципе не происходит уменьшения фазового объема пучка. Это в равной мере относится как к источникам, использующим струи чистых по составу газов, так и к источникам со смесями, в которых более легкий газ играет роль газа-носителя. Последнее справедливо, потому что молекулы примеси находятся в статистическом равновесии с газом-носителем при начальных условиях торможения.

Ситуация резко изменится, если избежать статистического равновесия между частицами пучка (молекулы или ионы) и газом-носителем в камере торможения и каким-либо образом ввести их прямо в холодную расширенную сверхзвуковую струю газа-носителя. В этом случае теорема Лиувилля не будет справедлива, и при определенных условиях окажется, что после термализации в результате столкновений с молекулами газа-носителя частицы пучка будут занимать фазовый объем, значительно меньший, чем тот, который они занимали непосредственно до введения в сверхзвуковую струю газа-носителя.

Для того чтобы на практике реализовать возможность эффективного уменьшения фазового объема, при формировании молекулярного или ионного пучка нужно обеспечить выполнение двух следующих условий: а) плотность молекул газа-носителя в начале области смешивания должна быть много больше плотности частиц (аналогично сильному разбавлению смеси газов в камере торможения в стандартных газодинамических источниках); б) статическая температура газа-носителя в расширенной сверхзвуковой струе должна быть меньше, чем температура вводимых в эту струю частиц пучка.

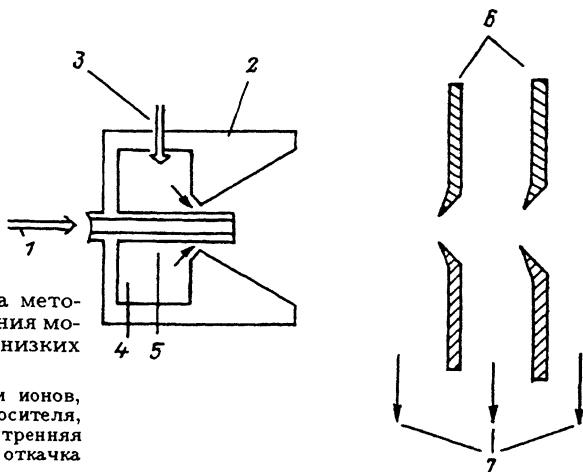
Поясним, кстати, что мы имеем в виду, говоря об уменьшении фазового объема пучка частиц. Конечно, если рассматривать целиком всю систему (газа-носитель + частицы пучка), то, с одной стороны, при столкновениях с "холодными" молекулами газа-носителя "горячие" частицы пучка отдают часть своей энергии теплового движения, охлаждаясь при этом, а с другой стороны, холодный газ-носитель нагревается, увеличивая тем самым свой фазовый объем. Таким образом, полный фазовый объем всей системы не станет меньше, а может лишь увеличиться за счет неадиабатичности реальных процессов. Однако в отличие от метода формирования молекулярных пучков из однородной смеси двух газов в камере торможения, в данном случае приближенно можно рассматривать "горячие" частицы пучка, непосредственно вводимые в холодную сверхзвуковую струю газа-носителя, как отдельную систему, фазовый объем которой может уменьшаться при термализации с газом-носителем.

Описанный механизм уменьшения фазового объема был впервые предложен в работе [3] и кратко может быть сформулирован следующим образом: "газодинамический метод уменьшения фазового объема атомного пучка, заключающийся в непосредственном введении частиц пучка в сверхзвуковую струю газа-носителя". Термин "атомный пучок" — это общий термин в формулировке метода, равно относящийся как к пучкам атомов и молекул, так и к пучкам ионов низких энергий.

Следует отметить, что существует формальная аналогия между данным методом и методом электронного охлаждения, предложенным в [12] для протонных пучков высоких и средних энергий, где параллельно протонному пучку вводится пучок электронов, имеющий ту же скорость, но гораздо меньший энергетический разброс. Но если в методе электронного охлаждения источником диссипации, приводящей в итоге к уменьшению фазового объема протонного пучка, является кулоновское взаимодействие электронов с протонами, то в нашем случае в роли диссипативных сил выступают столкновения между частицами пучка и молекулами газа-носителя в сверхзвуковой струе.

Принципиальная схема, отражающая работу метода газодинамического охлаждения, представлена на рис. 1.

Из сравнения рис. 1 со стандартными схемами формирования молекулярных пучков, основанных на идее Кантровица и Грея, видно, что отличительной особенностью данной схемы является наличие в сверхзвуковом сопле внутренней трубки, расположенной на оси сопла и проходящей через камеру торможения в область сверхзвукового расширения газа-носителя. Через эту трубку частицы пучка поступают прямо в расширенную сверхзвуковую струю газа-носителя, минуя камеру торможения и начальную область формирования струи.

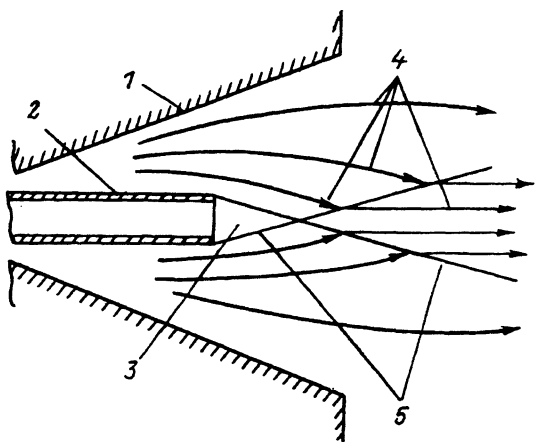


**Рис. 1.** Принципиальная схема метода газодинамического охлаждения молекулярных и ионных пучков низких энергий.

1 — исходный пучок молекул или ионов, 2 — сопло, 3 — подача газа-носителя, 4 — камера торможения, 5 — внутренняя трубка сопла, 6 — скиммеры, 7 — откачка газа-носителя.

Внутренняя трубка в сопле оказывает существенное влияние на формирование сверхзвуковой струи газа-носителя, потому что, во-первых, критическое сечение сопла представляет собой тонкое кольцо, а не круг или узкую щель, как это характерно для традиционных газодинамических источников, а во-вторых, струя газа-носителя, обтекая снаружи эту трубку, смыкается за ее срезом, образуя область разрежения (так называемую в газовой динамике “донную область”), имеющую конусную форму.

Структура сверхзвуковой струи газа-носителя с внутренней трубкой в сопле схематически показана на рис. 2. Линии тока испытывают преломление на отраженном скачке уплотнения, разворачиваясь к оси сопла. Образуя разрежение в донной области, сверхзвуковая струя работает как эжекторный насос, эффективно откачивая подводимые по трубке частицы пучка, а разворот потока газа-носителя к оси за отраженным скачком уплотнения помогает сформировать относительно узкий пучок вводимых в струю на начальной стадии их термализации с газом-носителем.



**Рис. 2.** Структура сверхзвуковой струи газа-носителя с внутренней трубкой в сопле.

1 — сопло, 2 — внутренняя трубка сопла, 3 — донная область, 4 — линии тока, 5 — скачки уплотнения.

Степень уменьшения шестимерного фазового объема пучка частиц можно оценить по следующей формуле:

$$\phi = \frac{(d \cdot V \cdot \sin \Theta \cdot \Delta V)_{\text{inial}}^2}{(d \cdot V \cdot \sin \Theta \cdot \Delta V)_{\text{final}}^2}, \quad (16)$$

где  $d$  — диаметр пучка.

Схема реализации газодинамического охлаждения для ионных пучков аналогична представленной на рис. 1. Соответствующим образом сфокусированный первичный пучок ионов от традиционных эмиттеров (например, газоразрядные источники или наиболее перспективные для применения в микроэлектронике электрогидродинамические жидкометаллические источники) вводят в сверхзвуковую струю через внутреннюю трубку сопла. Заметим, что если потенциал ионизации газа-носителя больше, чем потенциал ионизации нейтральных частиц, из которых были приготовлены в эмиттере ионы (это условие практически всегда можно выполнить, используя, например, в качестве газа-носителя благородные газы), то значительной нейтрализации ионного пучка за счет перезарядки на молекулах газа-носителя не будет. После прохождения скиммера термализованные в струе ионы с энергией порядка 0.1–10 эВ легко могут быть ускорены и сфокусированы в узкий и монохроматичный пучок ионно-оптическими линзами, расположенными в межскиммерном пространстве и (или) за вторым скиммером (на рис. 1 не показаны).

### 3. Экспериментальная проверка и численные оценки

Вопросы по обоснованию и экспериментальной проверке описанного выше газодинамического метода уменьшения фазового объема подробно изложены в нашей работе [4]. Эксперименты проводились с пучками нейтральных молекул Kr, Xe, SF<sub>6</sub> и PbI. В качестве газа-носителя использовался охлажденный азот. Узел сопла был изготовлен из кварцевого стекла. Пар (или газ) молекул пучка вводился в расширенную сверхзвуковую азотную струю через отдельный теплоизолированный тонкий кварцевый капилляр, вставленный во внутреннюю трубку сопла (на рис. 1 не показан).

Было получено уменьшение фазового объема пучка молекул SF<sub>6</sub> в струе газа носителя азота в 4000 раз.

Экспериментально было также достигнуто эффективное охлаждение пучка молекул свободных радикалов PbI (получались при термическом разложении нелетучего вещества PbI<sub>2</sub> непосредственно в теплоизолированном кварцевом капилляре) до температуры 20.3 К. При этом исходная температура паров PbI до их введения в сверхзвуковую струю азота была порядка 800–900 К. Плотность потока молекул PbI в единичный телесный угол за вторым скиммером составила  $1.4 \cdot 10^{19}$  мол/(см<sup>2</sup> · ср · с).

К сожалению, к настоящему времени отсутствуют какие-либо эксперименты по использованию метода газодинамического охлаждения при формировании ионных пучков, хотя новое техническое решение для этой цели было найдено в 1987 г. [13].



Для того чтобы понять, на сколько эффективным может быть использование газодинамического охлаждения для формирования ионных пучков, сделаем необходимые численные оценки.

Важной характеристикой, определяющей возможности фокусировки ионных пучков, является яркость источника, определяемая как плотность тока в единичном телесном угле,

$$B = I / (\pi \cdot r^2 \cdot \Omega) = j / \Omega \quad [A / (\text{см}^2 \cdot \text{ср})], \quad (17)$$

где  $I$  — ток ионов,  $j$  — эмиссионная плотность тока,  $r$  — радиус выходной апертуры источника.

Телесный угол, занимаемый пучком,

$$\Omega = 2 \cdot \pi \cdot (1 - \cos \Theta) \xrightarrow{\Theta \rightarrow 0} \pi \cdot \Theta^2, \quad (18)$$

где  $\Theta$  — угол полураствора.

Яркость, отнесенная к абсолютной величине разности потенциалов (или энергии для однозарядного иона), называется удельной яркостью

$$\beta = B / E \quad [A / (B \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср})]. \quad (19)$$

Удельная яркость является инвариантом, и ни одна, даже идеальная, ионно-оптическая система (абберрации, дифракция и пространственный заряд отсутствуют) не может ее увеличить. Это следует из теоремы Лиувилля, утверждающей, что плотность частиц в фазовом пространстве при их движении в реальном пространстве не изменяется.

Для малых углов  $\Theta$  имеем для эмиттера ионов

$$\beta_0 = I_0 / (\pi^2 \cdot r_0^2 \cdot \Theta_0^2 \cdot E_0). \quad (20)$$

Рассмотрим в качестве эмиттера жидкометаллический источник ионов галлия (это наиболее распространенный жидкометаллический источник для получения субмикронных ионных зондов).

Энергетический разброс ионов  $[14]$  для галлиевых эмиттеров увеличивается с ростом тока эмиссии следующим образом:

$$\Delta E_0 \sim I_0^{0.7}. \quad (21)$$

Так, при токе эмиссии  $I_0 = 100$  мкА и энергии ионов  $E_0 \simeq 10$  кэВ энергоразброс будет  $\Delta E_0 \simeq 50$  эВ.

Пусть в качестве газа-носителя используется охлажденный азот с параметром торможения  $P_0 = 1$  атм и  $T_0 = 200$  К. Если первичный пучок ионов Ga из эмиттера вводится в сверхзвуковую струю газа-носителя через внутреннюю трубку сопла и имеет на входе в струю энергию  $E_0 = 10$  кэВ, радиус  $r_0 = 0.6$  мм и угловую расходимость  $\Theta_0 = 1 \cdot 10^{-2}$  рад, то его удельная яркость в соответствии с (20) составляет

$$\beta_0 = 2.81 \cdot 10^{-3} \quad [A / (B \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср})]. \quad (22)$$

После прохождения скиммера с радиусом входной апертуры  $r_{ck} = 0.6$  мм и для числа Маха в струе перед скиммером  $M = 10$  пучок термализованных ионов Ga, согласно нашим расчетам по методу Монте-Карло (при числе Маха в струе  $M = 6$  в области смешивания ионов с газом-носителем непосредственно за срезом внутренней трубки сопла), будет иметь ток, составляющей 18% от исходного тока ионов  $I_0$ . Угловая расходимость пучка увеличится до  $\Theta_{ck} = 7.6 \cdot 10^{-2}$  рад, а энергия и энергоразброс значительно уменьшатся и составят  $E_{ck} = 0.136$  эВ и  $\Delta E_{ck} = 2 \cdot 10^{-2}$  эВ. Соответствующая этим параметрам удельная яркость пучка ионов Ga за скиммером будет

$$\beta_{ck} = 6.44 \cdot 10^{-1} \quad [A/(B \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср})]. \quad (23)$$

Сравнивая (22) и (23), видим, что удельная яркость пучка увеличилась в 230 раз. Это не является противоречием вышесказанному об инвариантности данной величины, а лишь отражает факт возможного газодинамического охлаждения ионного пучка в струе газа-носителя (оценив степень уменьшения фазового объема пучка ионов, получим, что он может уменьшиться в  $5.7 \cdot 10^5$  раз).

В области за скиммером с помощью электростатического ускорения и фокусировки можно уменьшить диаметр ионного пучка, увеличив таким образом плотность тока в пучке, но все это, конечно же, будет происходить без увеличения удельной яркости (23) пучка. Так, при ускорении ионов до энергии 100 кэВ и угловой расходимости  $\Theta_0 = 1 \cdot 10^{-2}$  рад можно будет достигнуть плотности тока  $j \simeq 20$  А/см<sup>2</sup>. Заметим, что в лучших на сегодняшний день установках ионных источников получают ионные зонды диаметром 0.1 мкм с плотностью тока до 1 А/см<sup>2</sup> [2].

Если увеличить ток эмиттера, то за счет использования газодинамического охлаждения можно будет еще больше увеличить плотность тока в сфокусированном пучке.

Отметим, что при работе с одним только жидкометаллическим источником (эмиттером) увеличение тока эмиссии приведет к увеличению энергоразброса ионов и, как следствие, к усилению хроматических аберраций [15], которые не позволят добиться увеличения плотности тока в пучке даже при идеальном ионно-оптическом тракте ускорения и фокусировки. Более того, при больших токах эмиссии такой источник работает нестабильно, в пучке появляются кластерные и многозарядные ионы, что также затрудняет получение сфокусированных пучков субмикронного диапазона. При дополнительном использовании газодинамического охлаждения это становится неважным, так как кластерные высокоэнергетичные ионы будут разваливаться при столкновениях с газом-носителем, а многозарядные ионы за счет процессов перезарядки при термализации в сверхзвуковой струе становиться односторонними.

### Заключение

Недостатком описанного здесь метода является присутствие в пучке за скиммером молекул газа-носителя. Однако это не является сильно ограничивающим фактором для многих областей его применения. Для пучков ионов этот фактор вообще не имеет существенного значения, так как термализованный в сверхзвуковой струе и ускоренный

электростатическими линзами за скиммером монохроматичный ионный пучок легко можно отклонить от первоначального направления с помощью электрических или магнитных полей и таким образом полностью его "очистить" от молекул газа-носителя.

Для пучков нейтральных молекул (в случае тяжелых молекул пучка и легкого газа-носителя) благодаря эффекту преимущественной газодинамической фокусировки (15) доля молекул в пучке после их термализации с газом-носителем в значительной степени увеличивается по сравнению с их относительной концентрацией в сверхзвуковой струе на начальной стадии смешивания с газом-носителем. Так, если газ-носитель — водород, а частицы пучка — ксенон и плотность ксенона при введении в сверхзвуковую струю водорода составляет 1.5% от плотности водорода в этом месте струи, то, согласно (15), в окончательно сформированном пучке соотношение плотностей ксенона и водорода будет 1:1. "Естественная" (т.е. неограниченная системой скиммеров и/или диафрагм) угловая расходимость пучка уже при значении числа Маха  $M = 10$  для молекул водорода составит в соответствии с (9)  $\Theta = 6.8^\circ$ , в то время как для молекул ксенона в этом пучке  $\Theta = 0.84^\circ$ . Понятно, что для более тяжелых частиц пучка, таких как, например, молекулы  $UF_6$ , ситуация будет еще более выгодной.

В то же время для эффективного газодинамического охлаждения ионных пучков соотношение масс ионов и молекул газа-носителя не имеет такого значения, так как эмиттанс пучка ионов определяется только радиусом термализованного пучка  $r$ , температурой торможения газа-носителя  $T_0$  и числом Маха в струе перед скиммером  $M$ . Это становится очевидным после подстановки в выражение для эмиттанса

$$\Theta = \pi \cdot r^2 \cdot E \cdot \sin^2 \Theta \quad (24)$$

входящих в него соотношений для энергии термализованных ионов

$$E = \frac{m_2 V^2}{2} = \frac{m_2}{2m_1} \frac{M^2 \gamma k T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}, \quad (25)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  массы газа-носителя и иона соответственно, и угловой расходимости пучка

$$\sin^2 \Theta \simeq \text{tg}^2 \Theta \simeq \frac{1}{M^2} \frac{2m_1}{\gamma m_2}. \quad (26)$$

Таким образом, эмиттанс

$$\Theta = \pi r^2 \frac{k T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad (27)$$

определяется только радиусом термализованного пучка, температурой торможения газа-носителя и числом Маха в струе перед скиммером.

Ярким примером возможностей метода может также служить недавно разработанный новый подход в создании внутренних сверхзвуковых газовых мишеней для фундаментальных экспериментов на накопительных кольцах ускорителей ионов [16].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки, высшей школы и технической политики России (проект № 5-031/2).

## Список литературы

- [1] *Ekstrom C.* // Third Advanced Accelerator Physics Course. CERN Accelerator School. Uppsala (Sweden), 1989. Report CERN 90-04. 1990. P. 184-198.
- [2] *Harriott L.R.* // Appl. Surface Sci. 1989. Vol. 36. P. 432-442.
- [3] *Варенцов В.Л., Яцук В.В.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 3. С. 147-149.
- [4] *Варенцов В.Л.* // Канд. дис. Л., 1986. 140 с.
- [5] *Kantrowitz A., Grey J.* // Rev. Sci. Instr. 1951. Vol. 22. P. 328-332.
- [6] *Андерсен Дж., Андрес Р., Фенн Дж.* // Исследования с молекулярными пучками. М.: Мир, 1969. С. 299-345.
- [7] *Costovici C.B., Michel K.W., Dirscher R., Stanggas V.* // Rev. Sci. Instr. 1976. Vol. 47. P. 667-676.
- [8] *Klingelhofer R., Lohse P.* // Phys. Fluids. 1964. Vol. 7. P. 379-387.
- [9] *Лившиц Е.М., Путаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
- [10] *Исизара А.* Статистическая физика. М.: Мир, 1973. 472 с.
- [11] *Зубарев Д.Н.* Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 416 с.
- [12] *Буджер Г.И., Скринский А.Н.* // УФН. 1978. Т. 124. С. 561-595.
- [13] *Варенцов В.Л., Матышев А.А.* // А.с. СССР. № 1463051. 1987.
- [14] *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 131-139.
- [15] *Силады М.* Электронная и ионная оптика. М.: Мир, 1990. 639 с.
- [16] *Varentsov V.L., Hansevarov D.R.* // Nucl. Instr. and Meth. 1992. Vol. A317. P. 1-6.

С.-Петербургский институт  
информатики и автоматизации

Поступило в Редакцию  
12 марта 1993 г.

---