

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Елецкий, С. В. Фомичев, Угловое распределение молекулярных ионов, образующихся при ассоциативной ионизации в скрещенных пучках, *ЖТФ*, 1987, том 57, выпуск 11, 2170–2177

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

24 января 2025 г., 19:47:22



УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ АССОЦИАТИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ В СКРЕЩЕННЫХ ПУЧКАХ

А. В. Елецкий, С. В. Фомичев

Обсуждается возможность экспериментального исследования процесса ассоциативной ионизации в скрещенных атомных пучках. Установлена аналитическая связь между распределением атомов по скоростям и угловым распределением образующихся молекулярных ионов. Конкретные расчеты выполнены для случаев эффузионных и квазимоноэнергетических атомных пучков.

1. Одним из наиболее эффективных механизмов ионизации с участием возбужденных атомов в низкотемпературной плазме является ассоциативная ионизация (АИ) или процесс Хорнбека—Молнара [1, 2]



который в последние годы служит предметом интенсивных экспериментальных [2-5] и теоретических [1, 6, 7] исследований. Целью этих исследований является в первую очередь установление зависимостей сечения процесса (1) от эффективного главного квантового числа n^* высоковозбужденного атома A^* и от энергии столкновения для случаев, когда сталкивающиеся партнеры являются атомами одинакового или различного сорта. В настоящее время указанные зависимости установлены лишь для весьма ограниченного круга систем [3, 4], причем полученные данные характеризуются весьма высокой погрешностью.

Дальнейший прогресс в этом направлении связан с использованием метода скрещенных атомных пучков, который характеризуется высокой информативностью и позволяет проводить исследования в широком диапазоне энергий соударения. Особенность использования данного метода для изучения процесса АИ состоит в том, что при заданных направлениях и абсолютных величинах скоростей сталкивающихся атомов A^* и B оказывается строго определенным и направление скорости ионов AB^+ , образующихся в результате процесса (1). Указанная особенность облегчает сбор и идентификацию молекулярных ионов и существенно упрощает экспериментальное исследование процесса. Реальные пучки атомов, используемые в экспериментах, немоноэнергетичны, что приводит к возникновению углового распределения ионов AB^+ , образующихся в результате процесса АИ. Цель данной работы — установить влияние вида функции распределения атомов по скоростям в пучках на характер углового распределения ионов AB^+ . Решение этой задачи необходимо для развития метода скрещенных пучков в целях изучения процесса АИ и правильной оценки возможностей этого метода.

2. Будем анализировать схему эксперимента (рис. 1). Согласно этой идеализированной схеме, плоско сколлимированные пучки атомов A и B пересекаются под углом 2θ так, что область пересечения пучков представляет собой протяженную нить, перпендикулярную плоскости чертежа. Указанная область освещается излучением одного или нескольких лазеров, что приводит к образова-

нию высоковозбужденных атомов A^* . Для атомов, эффективное значение главного квантового числа n^* которых находится в диапазоне $10 \leq n^* \leq 20$, величина сечения АИ составляет $\sigma_{AI} \geq 10^{-14} \text{ см}^2$ [3, 4] и существенно превышает характерную величину сечения упругого рассеяния атомов. Поэтому можно подобрать такие значения параметров пучков А и В, чтобы практически единственной причиной изменения траектории атомов A^* был процесс АИ (1). Не останавливаясь на этих достаточно тривиальных условиях, будем считать их выполненными и рассмотрим далее кинематику столкновения, приводящего к АИ.

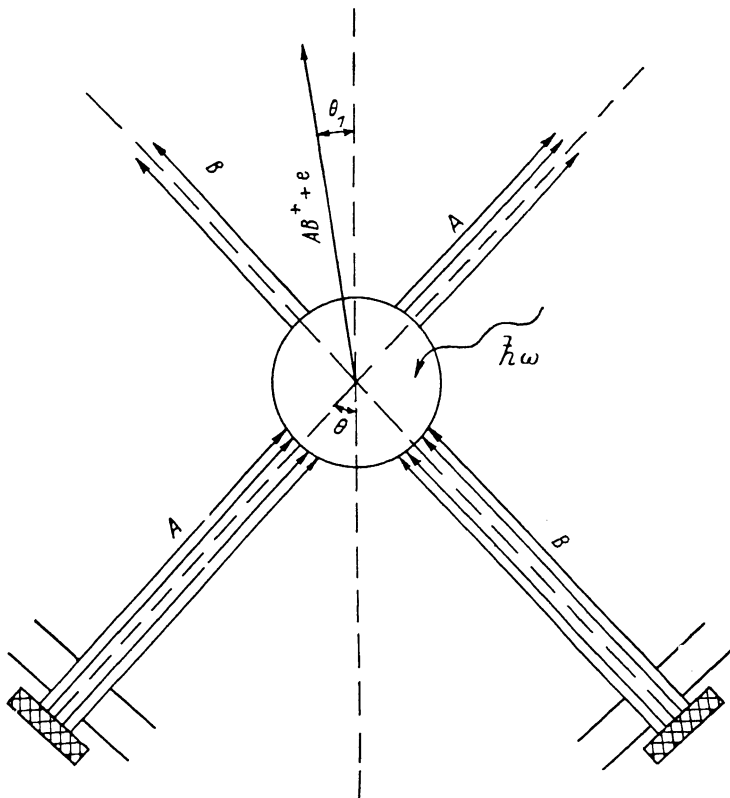


Рис. 1. Геометрия атомных пучков при исследовании ассоциативной ионизации.

Пренебрегая массой электрона по сравнению с массами атомов А и В, представим закон сохранения импульса в следующем виде:

$$(m_A v_A + m_B v_B) \cos \theta = (m_A + m_B) v_{AB+} \cos \theta_1, \quad (2)$$

$$(m_A v_A - m_B v_B) \sin \theta = (m_A + m_B) v_{AB+} \sin \theta_1, \quad (3)$$

откуда получаем связь между углом пересечения скрещенных пучков θ и направлением скорости молекулярных ионов θ_1

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{m_A v_A - m_B v_B}{m_A v_A + m_B v_B} \operatorname{tg} \theta. \quad (4)$$

Здесь m_A , m_B — массы атомов А и В; v_A , v_B , v_{AB+} — абсолютные значения продольных скоростей атомов и ионов. Как видно из выражения (4), разброс продольных скоростей атомов приводит к угловому разбросу молекулярных ионов.

Для нахождения углового распределения молекулярных ионов мы должны, пользуясь соотношениями (2)–(4), а также соотношением, представляющим закон сохранения энергии при столкновении, выразить функции распределения атомов по скоростям в виде зависимостей от угла θ_1 . Для этого прежде всего

установим связь между скоростями атомов А и В и скоростью молекулярного иона АВ⁺. Подставим выражение

$$v_A = \frac{m_B}{m_A} r_B \frac{\operatorname{tg} \theta + \operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \theta_1}, \quad (4a)$$

вытекающее из соотношения (4), в выражение для закона сохранения импульса

$$(m_A + m_B) v_{AB^+} = m_A v_A + m_B v_B. \quad (5)$$

Это дает

$$v_A = \frac{m_A + m_B}{m_A} r_{AB^+\varphi_A}(\theta_1), \quad (6)$$

$$r_B = \frac{m_A + m_B}{m_B} v_{AB^+\varphi_B}(\theta_1), \quad (7)$$

где функции $\varphi_A(\theta_1)$, $\varphi_B(\theta_1)$ после несложных преобразований сводятся к виду

$$\varphi_A(\theta_1) = \frac{\sin(\theta + \theta_1)}{\sin 2\theta}, \quad \varphi_B(\theta_1) = \frac{\sin(\theta - \theta_1)}{\sin 2\theta}. \quad (8)$$

Теперь мы можем выразить исходные функции распределения атомов $f_A(v_A)$, $f_B(v_B)$ по скоростям в виде зависимостей от скорости молекулярного иона v_{AB^+} и угла θ_1

$$\begin{aligned} f_A(v_A) dv_A \cdot f_B(v_B) dv_B &= F(\theta_1, v_{AB^+}) d\theta_1 dv_{AB^+} = f_A[v_A(\theta_1, v_{AB^+})] \times \\ &\times f_B[r_B(\theta_1, v_{AB^+})] \frac{\partial(v_A, v_B)}{\partial(\theta_1, v_{AB^+})} d\theta_1 dv_{AB^+} = f_A\left(\frac{m_A + m_B}{m_A} v_{AB^+\varphi_A}\right) \times \\ &\times f_B\left(\frac{m_A + m_B}{m_B} v_{AB^+\varphi_B}\right) \frac{(m_A + m_B)^2}{m_A m_B} \left| \frac{\partial \varphi_A}{\partial \theta_1} \varphi_B - \frac{\partial \varphi_B}{\partial \theta_1} \varphi_A \right| v_{AB^+} dv_{AB^+} d\theta_1. \end{aligned} \quad (9)$$

3. Для получения искомого углового распределения молекулярных ионов полученное выражение (9) необходимо проинтегрировать по скоростям v_{AB^+} с весовой функцией, пропорциональной зависимости сечения АИ от относительной скорости соударения $v_{\text{отн}} = |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B|$. С этой целью выразим относительную скорость $v_{\text{отн}}$ через параметры v_{AB^+} и θ_1 , пользуясь соотношениями (6), (7)

$$\begin{aligned} v_{\text{отн}} = |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B| &= [v_A^2 + v_B^2 - 2v_A v_B \cos 2\theta]^{1/2} = \frac{(m_A + m_B)}{(m_A m_B)^{1/2}} v_{AB^+} \times \\ &\times \left[\frac{m_B}{m_A} \varphi_A^2 + \frac{m_A}{m_B} \varphi_B^2 - 2\varphi_A \varphi_B \cos 2\theta \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

При интегрировании мы должны учесть, что в соответствии с законом сохранения энергии при заданном значении угла θ_1 величина скорости v_{AB^+} ограничена снизу. В самом деле, обозначая изменение внутренней энергии системы в результате АИ через Δ и пренебрегая массой электрона по сравнению с массой атомов, запишем

$$\frac{m_A v_A^2}{2} + \frac{m_B v_B^2}{2} - \frac{(m_A + m_B) v_{AB^+}^2}{2} - \frac{m_e v_e^2}{2} = \Delta. \quad (11)$$

Здесь m_e , v_e — масса и скорость электрона.

Возводя в квадрат каждое из выражений (2), (3) и складывая полученные соотношения друг с другом, имеем

$$v_{AB^+}^2 = \frac{m_A^2 v_A^2}{(m_A + m_B)^2} + \frac{m_B^2 v_B^2}{(m_A + m_B)^2} + \frac{2m_A m_B v_A v_B}{(m_A + m_B)^2} \cos 2\theta. \quad (12)$$

В сочетании с законом сохранения энергии (11) это дает

$$\frac{m_A m_B}{2(m_A + m_B)} (v_A^2 + v_B^2 - 2v_A v_B \cos 2\theta) = \Delta + \frac{m_e v_e^2}{2}. \quad (13)$$

Подставляя в это выражение соотношения (6), (7) и требуя неотрицательности энергии электрона $m_e v_e^2/2$, получаем искомое неравенство, представляющее собой нижнюю границу значений v_{AB+}

$$[v_{AB+}^2]_{\min} = \frac{2\Delta}{m_A + m_B} \left[\frac{m_B}{m_A} \varphi_A^2 + \frac{m_A}{m_B} \varphi_B^2 - 2\varphi_A \varphi_B \cos 2\theta \right]^{-1} \quad (14)$$

Легко убедиться в том, что при $\Delta < 0$ (экзотермический процесс) $[v_{AB+}]_{\min} = 0$. Замечая теперь, что

$$\left| \frac{\partial \varphi_A}{\partial \theta_1} \varphi_B - \frac{\partial \varphi_B}{\partial \theta_1} \varphi_A \right| = \frac{1}{\sin 2\theta} \quad (15)$$

(это следует из явного вида выражений (8) для $\varphi_A(\theta_1)$, $\varphi_B(\theta_1)$), представим окончательное выражение для искомого углового распределения молекулярных ионов в виде

$$F(\theta_1) d\theta_1 \sim \frac{(m_A + m_B)^2}{m_A m_B} \frac{d\theta_1}{\sin 2\theta} \int_{[v_{AB+}]_{\min}}^{\infty} v_{AB+} dv_{AB+}^\sigma(v_{отн}) \times \\ \times f_A \left(\frac{m_A + m_B}{m_A} v_{AB+} \varphi_A \right) f_B \left(\frac{m_A + m_B}{m_B} v_{AB+} \varphi_B \right) v_{отн}. \quad (16)$$

4. Результат вычисления (16) зависит от конкретного вида функций распределения исходных атомных пучков А и В, а также от вида зависимости сечения АИ от относительной скорости $\sigma_{АИ}(v_{отн})$. Согласно теоретическим работам [6, 7], указанная зависимость близка к обратно пропорциональной

$$\sigma_{АИ} \approx \sigma_0 \frac{v_0}{v_{отн}} \quad (17)$$

где σ_0 — значение сечения АИ при относительной скорости $v_{отн} = v_0$. Пользуясь этой зависимостью, которая справедлива при условии, что сечение АИ много меньше размера высоковозбужденного атома, участвующего в процессе, вычислили на основании выражения (16) угловое распределение молекулярных ионов для нескольких наиболее простых физических ситуаций.

Рассмотрим прежде всего случай эффузионного распределения атомов по скоростям, которое возникает при условиях, когда пучки атомов образуются в результате нагрева поверхности твердого материала. Указанное распределение имеет вид

$$f_A(v_A) = \frac{2v_A^3}{v_{TA}^4} \exp\left(-\frac{v_A^2}{v_{TA}^2}\right), \quad v_{TA} = \left(\frac{2kT_A}{m_A}\right)^{1/2}, \quad (18a)$$

$$f_B(v_B) = \frac{2v_B^3}{v_{TB}^4} \exp\left(-\frac{v_B^2}{v_{TB}^2}\right), \quad v_{TB} = \left(\frac{2kT_B}{m_B}\right)^{1/2}. \quad (18б)$$

Здесь T_A, T_B — значения температур, характеризующих распределения атомов А и В в пучках. Подставляя выражения (18a), (18б) в соотношение (16) и пользуясь указанной выше зависимостью $\sigma_{АИ} \propto v_{отн}^{-1}$, получим

$$F(\theta_1) d\theta_1 = \frac{1}{J} \varphi_A^3 \varphi_B^3 d\theta_1 \times \\ \times \int_{[v_{AB+}]_{\min}}^{\infty} v_{AB+}^7 dv_{AB+} \exp\left[-(m_A + m_B)^2 v_{AB+}^2 \left(\frac{\varphi_A^2}{m_A^2 v_{TA}^2} + \frac{\varphi_B^2}{m_B^2 v_{TB}^2}\right)\right]. \quad (19)$$

Здесь J — нормировочная постоянная, значение которой должно определяться из тривиального условия

$$\int_{-\theta}^{\theta} F(\theta_1) d\theta_1 = 1.$$

После несложных, но громоздких преобразований выражение (19) сводится к следующему виду:

$$F(\theta_1) d\theta_1 = \frac{1}{J} d\theta_1 \sin^3(\theta - \theta_1) \sin^3(\theta + \theta_1) \times \\ \times \left[\left(\frac{m_B T_B}{m_A T_A} \right)^{1/2} \sin^2(\theta + \theta_1) + \left(\frac{m_A T_A}{m_B T_B} \right)^{1/2} \sin^2(\theta - \theta_1) \right]^{-1} \int_0^{\infty} x^3 e^{-x} dx. \quad (20)$$

Здесь безразмерный параметр δ определяется следующим соотношением:

$$\delta = \frac{(m_A + m_B)}{\sqrt{m_A m_B}} \frac{\Delta}{\sqrt{k T_A k T_B}} \times \\ \times \frac{\left[\left(\frac{m_B T_B}{m_A T_A} \right)^{1/2} \sin^2(\theta + \theta_1) + \left(\frac{m_A T_A}{m_B T_B} \right)^{1/2} \sin^2(\theta - \theta_1) \right]}{\left[\frac{m_B}{m_A} \sin^2(\theta + \theta_1) + \frac{m_A}{m_B} \sin^2(\theta - \theta_1) - 2 \cos 2\theta \sin(\theta + \theta_1) \sin(\theta - \theta_1) \right]}. \quad (21)$$

Полученные выражения (20), (21) содержат принципиальное решение поставленной задачи. Эти выражения существенно упрощаются в «симметричном» случае, когда сталкиваются пучки атомов одинаковой массы ($m_A = m_B = m$), характеризуемые одинаковыми значениями температуры ($T_A = T_B = T$). В этом случае величина параметра δ имеет вид

$$\delta = \frac{\Delta}{kT} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta_1 + \cos^2 \theta \sin^2 \theta_1}{\sin^4 \theta \cos^2 \theta_1 + \cos^4 \theta \sin^2 \theta_1}. \quad (22)$$

Наиболее простой вид функция распределения принимает в случае $\theta = \pi/4$, соответствующем пересечению атомных пучков под прямым углом. При этом $\delta = 2\Delta/kT$ не зависит от θ_1 и с учетом нормировки

$$F(\theta_1) d\theta_1 = \frac{3}{2} \cos^3 2\theta_1 d\theta_1. \quad (23)$$

Простые выражения получаются также в случае, когда угол пересечения пучков $\theta \ll 1$. В этом случае

$$\delta = \frac{\Delta}{kT} \frac{\theta^2 + \theta_1^2}{\theta^4 + \theta_1^2},$$

а функция $F(\theta_1)$ имеет следующий вид:

$$F(\theta_1) \propto \frac{(1 - (\theta_1/\theta)^2)^3}{(1 + (\theta_1/\theta)^2)^4} \int_0^{\infty} x^3 e^{-x} dx.$$

В случае, когда реакция ассоциативной ионизации экзотермична ($\Delta < 0$), интеграл сводится к постоянному коэффициенту. В противоположном случае ($\Delta > 0$) указанный интеграл приводит к некоторому размытию углового распределения по сравнению с предынтегральной зависимостью.

Другой практически важный случай соответствует пересечению моноэнергетических пучков атомов. В идеальной ситуации скорости атомов строго фиксированы. Подставляя соответствующие этой ситуации функции распределения

$$f_A(v_A) \propto \delta(v_A - \bar{v}_A), \quad f_B(v_B) \propto \delta(v_B - \bar{v}_B)$$

в выражение (18), получаем, что

$$F(\theta_1) \propto \delta\left(\frac{m_A}{m_B} \frac{\varphi_B}{\varphi_A} \bar{v}_A - \bar{v}_B\right).$$

Этот результат совпадает с полученным из простых соображений выражением (4).

В реальной ситуации монохроматические пучки атомов характеризуются определенным разбросом скоростей относительно своего среднего значения. Установим зависимость ширины углового распределения молекулярных пучков от величины этого разброса в случае, когда величина разброса Δv много меньше

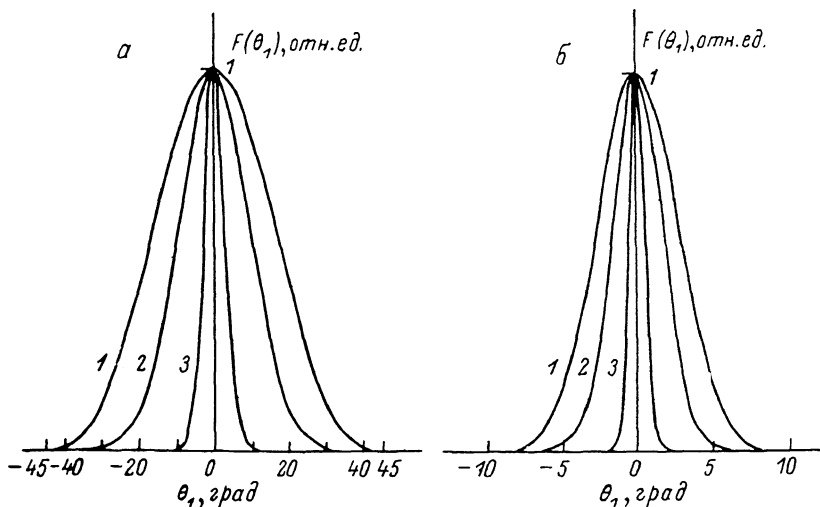


Рис. 2.

средней скорости атомов в пучке \bar{v} . В этом случае распределение атомов пучков по скоростям имеет гауссовский вид

$$f_A(v_A) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta v_A} \exp \left[-\frac{(v_A - \bar{v}_A)^2}{(\Delta v_A)^2} \right], \quad (24)$$

$$f_B(v_B) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta v_B} \exp \left[-\frac{(v_B - \bar{v}_B)^2}{(\Delta v_B)^2} \right]. \quad (25)$$

Подставляя эти выражения в исходное соотношение (16) и выполняя несложные преобразования, получаем

$$\begin{aligned} F(\theta_1) d\theta_1 &= \frac{(m_A + m_B)^2}{J m_A m_B} \frac{d\theta_1}{\sin 2\theta} \frac{1}{\pi \Delta v_A \Delta v_B} \int_{[v_{AB+}]_{\min}}^{\infty} v_{AB+} dv_{AB+} \sigma_{\text{АИ}}(v_{\text{отн}}) v_{\text{отн}} \times \\ &\times \exp \left[-\frac{\left(\frac{m_A + m_B}{m_A} v_{AB+\varphi_A} - \bar{v}_A \right)^2}{(\Delta v_A)^2} - \frac{\left(\frac{m_A + m_B}{m_B} v_{AB+\varphi_B} - \bar{v}_B \right)^2}{(\Delta v_B)^2} \right] = \\ &= \frac{(m_A + m_B)^2}{J m_A m_B} \frac{d\theta_1}{\sin 2\theta} \frac{\sigma_0 v_0}{\pi \Delta v_A \Delta v_B} \int_{[v_{AB+}]_{\min}}^{\infty} dv_{AB+} \exp \left\{ -\left(\sqrt{a} v_{AB+} - \frac{b}{2\sqrt{a}} \right)^2 + \frac{b^2}{4a} - c \right\} v_{AB+}, \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a &= \frac{(m_A + m_B)^2}{m_A^2 (\Delta v_A)^2} \varphi_A^2 + \frac{(m_A + m_B)^2}{m_B^2 (\Delta v_B)^2} \varphi_B^2, \\ b &= 2(m_A + m_B) \left[\frac{\varphi_A \bar{v}_A}{m_A (\Delta v_A)^2} + \frac{\varphi_B \bar{v}_B}{m_B (\Delta v_B)^2} \right], \\ c &= \frac{\bar{v}_A^2}{(\Delta v_A)^2} + \frac{\bar{v}_B^2}{(\Delta v_B)^2}. \end{aligned}$$

Пользуясь экспоненциальным характером спада подынтегральной функции при $v_{AB+} \sim [v_{AB+}]_{\min}$, распространим область интегрирования от $-\infty$ до $+\infty$. Это дает

$$F(\theta_1) d\theta_1 = \frac{1}{J} d\theta_1 \left[\frac{\bar{v}_A \sin(\theta + \theta_1)}{m_A (\Delta v_A)^2} + \frac{\bar{v}_B \sin(\theta - \theta_1)}{m_B (\Delta v_B)^2} \right] \times \left[\frac{\sin^2(\theta + \theta_1)}{m_A^2 (\Delta v_A)^2} + \frac{\sin^2(\theta - \theta_1)}{m_B^2 (\Delta v_B)^2} \right]^{-1/2} \times \exp \left[- \frac{\left(\frac{\bar{v}_A \sin(\theta + \theta_1)}{m_A (\Delta v_A)^2} + \frac{\bar{v}_B \sin(\theta - \theta_1)}{m_B (\Delta v_B)^2} \right)^2}{\frac{\sin^2(\theta + \theta_1)}{m_A^2 (\Delta v_A)^2} + \frac{\sin^2(\theta - \theta_1)}{m_B^2 (\Delta v_B)^2}} \right]. \quad (27)$$

Выражение (27) использовалось нами для определения зависимостей полуширины углового распределения молекулярных ионов $\delta\theta_1$ от параметров, характеризующих распределение атомов в пучках по скоростям. Резуль-

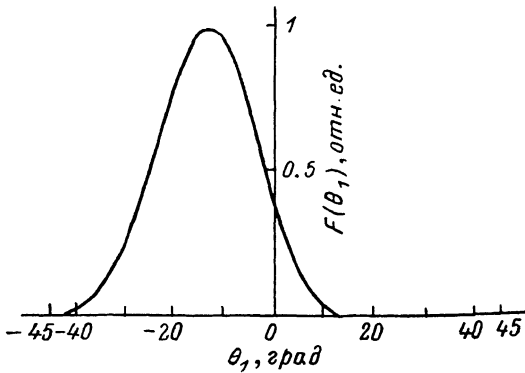


Рис. 3.

$\Delta v/\bar{v}$	$\delta\theta_1$, град	
	$\theta = 45^\circ$	$\theta = 10^\circ$
0.1	3.4	0.6
0.2	6.7	1.2
0.3	10.1	1.8
0.4	13.3	2.3
0.5	16.6	2.9
0.6	19.7	3.5

таты расчета величины $\delta\theta_1$ для симметричного случая ($\Delta v_A = \Delta v_B$, $\bar{v}_A = \bar{v}_B$, $m_A = m_B$) представлены в таблице.

Полуширина определялась согласно очевидному соотношению

$$F(\delta\theta_1) = \frac{1}{2} F(\theta_1 = 0).$$

Как показывает анализ расчетных данных, имеет место примерно линейная связь между шириной углового распределения ионов и шириной распределения атомов пучка по скоростям. На рис. 2 показаны угловые распределения ионов, рассчитанные для симметричного случая при $\theta = 45^\circ$ (а) и 10° (б) для эффузионного истечения пучка (1) и $\Delta v/\bar{v} = 1/3$ (2), $1/10$ (3) кривые нормированы на единичную амплитуду. Угловое распределение в несимметричном случае показано на рис. 3, где отражены условия, когда эффузионный пучок атомов А сталкивается с идеально монохроматическим пучком атомов В. При этом $\theta = 45^\circ$, $\bar{v}_B/v_{TA} = 2$, $m_A = m_B$.

5. Как показывает выполненный анализ, угловое распределение молекулярных ионов, образующихся в результате ассоциативной ионизации, оказывается довольно узким даже при использовании эффузионных, однако хорошо сколламированных атомных пучков. Так, ширина указанного распределения в случае использования эффузионных атомных пучков, пересекающихся под прямым углом, составляет 36° , что в 2.5 раза меньше угла пересечения пучков. При меньших углах пересечения пучков, а также при использовании монохроматических пучков ширина углового распределения ионов оказывается еще меньше. Тем самым обеспечивается возможность пространственного разделения пучков атомов и молекулярных ионов, что существенно облегчает регистрацию процесса ассоциативной ионизации и измерение параметров этого процесса.

Литература

- [1] *Смирнов Б. М.* Возбужденные атомы. М.: Энергоатомиздат, 1982. 231 с.
- [2] *Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н.* Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света. Л., 1983. 272 с.
- [3] *Weiner J., Boulmer J. J.* Phys. B, 1986, v. 19, p. 599—609.
- [4] *Boulmer J., Bonanno R., Weiner J. J.* Phys. B, 1983, v. 16, p. 3015—3024.
- [5] *Kushawaha V. S.* Physica, 1985, v. 132с, p. 295—298.
- [6] *Думан Е. Л., Шматов И. П.* ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 2116—2124.
- [7] *Mikhailov A., Janev R. J.* Phys. B, 1981, v. 14, p. 1639—1653.

Поступило в Редакцию
17 октября 1986 г.
