

№ п/п	t, с	Эффективность f		E <sub>t</sub> · 10 <sup>6</sup> , В/м	
		P <sub>1</sub> =3,04 $\frac{\text{рад}}{\text{мин}}$ τ(P) <sub>1</sub> = 192 с	P <sub>2</sub> =3,642 $\frac{\text{рад}}{\text{мин}}$ τ(P) <sub>2</sub> = 162 с	τ(P) <sub>1</sub> = =192 с	τ(P) <sub>2</sub> = =162 с
1	15	0,17401	0,17194	3,7	3,67
2	25	0,16443	0,16095	3,52	3,43
3	50	0,14204	0,13561	3,08	2,94
4	75	0,12190	0,11334	2,71	2,52
5	100	0,10394	0,09400	2,38	2,16
6	150	0,07406	0,06300	1,83	1,59
7	200	0,05103	0,04028	1,41	1,17
8	300	0,02010	0,01200	0,84	0,63
9	350	—	0,00356	0,64	0,465
10	400	0,00261	—	0,496	0,348

Проведенное исследование позволяет сделать вывод о возможности определения эффективности собирания ионов в ионизированных диэлектрических жидкостях с помощью газожидкостного конденсатора с малым межэлектродным расстоянием с использованием ПМС электрического поля.

Поступила 30 V 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасов Ю. В. Пондеромоторные силы в двухфазном диэлектрике, находящемся в поле конденсатора. — «Труды ЛИАП», 1968, вып. 58, с. 149—154.
2. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Ч. 1. М., «Сов. радио», 1966.
3. Завгородний В. С., Суслев А. П., Патрушев Г. И. Регистрация ионизирующих излучений с помощью диэлектрической жидкости, находящейся в электрическом поле. — «Атомная энергия», 1973, т. 35, с. 129—130.
4. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Гостехиздат, 1957.

УДК 539.198 : 533.6.011.8

### ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ПОТОКА ПЕРЕД СКИММЕРОМ НА ПАРАМЕТРЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА

А. Е. Зарвин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

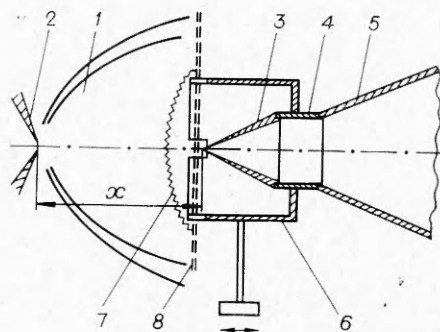
Формирование молекулярного пучка из сверхзвукового потока разреженного газа с помощью метода [1] сопровождается взаимодействием набегающего потока с конусообразным заборником (скиммером) [2]. Согласно современным представлениям [3], такое взаимодействие может быть условно разделено на наружное и внутреннее. Под наружным скиммерным взаимодействием понимается процесс рассеяния частиц набегающего потока на молекулах, отраженных от наружной поверхности скиммера и образующих в зависимости от условий обтекания диффузное газовое облако или отсепедшую ударную волну. Внутреннее скиммерное взаимодействие обусловлено столкновениями молекул пучка между собой, с внутренней поверхностью и с остаточным газом за входным сечением скиммера.

В существующих моделях скиммерного взаимодействия (например, [3—5]) в режиме обтекания скиммера, переходном от сплошного к свободно молекулярному, основная роль отводится наружному взаимодействию. При экспери-

ментальных исследованиях скиммерного взаимодействия традиционным способом, т. е. путем измерения параметров в молекулярном пучке при варьировании условий в набегающем потоке и геометрии скиммеров, определить роль наружного и внутреннего взаимодействия в отдельности практически невозможно.

Цель данной работы — исследование влияния наружного скиммерного взаимодействия на параметры молекулярного пучка путем моделирования рассеивающего облака перед скиммером плоской ударной волной.

Исследования выполнены на газодинамической установке низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР, оснащенной молекулярно-пучковой системой [6]. Схема эксперимента приведена на фиг. 1. В свободной струе азота 1 на фиксированном расстоянии  $x$  от среза звукового сопла 2 размещался конический скиммер малого генератора молекулярного пучка. Диаметры сопла  $d_*$  и скиммера  $d_s$  составляли 2,11 и 0,81 мм соответственно. Для формирования ударной волны перед входным срезом скиммера на полый цилиндрической вставке 4 между основанием 5 и носиком 3 скиммера устанавливался специальный удародержатель 6. Во время экспериментов удародержатель перемещался вдоль оси скиммера, чем обеспечивалось изменение параметров на входном срезе от условий обтекания невозмущенным потоком до положения за фронтом ударной волны 7. Каждый экспериментальный режим воспроизводился дважды: сначала проводились измерения плотности газа перед входным срезом скиммера с помощью электроно-пучковой диагностики [7] (на фиг. 1 электронный пучок изображен двойной штриховой линией 8), затем функции распределения скоростей молекул в пучке время-пролетным методом [6].



Ф и г. 1

Проведены две серии измерений на расстояниях сопло—скиммер (или сопло—электронный пучок)  $x/d_* = 55$  и  $75$  при постоянных давлении и температуре торможения ( $p_0 = 350$  мм рт. ст. и  $T_0 = 293$  К). Результаты измерений нормированной плотности в потоке перед скиммером  $n/n_\infty$  в зависимости от положения ударной волны относительно оси электронного пучка 1 приведены на фиг. 2, а. В качестве значения  $l = 0$  выбрано такое положение удародержателя, при котором плотность в точке измерений  $n$  отличалась от своего предельного значения в отсутствие ударной волны  $n_\infty$  на 0,5%, т. е.  $n/n_\infty = 1,005$ . Видимый диаметр электронного пучка в измерениях составлял  $\sim 1$  мм. Скиммер находился на расстоянии 4 мм вниз по потоку для того, чтобы исключить вклад в регистрируемый сигнал свечения, возникающего при взаимодействии электронов пучка со скиммером. Это не вносило заметных изменений в форму ударной волны, поскольку на формирование последней скиммер практически не оказывает влияния. Из фиг. 2, а видно, что сформированная удародержателем ударная волна, как и следовало ожидать, дает максимальный перепад плотности примерно в шесть раз. При удалении от сопла ударная волна становится более протяженной.

На фиг. 2, б представлена зависимость плотности на оси молекулярного пучка от координаты  $l$ . В молекулярно-пучковых измерениях скиммер выдвигался на 4 мм вверх по потоку, чтобы входной срез скиммера находился на том же расстоянии от сопла, что и ось электронного пучка. Плотность молекулярного пучка  $n_b$ , вычисленная как нулевой начальный

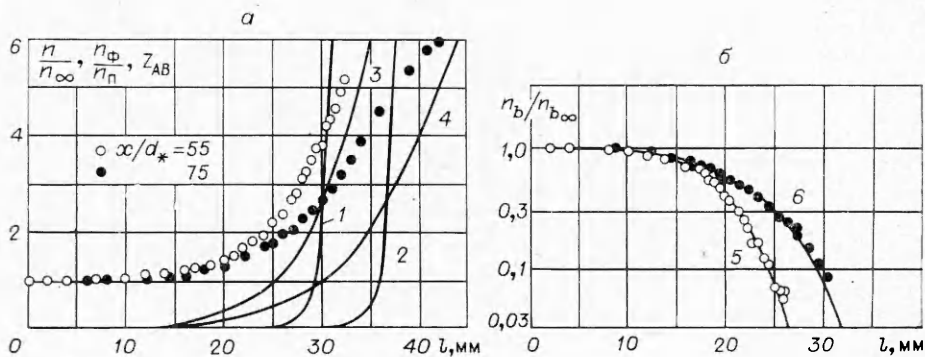
момент функции распределения скоростей, также нормирована к единице при  $l = 0$ . Можно видеть, что по мере повышения плотности перед срезом скиммера регистрируемая плотность на оси молекулярного пучка падает.

Вид функций распределения скоростей молекул, нормированных к единице в максимуме, в зависимости от времени пролета  $t$  для нескольких значений плотности молекулярного пучка приведен на фиг. 3 ( $x/d_* = 75$ ). Из представленных результатов следует, что вид нормированной функции распределения скоростей молекул, регистрируемой в молекулярном пучке, а следовательно, и нормированные моменты этой функции (поступательная температура и скорость) не меняются в условиях рассеяния набегающего потока на газовом облаке (ударной волне) перед скиммером, в то время как плотность молекулярного пучка падает более чем на порядок. Установление этого факта, на наш взгляд, является основным результатом, полученным в экспериментах с удародержателем.

На основании полученных экспериментальных зависимостей могут быть сделаны следующие выводы: 1) основной вклад в сигнал на детекторе молекулярного пучка вносят частицы набегающего потока, не претерпевшие столкновений на газовом облаке перед скиммером; 2) для исследованного интервала скоростей зависимость полного сечения рассеяния от относительной скорости молекул не существенна в пределах погрешности измерений.

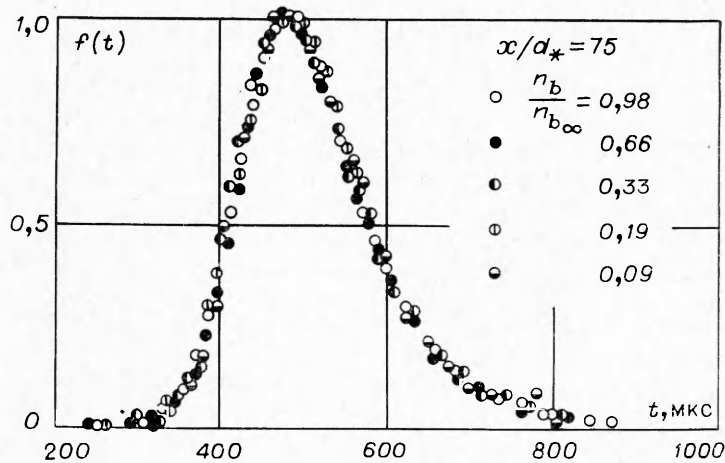
Для объяснения полученных результатов произведем некоторые оценки. Вклад в сигнал на детекторе молекулярного пучка частиц набегающего потока  $n_n$  и частиц газового облака  $n_\phi$  может быть определен по формулам, приведенным в работе [8]. Результаты такой оценки представлены на фиг. 2, а (кривые 1, 2,  $x/d_* = 55$  и 75 соответственно). С увеличением плотности рассеивающего газа отношение  $n_\phi/n_n$  быстро растет, однако во всем интервале значений  $l$ , где удалось зарегистрировать функцию распределения скоростей молекул, рассеивающий газ не может внести существенный вклад в регистрируемый сигнал.

Оценим среднее число столкновений одной молекулы набегающего потока (частица сорта А) с молекулами газового облака (частицы сорта В). В предположении, что молекулы рассеивающего газа приобрели температуру за ударной волной ( $T_B = T_2$ ), а молекулы набегающего потока имеют предельную скорость, это число может быть определено по формуле [9]



Ф и г. 2

$$Z_{AB}(l) = \pi d_m^2 n_\infty \sqrt{1 + v_B^2/v_A^2} \int_0^l (n_b(l)/n_\infty) dl,$$



Ф и г. 3

где  $d_m = 3,62 \cdot 10^{-8}$  см — диаметр молекулы [9];  $v_B = \sqrt{8kT_2/\pi m}$ ;  $k$  — постоянная Больцмана;  $m$  — масса молекулы. Результаты расчета  $Z_{AB}$  приведены на фиг. 2, а (кривые 3, 4,  $x/d_* = 55$  и 75 соответственно). Как и следовало ожидать, число столкновений  $Z_{AB}$  резко возрастает на участке крутого подъема плотности  $n/n_\infty$ , однако в той области, где регистрировались параметры молекулярного пучка,  $Z_{AB}$  не превышает 1,0—1,5.

Проделанные оценки показывают, что число вторых и т. д. столкновений, способных вернуть рассеянные молекулы обратно в пучок, невелико. Таким образом, практически любое столкновение молекул набегающего потока с рассеивающим газом приводит к выбиванию молекул сорта А из пределов телесного угла  $\Omega_d$ , внутри которого частицы, двигающиеся прямолинейно, могут попасть из скиммера на детектор (в данной работе  $\Omega_d \approx 3 \cdot 10^{-4}$  ср).

В таком случае изменение плотности на оси молекулярного пучка должно описываться экспоненциальным законом рассеяния:

$$(1) \quad n_b(l)/n_{b\infty} = \exp[-qn_p(l)l],$$

где  $q$  — полное сечение поглощения пучка;  $n_p$  — плотность рассеивающего газа;  $l$  — расстояние, на котором происходит рассеяние. Поскольку плотность  $n_p$  зависит от  $l$ , формула (1) преобразуется к виду

$$(2) \quad n_b(l)/n_{b\infty} = \exp\left[-qn_\infty \int_0^l ((n(l)/n_\infty) - 1) dl\right]$$

в предположении, что плотность рассеивающих частиц может быть определена из результатов измерений плотности перед входным сечением скиммера,  $n_p(l) = n(l) - n_\infty$ . Используя значение полного сечения поглощения, полученное в работе [10], и параметры  $n_\infty$  и  $n(l)/n_\infty$  из настоящих экспериментов, по формуле (2) можно оценить изменение плотности молекулярного пучка в результате рассеяния на газовом облаке перед скиммером.

Результаты таких оценок нанесены сплошными линиями на фиг. 2, б (кривые 5, 6 —  $x/d_* = 55$  и 75 соответственно). Хорошее совпадение расчетов с экспериментальными данными подтверждает справедливость сле-

ланных предположений и дает возможность проведения оценок падения плотности в молекулярном пучке из-за газового облака перед скиммером с помощью формулы (2).

Таким образом, установлено, что существуют условия, при которых наружное скиммерное взаимодействие не искажает нормированную функцию распределения скоростей молекул набегающего потока. К этим условиям относятся малый телесный угол детектора и среднее число столкновений молекулы набегающего потока с рассеивающим газом  $Z_{AB} \ll 1$ . Полученные результаты показывают, что при измерениях функций распределения нет необходимости в высоких требованиях к качеству изготовления передней кромки и наружной поверхности скиммера. Обнаруженные ранее [3] искажения функции распределения при формировании молекулярного пучка с помощью скиммера обусловлены главным образом процессами, происходящими вниз по потоку за входным сечением скиммера, т. е. внутренним скиммерным взаимодействием.

Поступила 12 V 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kantrowitz A., Grey J. High intensity source for the molecular beam. Pt 1. Theoretical.—«Rev. Scient. Instrum.», 1951, vol. 22, N 5, p. 328.
2. Bossel U. On the optimization of skimmer geometries.— «Entropie», 1971, N 42, p.12.
3. Anderson J. B. Molecular beams from nozzle sources.— In: Molecular Beams and Low-Density Gas Dynamics. Ed. by P. P. Wegener. N. Y., 1974, p. 1.
4. Bossel U. Skimmer interaction: transition from a «shock beam» to a supersonic nozzle beam.— «Entropie», 1969, N 30, p. 11.
5. French J. B., McMichael G. E. Progress in developing high energy nozzle beams.— In: Rarefied Gas Dynamics. 5th International Symposium. Vol. 2. 1967, p. 1385.
6. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Генератор молекулярного пучка для исследований потоков разреженного газа.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
7. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Измерение параметров газового потока с помощью электронного пучка.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
8. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Измерение параметров молекулярного пучка в присутствии остаточного газа.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
9. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., «Мир», 1964.
10. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Влияние газа окружающего пространства на функцию распределения скоростей молекул в молекулярном пучке.— ПМТФ, 1976, № 4.

УДК 532.529

### ПРОСТЫЕ ВОЛНЫ УРАВНЕНИЙ ОДНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ ГАЗОПЫЛЕВОЙ СМЕСИ

В. В. Жолобов, Л. Г. Жолобова

(Томск)

1. Уравнения одномерного нестационарного движения газопылевой смеси [1] запишем в следующей форме:

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial t} v_1 - \frac{\partial}{\partial \xi} u_1 = 0,$$