

02;12

Импульсные молекулярные пучки, управляемые с помощью скачка уплотнения

© Г.Н. Макаров

Институт спектроскопии РАН,
142190 Троицк, Московская область, Россия
e-mail: g.makarov@isan.troitsk.ru

(Поступило в Редакцию 6 мая 2002 г.)

Описан метод управления длительностью импульсов интенсивных молекулярных пучков. Метод основан на укорочении импульса исходного молекулярного пучка путем формирования скачка уплотнения перед твердой поверхностью, через которую проходит пучок. Приведены результаты экспериментов по укорочению импульсов молекулярных пучков H_2 , He, SF_6 и SF_6/H_2 (1/10), SF_6/He (1/10). Изучены параметры падающих на поверхность и проходящих через нее молекулярных пучков. Сделаны оценки плотности газа в исходном пучке и скачке уплотнения перед поверхностью. Получены зависимости интенсивности и длительности укороченных молекулярных пучков от интенсивности исходного пучка, угла падения его на поверхность, а также от диаметра отверстия в поверхности, через которую проходит пучок. Установлено, что длительность укороченного пучка резко уменьшается с увеличением интенсивности падающего пучка и уменьшением диаметра отверстия в поверхности. С помощью описанного метода получены интенсивные молекулярные пучки H_2 , He, SF_6 и SF_6/H_2 (1/10), SF_6/He (1/10) с длительностью импульсов $\leq 10\text{--}15\ \mu\text{s}$, протяженность которых в пространстве составляет $\leq 1\text{--}2\ \text{cm}$.

Введение

Интенсивные ($\geq 10^{20}\ \text{mol/sr}\cdot\text{s}$) импульсные молекулярные пучки используются в различных областях фундаментальных и прикладных исследований (изучение химических реакций, упругих и неупругих столкновений, взаимодействия молекул с поверхностью и др. [1]). В последнее время они широко используются также в лазерной спектроскопии и фотохимии [2,3], в том числе в исследованиях по лазерному разделению изотопов [4,5]. Наиболее распространенным способом получения интенсивных молекулярных пучков является их выделение с помощью скиммеров из газодинамически охлажденных струй, получаемых с помощью импульсных сопел [6]. Основными характеристиками импульсных пучков являются интенсивность, длительность, скорость, а также разброс скоростей молекул в пучке (степень охлаждения газа).

Существует несколько типов сопел для получения импульсных молекулярных пучков [6]. Наиболее распространенными из них являются 1) сопла с механизмом управления с помощью соленоида (к этому типу относятся и автомобильный инжектор топлива), 2) сопла с пьезоэлектрическим механизмом управления и 3) сопла типа „токовая петля“ [6,7]. Для первого типа сопел характерны импульсы длительностью от нескольких сотен микросекунд до нескольких миллисекунд, для второго — примерно от $100\ \mu\text{s}$ до $10\ \text{ms}$. С помощью сопел типа „токовая петля“ обычно получают импульсы длительностью примерно от $30\text{--}40$ до $150\ \mu\text{s}$. Создателям этого типа сопла удалось получить молекулярные пучки с рекордно короткой длительностью импульса $\cong 7\ \mu\text{s}$ [8].

Получение коротких импульсов ($\leq 20\ \mu\text{s}$) сопряжено с большими трудностями в конструировании самого

сопла и проблемами, связанными с вводом большой энергии ($\geq 20\ \text{J}$) для быстрого его открывания [6]. При столь больших вводах энергии сопло не может работать с большой частотой повторения импульсов без охлаждения. Кроме того, сильно уменьшается срок эксплуатации таких сопел по сравнению со сроком эксплуатации сопел, работающих в нормальном режиме. Вместе с тем молекулярные пучки малой протяженности (длительности) необходимы во многих экспериментах, в особенности по возбуждению и диссоциации молекул в пучках высокоинтенсивными лазерными импульсами [9,10]. В [11] нами был предложен довольно простой метод укорочения импульсов интенсивных молекулярных пучков, который позволяет получать пучки длительностью $\leq 10\ \mu\text{s}$. В данной работе дается подробное описание предложенного метода и приведены результаты более полного исследования процесса укорочения интенсивных импульсных молекулярных пучков путем формирования скачка уплотнения перед твердой поверхностью.

Экспериментальная установка и метод

В предложенном методе для укорочения импульсов молекулярных пучков используется скачок уплотнения (ударная волна) [12–14], который формируется при взаимодействии исходного молекулярного пучка с твердой поверхностью. Скачок уплотнения играет роль быстродействующего газодинамического затвора. Суть метода поясняет рис. 1. В экспериментах интенсивный ($\geq 10^{20}\ \text{mol/sr}\cdot\text{s}$) широкоапертурный (расходимость $\omega \cong 0.05\ \text{sr}$) импульсный молекулярный пучок падал на твердую поверхность — пластинку (использовалась

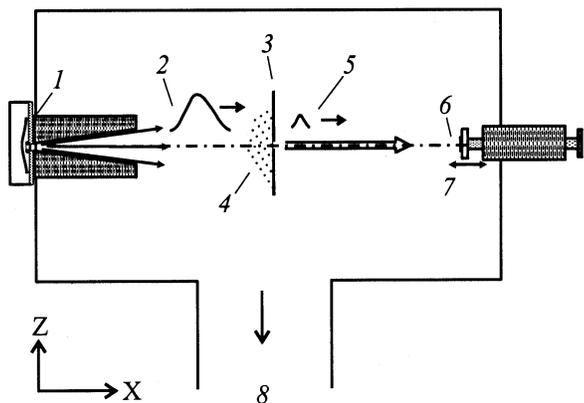


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — импульсное сопло, 2 — падающий пучок, 3 — поверхность, 4 — скачок уплотнения, 5 — прошедший пучок, 6 — пироприемник, 7 — перемещение, 8 — откачка (турбомолекулярный насос).

тонкая, $\cong 100 \mu\text{m}$, металлическая пластинка), в центре которой имелось отверстие диаметром $\cong 2\text{--}3 \text{ mm}$. При взаимодействии интенсивного сверхзвукового молекулярного пучка с пластинкой перед ней формировался скачок уплотнения [15,16], характерные размеры которого были порядка средней длины свободного пробега молекул [12,13].

При малой интенсивности пучка (когда концентрация молекул в нем была $N_{\text{in}} \leq 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ скачок уплотнения перед поверхностью не формировался [17,18]. В этом случае падающий на поверхность молекулярный пучок, распространяющийся внутри телесного угла, определяемого площадью отверстия и расстоянием от сопла до поверхности, полностью проходил через отверстие в пластинке. Отраженные от поверхности молекулы лишь незначительно ослабляли его. Когда же интенсивность падающего пучка была довольно велика ($N_{\text{in}} \geq 10^{20} \text{ mol/sr} \cdot \text{s}$, $N_{\text{in}} \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), через отверстие в пластинке проходила только передняя, мало интенсивная часть импульса молекулярного пучка, в то время как последующая, более интенсивная часть пучка полностью рассеивалась („поглощалась“) скачком уплотнения, который формировался перед поверхностью. В результате имело место значительное укорочение длительности импульса исходного молекулярного пучка. Отметим, что здесь можно провести аналогию с укорочением светового, например лазерного, импульса за счет формирования оптического пробоя в фокусе линзы или телескопа, когда имеет место полное поглощение хвостовой части импульса в образовавшейся плазме.

В экспериментах использовалось импульсное сопло типа токовая петля [7]. Диаметр отверстия 0.75 mm . Время открывания в зависимости от состава и давления газа над соплом составляло $\cong 50\text{--}100 \mu\text{s}$ (по полувысоте). Давление газа над соплом изменялось в диапазоне от $\cong 0.1$ до 7 atm . Срез сопла был выполнен в форме конуса с полным углом раствора 15° .

Длина конуса 35 mm . Вакуумная камера, в которой формировался молекулярный пучок, откачивалась до давления $\cong 1 \cdot 10^{-6} \text{ Torr}$ турбомолекулярным насосом. Число молекул, истекающих из сопла за один импульс, зависело от давления и состава газа над соплом. В данных экспериментах в случае с SF_6 оно изменялось от $\cong 3 \cdot 10^{15}$ до $\cong 1 \cdot 10^{17} \text{ mol/pulse}$. Метод измерения числа молекул в импульсе подробно описан в [17,18].

В экспериментах нами исследовалась зависимость длительности и интенсивности укороченных молекулярных пучков от интенсивности падающего пучка и от диаметра отверстия в пластинке, а также измерялась средняя скорость молекул в укороченном пучке и разброс скоростей молекул в нем. Измерения проводились с помощью времяпролетного метода, основанного на применении в качестве детектора молекулярного пучка пироэлектрического приемника (ПЭП) с временным разрешением $\cong 3\text{--}5 \mu\text{s}$ [19,20]. Устройство ПЭП подробно описано в [21]. Измерялись времяпролетные спектры молекул на различных расстояниях от сопла. Из них определялись скорости пучков и разбросы скоростей молекул в пучках.

Результаты и обсуждение

1. Временная эволюция импульсов укороченных пучков. Эксперименты проводились с молекулярными пучками SF_6 , H_2 , He и SF_6/H_2 (1/10), SF_6/He (1/10), SF_6/CH_4 (1/10). Во всех случаях наблюдалось значительное (в 2–7 раз) укорочение импульса исходного молекулярного пучка. На рис. 2 показана временная эволюция импульса молекулярного пучка (времяпролетного спектра молекул), проходящего через отверстие в пластинке, при увеличении давления газа ($\text{SF}_6/\text{He} = 1/10$) над соплом. Расстояние от сопла до поверхности — 68 mm , а до детектора — 143 mm . При малом давлении газа над соплом ($p \leq 0.15 \text{ atm}$), когда интенсивность падающего пучка мала и скачок уплотнения перед поверхностью не формируется [17,18], молекулярный пучок без укорочения проходит через отверстие в пластинке (рис. 2, a). С увеличением давления газа над соплом, когда перед поверхностью формируется скачок уплотнения, происходит укорочение импульса падающего пучка (рис. 2, b). При дальнейшем увеличении интенсивности исходного пучка (давления газа над соплом) импульс еще больше укорачивается (рис. 2, c), но при этом формируется довольно интенсивный вторичный импульсный пучок, источником которого является скачок уплотнения [22–24].

В экспериментах было установлено, что с увеличением расстояния между соплом и детектором сигнал, индуцированный вторичным пучком, падает значительно быстрее, чем сигнал, индуцированный первичным пучком (рис. 3). Это обусловлено в основном двумя причинами. Во-первых, квадратичной зависимостью сигнала (в случае глубоко охлажденных пучков) от расстояния

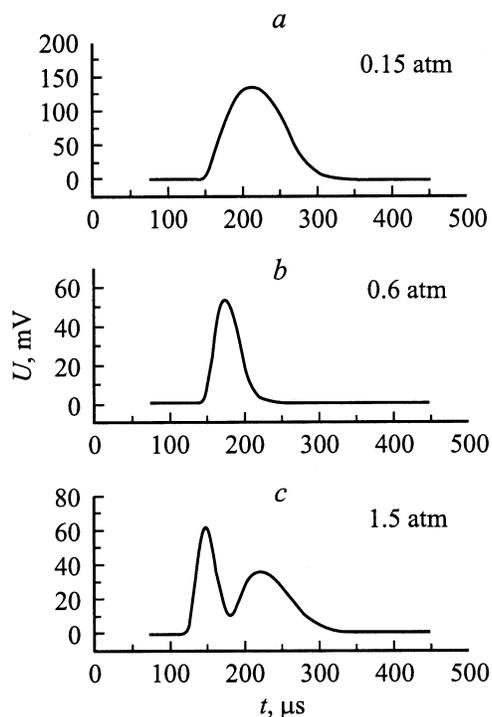


Рис. 2. Временная эволюция импульса молекулярного пучка ($\text{SF}_6/\text{He} = 1/10$), проходящего через отверстие диаметром $h_0 = 2 \text{ mm}$ в пластинке, с увеличением давления газа над соплом. Расстояние от сопла до поверхности 68 mm , а от сопла до детектора — 143 mm . Давление газа над соплом: *a* — 0.15 , *b* — 0.6 , *c* — 1.5 atm . U — пирозлектрический сигнал.

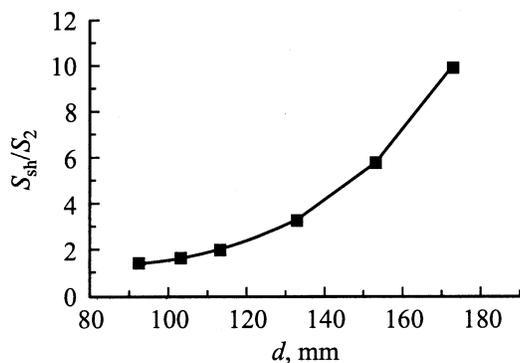


Рис. 3. Зависимость отношения амплитуд сигналов, индуцированных на детекторе укороченным исходным и вторичным молекулярными пучками H_2 , от расстояния между соплом и детектором. Условия те же, что на рис. 2.

между детектором и источником пучка: источник вторичного пучка ближе к детектору, поэтому сигнал от него падает с расстоянием быстрее. Во-вторых, степень охлаждения газа во вторичном пучке существенно меньше, чем в укороченном первичном пучке. Поэтому сигнал от вторичного пучка падает с расстоянием быстрее также и за счет большего разброса скоростей молекул в нем. На расстояниях $x \geq 173 \text{ mm}$ от сопла ($\geq 105 \text{ mm}$ от

пластинки) сигнал от вторичного пучка был более чем на порядок меньше сигнала от первичного пучка.

Чтобы подавить формирование вторичного пучка, пластинка поворачивалась на угол $\alpha \cong 60\text{--}70^\circ$ по отношению к падающему пучку. В этом случае перед ней формировался косой скачок уплотнения, в котором давление и плотность газа были значительно (давление примерно в $1/\cos^2 \alpha$ раз) меньше, чем в прямом скачке [12,14]. В результате интенсивность вторичного пучка была ничтожно мала по сравнению с интенсивностью укороченного первичного пучка. На рис. 4 показана зависимость отношения интенсивностей укороченного первичного и вторичного молекулярных пучков H_2 от угла падения исходного пучка на поверхность. Из характера этой зависимости следует, что интенсивность вторичного пучка резко уменьшается с увеличением угла падения. Это связано главным образом с уменьшением давления и плотности газа в скачке уплотнения. Отметим, что при больших углах падения ($\alpha \geq 75^\circ$), когда выполнялось условие $1/\cos^2 \alpha \cong M_{\text{in}}$ (M_{in} — число Маха в исходном пучке), скачок уплотнения перед поверхностью не формировался [12–14] и падающий импульс не укорачивался.

2. Зависимость длительности укороченного пучка от давления газа над соплом и диаметра отверстия в поверхности. В экспериментах было установлено, что чем выше интенсивность падающего молекулярного пучка и меньше диаметр отверстия, тем сильнее укорачивается пучок. При интенсивности падающего пучка $I_{\text{in}} \geq 10^{21}\text{--}10^{22} \text{ mol/sr} \cdot \text{s}$ ($N_{\text{in}} \geq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) длительность проходящего через отверстие диаметром 2 mm импульса молекулярного пучка составляла $\leq 10\text{--}15 \mu\text{s}$.

На рис. 5 показана зависимость длительности импульса молекулярного пучка H_2 от давления газа над соплом. Угол падения пучка на пластинку составлял $\alpha \cong 65^\circ$. Длительность падающего пучка была $\cong 78 \mu\text{s}$. Видно, что при давлении газа над соплом $p \leq 0.15 \text{ atm}$ импульс не укорачивается, а при давлении $4\text{--}5 \text{ atm}$ длительность проходящего импульса составляет $\leq 10\text{--}12 \mu\text{s}$.

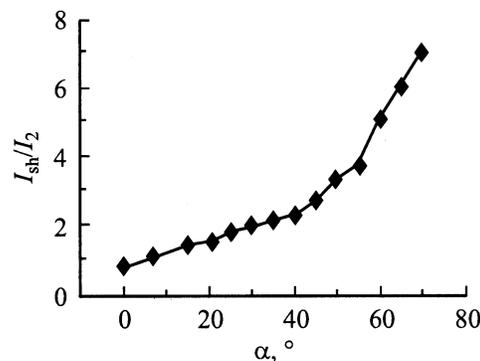


Рис. 4. Зависимость отношения интенсивностей укороченного исходного и вторичного молекулярных пучков H_2 от угла падения на поверхность. $P_{\text{H}_2} = 2.4 \text{ atm}$. Условия те же, что на рис. 2.

Результаты измерений параметров исходных и укороченных молекулярных пучков

Состав газа	Давление над соплом, atm	Расстояние от сопла до детектора, mm	Исходный пучок				Диаметр отверстия, mm	Укороченный пучок				
			Длительность импульса, μs	v , m/s	Δv , m/s	$v/\Delta v$		Длительность импульса, μs	v , m/s	Δv , m/s	$v/\Delta v$	Относительная интенсивность, $I_{\text{sh}}/I_{\text{in}}$
H_2	2.0	143	91	2140	345	6.2	2	27	2400	480	5	0.06
	2.7	173	95	2330	333	7	1	30	2500	580	4.3	0.10
SF_6/CH_4 (1/10)	3.1	173	82	855	111	7.5	2.2	47	917	170	5.4	0.07
SF_6	5.8	113	112	480	51	9.5	2	34	545	78	7	0.11
							1.5	25	585	90	6.5	0.08
SF_6/He (1/10)	0.8	113	92	860	98	8.8	1.7	43	1100	144	7.7	0.11
	2.8	143	78	980	105	9.3	2	23	1095	240	4.6	0.09

На рис. 6 показана зависимость (кривая 1) длительности импульса молекулярного пучка H_2 , проходящего через отверстие в пластинке диаметром 2 mm от угла падения на пластинку. Отметим, что по мере увеличения угла падения эффективный диаметр отверстия уменьшается (как $\cos \alpha$, кривая 2 на рис. 6), поэтому

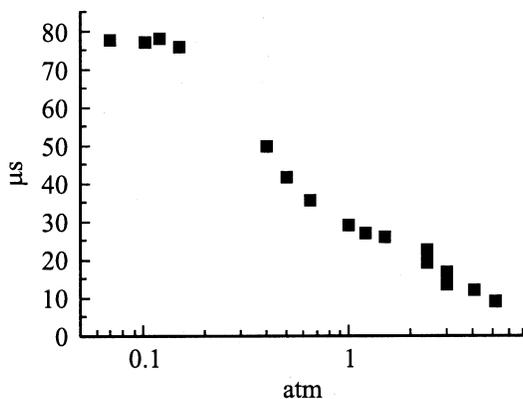


Рис. 5. Зависимость длительности импульса молекулярного пучка H_2 , от давления газа над соплом. Угол падения пучка на пластинку $\alpha \cong 65^\circ$. Условия те же, что и на рис. 2.

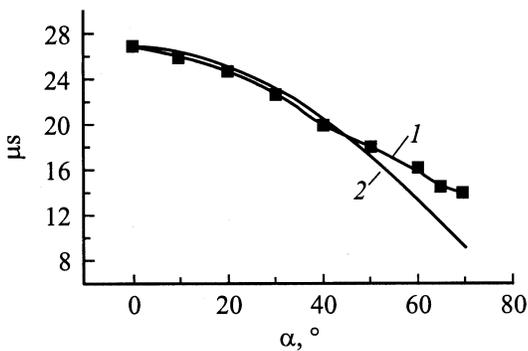


Рис. 6. Зависимость длительности импульса молекулярного пучка H_2 , от угла падения на пластинку. Условия те же, что и на рис. 2.

показанную зависимость можно рассматривать также как зависимость длительности импульса от диаметра отверстия. Видно, что длительность проходящего через поверхность импульса падает с уменьшением диаметра отверстия. Это связано с тем, что с уменьшением площади отверстия в поверхности, через которое проходят молекулы, уменьшается время формирования скачка уплотнения. При $\alpha \geq 60-70^\circ$ длительность импульса слабо зависит от угла падения. Это, вероятно, обусловлено быстрым ослаблением скачка уплотнения перед поверхностью.

В [11] приведены результаты измерений интенсивности, длительности и средней скорости молекулярных пучков, а также разброса скоростей молекул в пучках, которые были получены при прохождении молекулярного пучка ($\text{SF}_6/\text{He} = 1/10$) через отверстия разного диаметра. Расстояние от сопла до поверхности было 68 mm. В этих экспериментах было установлено, что с уменьшением диаметра отверстия, через которое проходит пучок, его длительность существенно уменьшается. Одновременно увеличиваются средняя скорость молекулярного пучка и разброс скоростей молекул в нем. Полученные в данной работе результаты (см. таблицу), в том числе и с другими молекулярными пучками, полностью согласуются с результатами первых экспериментов. Увеличение средней скорости является следствием того, что по мере укорочения импульса через отверстие проходит все более высокоскоростная часть исходного молекулярного пучка. Увеличение разброса скоростей связано с возрастающим влиянием рассеяния пучка на молекулах, отраженных от поверхности и стенок отверстия. В укороченном пучке разброс скоростей был в 1.5–2 раза больше, чем в падающем пучке. Вместе с тем из результатов, представленных в таблице, следует, что в укороченном пучке газ был также довольно холодным (числа Маха составляли $M \cong v/\Delta v \cong 5-8$). Как следует из таблицы, длительности молекулярных пучков SF_6 и SF_6/He (1/10), проходящих через отверстия диаметром соответственно 1.7 и 2 mm, сразу за поверхностью составляли $\leq 8 \mu\text{s}$.

3. Оценка плотности газа в падающем пучке и в скачке уплотнения. Отметим, что плотность газа в скачке уплотнения зависит от величины показателя $\gamma = c_p/c_v$ — отношения удельных теплоемкостей. Для газа с постоянной теплоемкостью предельное увеличение плотности в прямом скачке уплотнения определяется соотношением [14] $\rho_{sh}/\rho_{in} = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$, где ρ_{in} и ρ_{sh} — плотности газа в падающем пучке и в скачке уплотнения соответственно. Поэтому в случае молекул с малым показателем γ перед поверхностью формируется довольно плотный скачок уплотнения [16,17] (например, в случае SF_6 $\gamma \cong 1.1$ при $T \cong 300$ K [25] и $\rho_{sh}/\rho_{in} \cong 21$), который значительно укорачивает исходный импульс, но одновременно является источником интенсивного вторичного пучка. В случае же молекул с большим значением показателя γ [например, He ($\gamma \cong 1.66$ [25]) и H_2 ($\gamma \cong 1.4$ [25])] предельное увеличение плотности газа в скачке уплотнения значительно меньше ($\rho_{sh}/\rho_{in} \cong 4$ и $\cong 6$ соответственно). В этом случае перед поверхностью формируется скачок уплотнения умеренной плотности. Поэтому интенсивность вторичного пучка существенно меньше, чем в случае с SF_6 .

Отношение концентраций молекул в скачке уплотнения N_{sh} и в исходном (первичном) пучке N_{in} грубо можно принять равным отношению протяженности падающего пучка Δx_b к ширине фронта скачка уплотнения Δx_{sh} , т.е. $N_{sh}/N_{in} \cong \Delta x_b/\Delta x_{sh}$. В случае SF_6 $\Delta x_b \cong 4.6$ cm, $\Delta x_{sh} \cong 3$ mm [17,18]. Поэтому $N_{sh} \cong 15N_{in}$. Например, при давлении SF_6 над соплом 1 atm число молекул, истекающих из сопла за один импульс, составляло $N_b \cong 3.5 \cdot 10^{16}$ mol/pulse [24]. Объем первичного пучка, по оценкам [17,24], составлял $V_b \cong 14$ cm³. Следовательно, $N_{in} \cong 2.5 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ и $N_{sh} \cong 3.8 \cdot 10^{16}$ cm⁻³.

4. Оценки по рассеянию пучка в скачке уплотнения. Сделаем оценки, связанные с ослаблением пучка за счет рассеяния в скачке уплотнения. Проведем их на примере молекулярного пучка SF_6 , поскольку его параметры нами были довольно детально исследованы [17,18]. В оценках мы используем выражение для интенсивности проходящего через скачок уплотнения молекулярного пучка в виде

$$I_{sh}(t) = I_{in}(t) \exp[-\sigma N_{sh}(t) \Delta x_{sh}(t)]. \quad (1)$$

Здесь $I_{in}(t)$ — интенсивность падающего пучка, σ — сечение взаимодействия молекул SF_6 , $N_{sh}(t)$ — концентрация молекул в скачке уплотнения, $\Delta x_{sh}(t)$ — протяженность (толщина) скачка уплотнения перед поверхностью. Заметим сразу, что соотношение (1) применимо только в условиях низкого давления газа и однократных столкновений, что в нашем случае имеет место лишь на первоначальной стадии формирования скачка уплотнения. Вместе с тем для грубой оценки интенсивности пучка, при которой происходит практически полное его рассеяние в скачке уплотнения, вероятно, можно использовать это соотношение. При давлении SF_6 над соплом 1 atm концентрация

молекул в скачке уплотнения, как показано выше, $N_{sh} \cong 3.8 \cdot 10^{16}$ cm⁻³, а $\Delta x_{sh} \cong 3$ mm [17,18]. Если принять, что сечение взаимодействия SF_6 равно газокинетическому сечению молекулы ($\sigma \cong 2.4 \cdot 10^{-15}$ cm² [26]), то в рассматриваемых условиях показатель экспоненты в соотношении (1) будет равен $(N_{sh} \sigma \Delta x_{sh}) \cong 28$. Следовательно, молекулярный пучок SF_6 такой интенсивности практически полностью рассеется в скачке уплотнения. Через формируемый пучком скачок уплотнения может пройти только самая передняя часть импульса, в которой интенсивность более чем на порядок меньше рассмотренной интенсивности, а величина показателя экспоненты еще не превышает одной-нескольких единиц. Именно прохождение передней части импульса и наблюдалось нами в экспериментах. Отметим, что интенсивность исходного молекулярного пучка SF_6 в рассмотренном случае составляла $I_{in} \geq 7 \cdot 10^{21}$ mol/sr · s. Интенсивности молекулярных пучков H_2 и He при одинаковых с SF_6 давлениях газа над соплом были примерно на порядок выше. Поэтому, хотя полученные нами укороченные пучки были на порядок или даже больше менее интенсивными, чем исходные, мы все еще имели дело с довольно интенсивными молекулярными пучками.

Заключение

В работе показано, что за счет формирования скачка уплотнения перед твердой поверхностью, через которую проходит молекулярный пучок, можно управлять его длительностью. Предложенным методом получены молекулярные пучки с длительностью импульсов $\leq 10-15$ μ s, протяженность которых в пространстве составляет $\leq 1-2$ cm. В случае импульсов малой протяженности удастся возбуждать (диссоциировать) высокоинтенсивным лазерным импульсом практически все молекулы в пучке и тем самым существенно повысить эффективность воздействия лазерного излучения на молекулярный пучок [9,10].

В случае молекул с малым значением показателя γ (например, SF_6) при использовании описанного метода для укорочения импульсов молекулярных пучков отрицательным сопутствующим фактором является генерация довольно интенсивного вторичного пучка из формирующегося скачка уплотнения. С целью подавления вторичного пучка эксперименты предпочтительно проводить при малой интенсивности падающего пучка (при малом давлении газа над соплом) либо при больших расстояниях между соплом и поверхностью, когда плотность газа в скачке уплотнения мала [16,17]. В случае же молекул с большим значением показателя γ (например, H_2 , He, а также смесей молекул SF_6 с газами-носителями H_2 и He) процесс генерации вторичных пучков, как это было показано, можно подавить. В этом случае описанным методом довольно легко можно получить молекулярные пучки с длительностью импульсов ≤ 10 μ s.

В заключение следует отметить, что в [27] наблюдалось укорочение импульсов молекулярных пучков азота примерно от 1.5 ms до 150–300 μ s за счет рассеяния пучка на фоновом газе, создаваемом в вакуумной камере передней частью импульса. Для генерации молекулярных пучков в указанной работе использовалось импульсное сопло с механизмом управления с помощью соленоида (автомобильный инжектор топлива).

Автор выражает благодарность В.В. Нестерову и А.Н. Петину за техническую помощь.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 00-03-33003) и частично Американским фондом CRDF (грант № RC1-2206).

Список литературы

- [1] Atomic and Molecular Beam Methods / Ed. G. Scoles. New York; Oxford: University Press, 1988.
- [2] Баграташвили В.Н., Ионоу С.И., Макаров Г.Н. // Лазерная спектроскопия колебательно-возбужденных молекул / Под ред. В.С. Летохова. М.: Наука, 1990.
- [3] Bagratashvili V.N., Letokhov V.S., Makarov A.A., Ryabov E.A. // Multiple Photon Infrared Laser Photophysics and Photochemistry. New York; Harwood: Academic, 1985.
- [4] Макаров Г.Н., Лохман В.Н., Малиновский Д.Е., Огурок Д.Д. // Квантовая электрон. 1998. Т. 25. № 6. С. 545–550.
- [5] Апатин В.М., Лохман В.Н., Макаров Г.Н. и др. // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. № 6. С. 910–916.
- [6] Gentry W.R. // Atomic and Molecular Beam Methods / Ed. by G. Scoles. New York; Oxford: University Press, 1988.
- [7] Gentry W.R., Giese C.F. // Rev. Sci. Instrum. 1978. Vol. 49. N 5. P. 595–600.
- [8] Gentry W.R. // Comments Atom. Molec. Phys. 1980. Vol. IX. P. 113–119.
- [9] Makarov G.N., Malinovsky D.E., Ogurok D.D. // Laser Chem. 1998. Vol. 17. N 4. P. 205–218.
- [10] Макаров Г.Н., Малиновский Д.Е., Огурок Д.Д. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 1. С. 35–41.
- [11] Макаров Г.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. Вып. 3. С. 159–162.
- [12] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [13] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [14] Абрамович Г.Н. // Прикладная газовая динамика. Ч. 1. М.: Наука, 1991.
- [15] Макаров Г.Н., Петин А.Н. Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. Вып. 10. С. 583–587.
- [16] Makarov G.N., Petin A.N. // Chem. Phys. Lett. 2000. Vol. 323. N 3–4. P. 345–350.
- [17] Макаров Г.Н., Петин А.Н. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 1. С. 5–15.
- [18] Makarov G.N., Petin A.N. // Chem. Phys. 2001. Vol. 266. N 1. P. 125–134.
- [19] Apatin V.M., Dorozhkin L.M., Makarov G.N., Pleshkov L.M. // Appl. Phys. 1982. Vol. B 29. N 4. P. 273–278.
- [20] Апатин В.М., Макаров Г.Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 1. С. 15–29.
- [21] Ambartzumian R.V., Dorozhkin L.M., Makarov G.N. et al. // Appl. Phys. 1980. Vol. 22. N 4. P. 409–413.
- [22] Апатин В.М., Макаров Г.Н., Нестеров В.В. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. Вып. 12. С. 735–739.
- [23] Apatin V.M., Makarov G.N., Nesterov V.V. // Chem. Phys. Lett. 2001. Vol. 347. N 1–3. P. 101–107.
- [24] Макаров Г.Н. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. Вып. 6. С. 1411–1420.
- [25] CRC Handbook of Chemistry and Physics / Ed. D.R. Lide. 74th edition. Boca Raton: CRC Press, 1993–1994.
- [26] Burak I., Steinfeld J.I., Sutton D.G. // J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 1969. Vol. 9. N 7. P. 959–980.
- [27] Bassi D., Iannotta S., Niccolini S. // Rev. Sci. Instrum. 1981. Vol. 52. N 1. P. 8–11.