

Управление длительностью импульсов интенсивных молекулярных пучков

Г.Н.Макаров¹⁾

Институт спектроскопии РАН, 142190, г.Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 19 декабря 2001 г.

Предложен 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. С помощью предложенного метода получены интенсивные молекулярные пучки SF₆, H₂, He и SF₆/H₂ (1/10), SF₆/He (1/10) с длительностью импульсов ≤ 10 –15 мкс, протяженность которых в пространстве составляет ≤ 1 –2 см.

PACS: 33.80.–b, 42.62.Fi, 82.40.Fр, 82.50.Fv

1. Интенсивные ($\geq 10^{20}$ молекул/ср·с) импульсные молекулярные пучки используются в различных областях фундаментальных и прикладных исследований (изучение химических реакций с энергетическими барьерами, упругих и неупругих столкновений, взаимодействия молекул с поверхностью...) [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 относится 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 мкс до 10 мс. С помощью сопел типа “токовая петля” обычно получают импульсы длительностью примерно от 50 до 200 мкс. Создателям этого типа сопел удалось получить молекулярные пучки с рекордно короткой длительностью импульса $\cong 7$ мкс [8].

Получение коротких импульсов (≤ 20 мкс) сопряжено с большими трудностями в конструировании самого сопла и проблемами, связанными с вводом большой энергии (≥ 20 Дж) для быстрого его открывания [6]. 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 данной работе предложен довольно простой метод управления длительностью импульсов интенсивных молекулярных пучков, с помощью которого можно получать молекулярные пучки длительностью ≤ 10 мкс.

2. В предложенном методе для управления длительностью импульсов молекулярных пучков используется скачок уплотнения (ударная волна) [11–13], 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 ($\geq 10^{20}$ молекул/ср·с) широкоапертурный (расходимость $\omega \cong 0.05$ ср) импульсный молекулярный пучок падал на твердую поверхность – пластинку (использовалась тонкая, $\cong 100$ мкм, металлическая пластинка), в центре которой имелось отверстие диаметром $\cong 2$ –3 мм. При взаимодействии интенсивного сверхзвукового молекулярного пучка с пластинкой перед ней формировался скачок уплотнения [14, 15], характерные размеры которого были порядка средней длины свободного пробега молекул [11, 12].

При малой интенсивности пучка (когда концентрация молекул в нем была $N_1 \leq 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³) скачок уплотнения перед поверхностью не формировался [16, 17]. В этом случае падающий на поверхность

¹⁾e-mail: g.makarov@isan.troitsk.ru

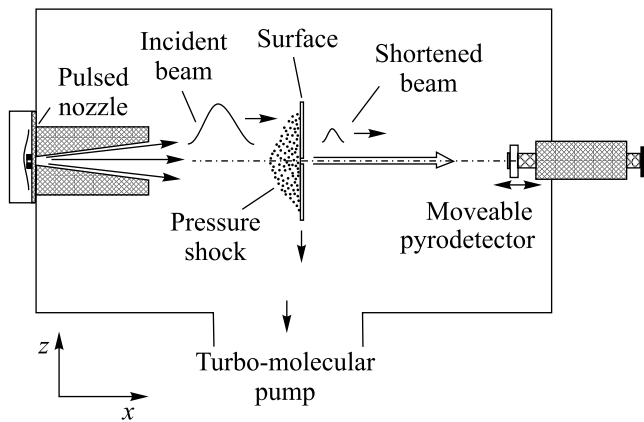


Рис.1. Схема эксперимента

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 ($I \geq 10^{20}$ молекул/см²·с, $N_1 \geq 10^{15}$ см⁻³), через отверстие в подложке проходила только передняя, малоинтенсивная 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 мм. Время открывания в зависимости от состава и давления газа над соплом составляло $\cong 70$ –100 мкс (по полувысоте). Давление газа над соплом изменялось в диапазоне от $\cong 0.1$ до 7 атм. Срез сопла был выполнен в форме конуса с полным углом раствора 15°. Длина конуса 35 мм. Вакуумная камера, в которой формировался молекулярный пучок, откачивалась до давления $\cong 1 \cdot 10^{-6}$ Торр турбомолекулярным насосом. Число молекул, истекающих из сопла за один импульс, зависело от давления газа над соплом и в данных экспериментах изменялось от $\cong 3 \cdot 10^{15}$ до $\cong 1.1 \cdot 10^{17}$ молекул/импульс. Метод измерения числа молекул в импульсе подробно описан в [16, 17].

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 $\cong 3$ –5 мкс [18, 19]. Изменялись времяпролетные спектры молекул на различных расстояниях от сопла. Из них определялись скорости пучков и разбросы скоростей молекул в пучках.

3. Эксперименты проводились с молекулярными пучками SF₆, H₂, He и SF₆/H₂ (1/10), SF₆/He (1/10). Во всех случаях наблюдалось значительное (в 2–7 раз) укорочение импульса исходного молекулярного пучка. На рис.2 показана временная

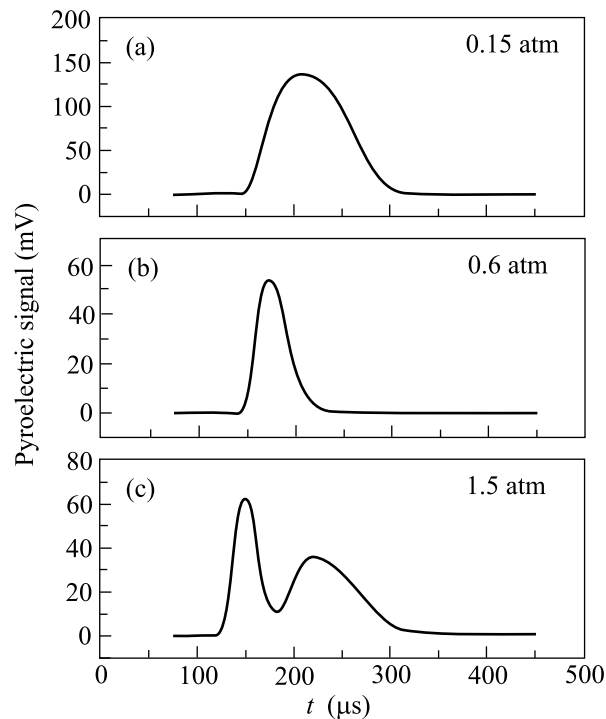


Рис.2. Временная эволюция импульса молекулярного пучка (SF₆/He = 1/10), проходящего через отверстие диаметром 2 мм в пластинке, с увеличением давления газа над соплом. Расстояние от сопла до поверхности 68 мм, а от сопла до детектора – 143 мм. Давление газа над соплом: (a) 0.15, (b) 0.6 и (c) 1.5 атм

эволюция импульса молекулярного пучка (времяпролетного спектра молекул), проходящего через отверстие в пластинке, при увеличении давления газа (SF₆/He = 1/10) над соплом. Расстояние от сопла

до поверхности – 68 мм, а до детектора – 143 мм. При малом давлении газа над соплом ($p \leq 0.15$ атм), когда интенсивность падающего пучка мала и скачок уплотнения перед поверхностью не формируется [16, 17], молекулярный пучок без укорочения проходит через отверстие в пластинке (рис.2а). С увеличением давления газа над соплом, когда перед поверхностью формируется скачок уплотнения, происходит укорочение импульса падающего пучка (рис.2б). При дальнейшем увеличении интенсивности исходного пучка (давления газа над соплом) импульс еще больше укорачивается (рис.2с), но при этом формируется довольно интенсивный вторичный импульсный пучок, источником которого является скачок уплотнения [20–22].

Чтобы подавить формирование вторичного пучка, пластинка поворачивалась на угол $\alpha \cong 50 - 65^\circ$ по отношению к падающему пучку. В этом случае перед ней формировался косой скачок уплотнения, плотность газа в котором была значительно меньше, чем в прямом скачке [11, 13]. В результате, интенсивность вторичного пучка была ничтожно мала по сравнению с интенсивностью укороченного первичного пучка. Отметим, что при больших углах падения ($\alpha \geq 75^\circ$) скачок уплотнения перед поверхностью не формируется [11–13] и падающий импульс не укорачивается.

В экспериментах было установлено, что чем выше интенсивность падающего молекулярного пучка и меньше диаметр отверстия, тем сильнее укорачивается пучок. При интенсивности падающего пучка $I \geq 10^{21}$ молекул/ср·с ($N_1 \geq 10^{16}$ см $^{-3}$) длительность проходящего через отверстие диаметром 2 мм импульса молекулярного пучка составляла $\leq 10-15$ мкс.

На рис.3 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 $\cong 78$ мкс. Видно, что при давлении газа над соплом $p \leq 0.15$ атм импульс не укорачивается, а при давлении 4–5 атм длительность проходящего импульса составляет $\leq 10-12$ мкс.

В таблице приведены результаты измерений интенсивности, длительности и средней скорости молекулярных пучков, а также разброса скоростей молекул в пучках, которые были получены при прохождении молекулярного пучка ($SF_6/He = 1/10$) через отверстия разного диаметра. Суммарное давление газа над соплом 2.8 атм. Расстояние от сопла до поверхности – 68 мм, а до детектора – 143 мм. Видно, что с уменьшением диаметра отверстия, через кото-

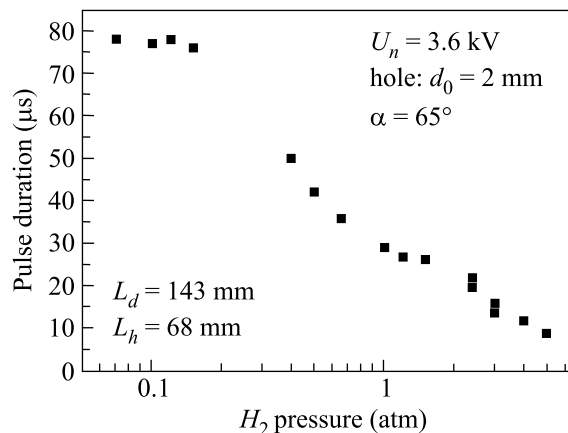


Рис.3. Зависимость длительности импульса молекулярного пучка H_2 , проходящего через отверстие диаметром 2 мм в пластинке, от давления газа над соплом. Угол падения пучка на пластинку $\alpha \cong 65^\circ$. Расстояние от сопла до пластинки $L_h = 68$ мм, а до детектора – $L_d = 143$ мм

рое проходит пучок, его длительность существенно уменьшается. Одновременно увеличивается средняя скорость молекулярного пучка и разброс скоростей молекул в нем. Увеличение средней скорости является следствием того, что по мере укорочения импульса через отверстие проходит все более высокоскоростная часть исходного молекулярного пучка, а 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, (число Маха составляло $M \cong v/\Delta v \cong 4-8$).

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 [13]: $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$, где ρ_1 и ρ_2 – 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 $\gamma \cong 1.1$ [23] и $\rho_2/\rho_1 \cong 21$), который значительно укорачивает исходный импульс, но одновременно является источником интенсивного вторичного пучка. В случае же молекул с большим значением показателя γ (например, He ($\gamma \cong 1.66$ [23]) и H_2 ($\gamma \cong 1.4$ [23])) предельное увеличение плотности газа в скачке уплотнения значительно меньше ($\rho_2/\rho_1 \cong 4$ и $\cong 6$, соответственно). В этом случае

Результаты измерений по укорочению импульса молекулярного пучка SF₆/He (1/10)

d_0 , мм	Характеристики пучка				
	длительность пучка, мкс	интенсивность, отн. ед.	скорость пучка, v , м/с	разброс скоростей молекул в пучке Δv , м/с	$v/\Delta v$
невозмущенный пучок	78	100	980	105	9.3
4	68	60	1005	120	8.4
3	59	40	1040	150	6.8
2.5	51	22	1070	180	5.9
2	23	9	1095	240	4.6

перед поверхностью формируется скачок уплотнения умеренной плотности. Поэтому интенсивность вторичного пучка существенно меньше, чем в случае с SF₆.

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

Автор выражает благодарность В. М. Апатину и В. В. Нестерову за техническую помощь. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 00-03-33003-а и проект # 02-02-16694-а, и частично Американским фондом CRDF, грант # RC1-2206.

1. *Atomic and Molecular Beam Methods*, Ed. G. Scoles, Oxford University Press, New York, 1988.
2. В. Н. Баграташвили, С. И. Ионов, Г. Н. Макаров, в книге: *Лазерная спектроскопия колебательно-возбужденных молекул*, под ред. В. С. Летохова, М.: Наука, 1990.
3. V. N. Bagratashvili, V. S. Letokhov, A. A. Makarov, and E. A. Ryabov, *Multiple Photon Infrared Laser Photophysics and Photochemistry*, N.Y., Harwood, Academic, 1985.
4. Г. Н. Макаров, В. Н. Лохман, Д. Е. Малиновский, Д. Д. Огурок, *Квантовая электроника* **25**, 545 (1998).

5. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров и др., *Оптика и спектроскопия* **91**, 910 (2001).
6. W. R. Gentry, *Low-Energy Pulsed Beam Sources*, In: *Atomic and Molecular Beam Methods*, Ed. G. Scoles, Oxford University Press, N.Y., 1988.
7. W. R. Gentry and C. F. Giese, *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 595 (1978).
8. W. R. Gentry, *Comments Atom. Molec. Phys.* **IX**, 113 (1980).
9. G. N. Makarov, D. E. Malinovsky, and D. D. Ogurok, *Laser Chem.* **17**, 205 (1998).
10. Г. Н. Макаров, Д. Е. Малиновский, Д. Д. Огурок, *ЖТФ* **69**, 35 (1999).
11. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, 1966.
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
13. Г. Н. Абрамович, *Прикладная газовая динамика*, ч. 1, М.: Наука, 1991.
14. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 583 (2000).
15. G. N. Makarov and A. N. Petin, *Chem. Phys. Lett.* **323**, 345 (2000).
16. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, *ЖЭТФ* **119**, 5 (2001).
17. G. N. Makarov and A. N. Petin, *Chem. Phys.* **266**, 125 (2001).
18. V. M. Apatin, L. M. Dorozhkin, G. N. Makarov, and L. M. Pleshkov, *Appl. Phys.* **B29**, 273 (1982).
19. В. М. Апатин, Г. Н. Макаров, *ЖЭТФ* **84**, 15 (1983).
20. В. М. Апатин, Г. Н. Макаров, В. В. Нестеров, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 735 (2001).
21. V. M. Apatin, G. N. Makarov, and V. V. Nesterov, *Chem. Phys. Lett.* **347**, 101 (2001).
22. Г. Н. Макаров, *ЖЭТФ* **120**, 1411 (2001).
23. D. R. Lide, Editor in Chief, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 74th ed., CRC Press, Boca Raton, 1993-1994.