

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИК ЛАЗЕРОМ УСКОРЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

В.Н.Лохман, Г.Н.Макаров

Институт спектроскопии РАН

142092 г.Троицк Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 1994 г.

Предложен метод и приведены результаты по ускорению нейтральных молекулярных пучков путем возбуждения молекул мощным ИК лазерным излучением в зоне газодинамического расширения на выходе из сопла. Метод позволяет получать интенсивные молекулярные пучки с кинетической энергией > 1 эВ, и его можно комбинировать с аэродинамическим ускорением.

1. Интенсивные молекулярные пучки с кинетической энергией от одного до нескольких электронвольт требуются в различных областях фундаментальных и прикладных исследований (изучение химических реакций с энергетическими барьерами, взаимодействие молекул с поверхностью и т.д.) [1]. Существует несколько способов решения этой проблемы [2, 3], которые можно классифицировать в соответствии с процессом, лежащим в основе управления энергией молекул: 1) электростатический процесс, в котором используется нейтрализация ионных пучков и 2) термодинамический процесс, основанный на выделении молекулярных пучков из свободно расширяющихся сверхзвуковых струй. В первом случае управление кинетической энергией молекул осуществляется подбором напряжения на электродах, установленных на пути пучка, во втором – кинетическая энергия определяется температурой T_0 газа до расширения через сопло:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1}k(T_0 - T), \quad (1)$$

где v – установившаяся скорость потока, m – масса молекулы, $\gamma = C_p/C_v$ – отношение удельных теплоемкостей расширяющегося газа, k – постоянная Больцмана и T – установившаяся температура.

Таким образом, при комнатной температуре кинетическая энергия молекул не может быть увеличена, за исключением случаев, когда интересующий нас газ разбавляется в более легком газе – носителе [4, 5]. Этот метод не слишком эффективен в случае, когда отношение масс интересующего газа и носителя мало. Его можно комбинировать с нагреванием сопла до ≈ 3000 К. Такая система позволяет, например, ускорять атомы аргона, разбавленные в гелии, до нескольких электронвольт [6]. Однако этот метод также не является универсальным, поскольку при высоких температурах возможны диссоциация молекул, разрушение материала сопла и т.д.). В работе [7] для решения этой проблемы было предложено использовать непрерывный оптический разряд, который поджигается внутри сопла непосредственно перед выходным отверстием. Поджиг разряда осуществляется импульсным лазером, либо электрической искрой, а поддерживается он непрерывным CO_2 -лазером. Очевидно, что этот метод также не универсален, а техническая реализация его является довольно сложной.

В данной работе описывается метод ускорения интенсивных нейтральных молекулярных пучков, основанный на возбуждении молекул ИК лазерным излучением в зоне газодинамического расширения. Суть метода заключается в следующем. Молекулы, истекающие из сопла, возбуждаются мощным резонансным ИК лазерным излучением в зоне газодинамического расширения сразу на выходе из сопла. ИК поглощение молекул приводит к значительному увеличению их внутренней (главным образом, колебательной) энергии. В то же время за счет процесса колебательно-поступательной $V - T$ -релаксации происходит уменьшение внутренней и одновременно увеличение кинетической энергии молекул.

2. Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Подробно она описана в работах [8, 9]. Здесь приведем лишь краткое ее описание. В экспериментах использовалось импульсное сопло типа "токовая петля" [10], работающее при комнатной температуре. Диаметр отверстия сопла 0,75 мм. Время открывания ≈ 60 мкс (по полувысоте). Корпус сопла был изготовлен из дюралюминия. Срез сопла был выполнен в форме конуса с полным углом раствора 60° . Длина конуса 15 мм. Вакуумная камера, в которой формировался молекулярный пучок, откачивалась до давления $\approx 1 \cdot 10^{-6}$ торр. Сопло работало с частотой 0,2 Гц. Для выделения молекулярного пучка из струи использовалась коническая диафрагма (скиммер) с диаметром отверстия 1,5 мм, которая устанавливалась на расстоянии 50 мм от среза сопла.

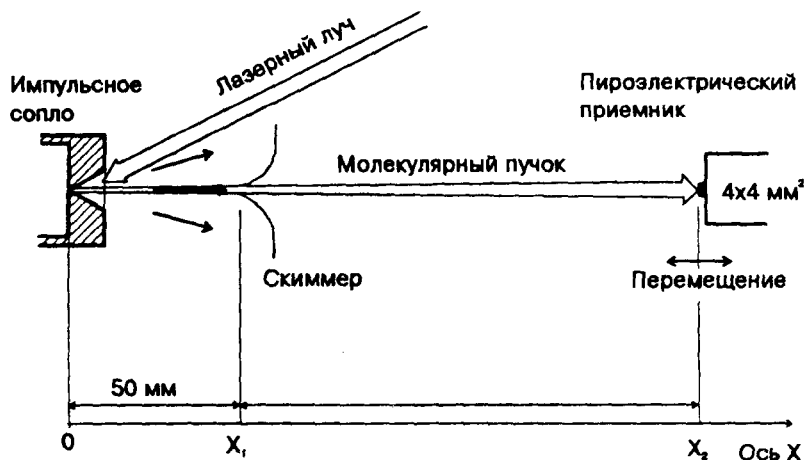


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Возбуждение молекул производилось [8, 9] импульсным ТЕА CO_2 -лазером, перестраиваемым по частоте с помощью дифракционной решетки. Лазер генерировал импульсы с энергией до 3 Дж. Чтобы избежать оптического пробоя внутри конуса сопла, энергия лазера уменьшалась до $\approx 0,1$ Дж за счет выделения TEM_{00} моды и дополнительного ослабления пластинками из CaF_2 . Лазерное излучение направлялось в зону газодинамического расширения без фокусировки.

Детектирование молекулярного пучка производилось [8, 9] с помощью неохлаждаемого пирозлектрического приемника (ПЭП) с временным разрешением $\approx 3 - 5$ мкс [11]. Пироприемник мог перемещаться вдоль оси пучка с помо-

пью механического устройства. Это позволяло получать времяпролетные (ВП) спектры молекул в различных точках на оси пучка [9] и непосредственно измерять наиболее вероятную скорость молекул (в максимуме ВП распределения). Сигнал с ПЭП усиливался ($\times 100$) и подавался на вход цифрового осциллографа С9-16.

Без предварительного возбуждения молекул сигнал с детектора пропорционален величине

$$S_0 \sim nv(E_a + E + mv^2/2) \sim nvE_0, \quad (2)$$

где n – плотность числа молекул на поверхности детектора, v – скорость и m – масса молекулы, E – энергия молекулы (сумма колебательной, вращательной и "локальной" поступательной энергии) и E_0 – полная энергия, приведенная в скобках. В случае, когда молекулы в пучке возбуждаются лазерным импульсом, сигнал пропорционален величине [8, 9]

$$S_L \sim nv(E_0 + E_{ab}), \quad (3)$$

где E_{ab} – энергия, поглощенная молекулой из лазерного поля.

Когда молекулы в пучке возбуждаются на достаточно больших расстояниях от сопла ($X > 50$ мм), где столкновения и процесс $V - T$ -релаксации практически не имеют место, скорость возбужденных молекул не отличается от скорости невозбужденных [8, 9]. Если же молекулы возбуждаются в зоне газодинамического расширения, где частота столкновений велика, то за счет процесса $V - T$ -релаксации поглощенная энергия полностью или частично переходит в поступательные степени свободы, в результате чего и происходит ускорение молекул, в том числе и на поглощающих ИК излучение.

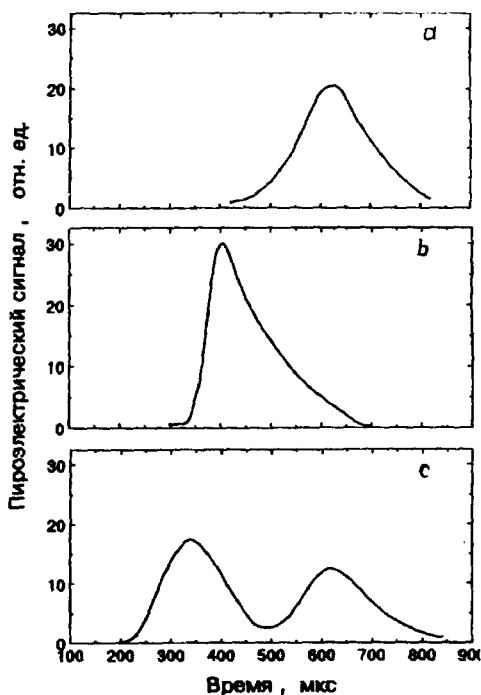


Рис.2. Времяпролетные спектры молекул SF_6 без лазерного ускорения (а) и при лазерном ускорении (b, c). В случае b ускорены все молекулы в пучке, в случае c ускорены только молекулы, истекающие из сопла в первый момент. Расстояние от сопла до приемника – 25 см. Давление SF_6 в сопле – 4 атм. Энергия CO_2 -лазера: b) – 0,1 Дж, c) – 0,05 Дж; линия 10P(20)

3. В экспериментах измерялись ВП спектры молекул в пучке на различных расстояниях от сопла и определялась наиболее вероятная скорость молекул в неускоренных и ускоренных пучках. Эксперименты проводились с молекулами SF_6 , CF_3I , NH_3 , CF_2HCl как без носителей, так и с носителями (H_2 , D_2 , N_2 , Ar , CH_4). На рис.2 приведены сигналы с детектора (ВП спектры молекул SF_6) без лазерного ускорения (a) и при лазерном ускорении (b, c). Возбуждение молекул производилось на линии 10P(20) CO_2 -лазера ($944,2\text{ см}^{-1}$), которая хорошо попадает в резонанс с колебанием ν_3 молекулы [8,12]. В случае рис.2b задержка между импульсами, запускающими сопло и CO_2 -лазер, подбиралась так ($\tau_d = 120\text{ мкс}$), чтобы ускорить все молекулы в пучке. В случае рис.2c задержка была уменьшена ($\tau_d = 60\text{ мкс}$), чтобы ускорить только те молекулы, которые истекают из сопла в первый момент, а другие оставить неускоренными. Когда, наоборот, задержка увеличивалась ($\tau_d = 180\text{ мкс}$) и лазерный импульс возбуждал молекулы, истекающие из сопла в последний момент, имел место обгон неускоренных молекул пучка ускоренными.

Наиболее вероятная скорость молекул SF_6 без лазерного ускорения была $v_0 = (470 \pm 10)\text{ м/с}$, что соответствует кинетической энергии $E_{kin} \approx 0,17\text{ эВ}$, а скорость ускоренных - $v_L = (815 \pm 15)\text{ м/с}$ и $E_{kin}^L \approx 0,51\text{ эВ}$. В комбинации с аэродинамическим ускорением молекул SF_6 с метаном ($SF_6:CH_4 = 1:10$, $p_{\Sigma} = 1\text{ атм}$) получено $v_0 \approx 1000\text{ м/с}$, а $v_L \approx 1200\text{ м/с}$, что соответствует кинетической энергии молекул SF_6 $E_{kin}^L \approx 1,0\text{ эВ}$.

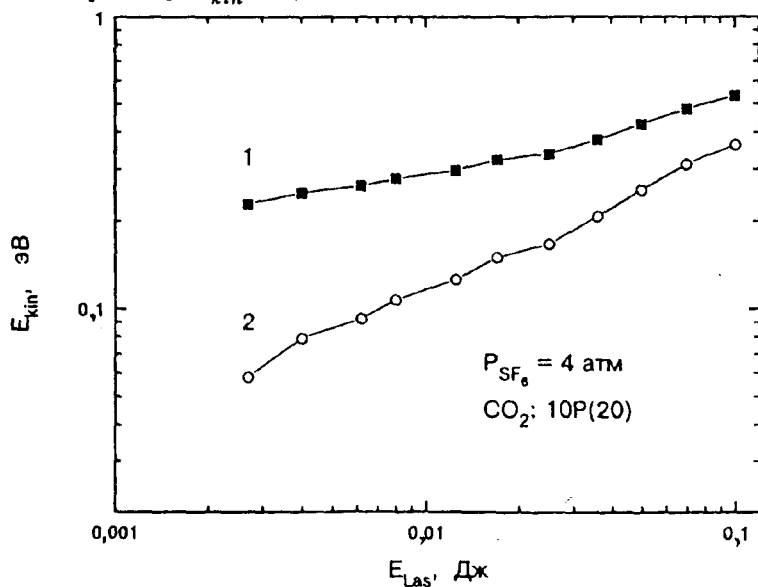


Рис.3. Зависимость кинетической энергии ускоренных молекул SF_6 от энергии возбуждающего импульса CO_2 -лазера. 1 - полная кинетическая энергия молекул SF_6 в пучке, 2 - кинетическая энергия, индуцированная лазером. Давление SF_6 в сопле - 4 атм. Линия лазера - 10P(20)

В аналогичных экспериментах с CF_3I ($p_0 = 1\text{ атм}$, возбуждение производилось в полосе колебания ν_1 молекулы линией 9R(12) CO_2 -лазера -1073 см^{-1} [13]) скорость молекул без лазерного ускорения была $v_0 = (415 \pm 10)\text{ м/с}$ ($E_{kin} = 0,18\text{ эВ}$), а с ускорением - $v_L = (845 \pm 15)\text{ м/с}$, что соответствует кинетической энергии $E_{kin}^L \approx 0,74\text{ эВ}$. В комбинации с аэродинамическим ускорением CF_3I в смеси с метаном ($CF_3I : CH_4 = 1:15$, $p_{\Sigma} = 1,3\text{ атм}$) наиболее

вероятная скорость без лазерного ускорения была $v_0 = (815 \pm 15)$ м/с, а с лазерным ускорением - $v_L = (1065 \pm 20)$ м/с, что соответствует кинетической энергии молекул CF_3I $E_{kin}^L \approx 1,2$ эВ.

На рис.3 приведены зависимости кинетической энергии молекул SF_6 от энергии возбуждающего лазерного импульса. Кривой 1 показана полная кинетическая энергия молекул, а кривой 2 - энергия, индуцированная лазером. Видно, что в исследуемом диапазоне энергия, наведенная лазером, растет с увеличением энергии возбуждающего импульса E_p как $E_{kin}^L \sim E_p^{1/2}$, без выхода на насыщение, почти аналогично поглощению SF_6 [8,12]. Поэтому можно полагать, что при более высоких энергиях возбуждающего импульса (которые просто реализовать с соплом без конуса [9]) и давлениях газа в сопле можно получить молекулярные пучки с кинетической энергией > 1 эВ. Пиковая интенсивность ускоренных молекулярных пучков при этом $> 10^{21}$ молекул/ср.с.

Авторы выражают благодарность А.Н.Петину за техническую помощь.

-
1. Atomic and Molecular Beam Methods. Ed. G.Scoles, New-York-Oxford, Oxford University Press, 1988.
 2. H.Pauli. In: Atomic and Molecular Beam Methods. Ed. G.Scoles, New-York-Oxford, Oxford University Press, 1988.
 3. J.M.Girard, A.Lebéhot and R.Comparque, J. Phys. D: Appl. Phys. **26**, 1382 (1993).
 4. E.W.Becker and W.Henkes, Z. Physik **146**, 320 (1956).
 5. E.Kolodney and A.Amirav, Chem Phys. **82**, 269 (1983).
 6. R.Comparque, A.Lebéhot, J.C.Lemonnier, and D.Marette, Rarefied Gas Dynamics. Ed. S.S.Fisher (New-York: AIAA), 1980, p.823.
 7. P.Asselin, C.Meis, A.Lebéhot et al., Rarefied Gas Dynamics. Ed. A.E.Beylich (Weinheim: VCH), 1991, p.1466.
 8. В.М.Апатин, Г.Н.Макаров, ЖЭТФ **84**, 15 (1983).
 9. V.M.Apatin, L.M.Dorozhkin, G.N.Makarov, and G.M.Pleshkov, Appl. Phys. **B29**, 273 (1982).
 10. W.R.Gentry and C.F.Giese, Rev. Sci. Instrum. **49**, 595 (1978).
 11. R.V.Ambartsumian, L.M.Dorozhkin, G.N.Makarov et al., Appl. Phys. **22**, 409 (1980).
 12. Р.В.Амбарцумян, Ю.А.Горохов, В.С.Летохов, Г.Н.Макаров, ЖЭТФ **69**, 1956 (1975).
 13. В.М.Апатин, Г.Н.Макаров, Квантовая электроника **10**, 1435 (1983).