

УДК 536.911 53.072 53.043 533.5 533.6.011.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА ГАЗА НЕРЕЗОНАНСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С УЧЕТОМ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ*

А.А. ШЕВЫРИН, М.С. ИВАНОВ

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

Исследуется процесс захвата газа движущейся интерференционной решеткой, образованной лазерным излучением нерезонансной частоты (оптический захват газа) с учетом межмолекулярных столкновений. Обнаружено, что для переходного режима (если длина свободного пробега молекул газа λ меньше периода решетки) передача энергии и импульса от движущейся оптической решетки к газу осуществляется более интенсивно, чем в случае свободномолекулярного режима. Показано, что максимальные величины скорости и нагрева газа определяются скоростью решетки и слабо зависят от интенсивности излучения.

ВВЕДЕНИЕ

В неоднородном электрическом поле на поляризуемые атомы и молекулы действует сила, направленная вдоль градиента электрического поля — так называемая градиентная сила. Она возникает из-за изменения величины штарковского сдвига энергии молекулы в неоднородном поле [1]. В случае, если поляризуемая молекула помещена в поле бегущей волны, образованной двумя пересекающимися лучами лазера, а частота лазерного излучения далека от резонанса, то периодическая градиентная сила изменяет скорость движения молекулы, стремясь удержать молекулу в области с наибольшей средней интенсивностью поля. Процесс взаимодействия оптической решетки и молекул газа посредством градиентной силы называется оптическим захватом газа на интерференционной решетке. В работе [2] показано, что оптическая градиентная сила может быть использована для захвата и манипуляции полярными ультрахолодными молекулами (с температурой до 0,35 К). Повышение интенсивности лазерного излучения до величин 10^{17} Вт/м² позволяет формировать молекулярные пучки, ускорять и замедлять нейтральные поляризуемые молекулы при комнатной температуре [3], [4]. Наиболее эффективно, до скоростей 10–100 км/с, можно ускорять захваченные молекулы, если использовать решетку с изменяющейся фазовой скоростью, что достигается изменением разницы частот лазеров $\Delta\omega$ [5]. Использование лазерного излучения большей интенсивности может привести к нежелательному эффекту — пробоем газа и,

* Работа выполнена при финансовой поддержке “Фонда содействия отечественной науке”, РФФИ (гранты 06-08-00687 и 06-01-22000).

следовательно, ионизации. В настоящей работе предполагается, что интенсивность излучения недостаточна для пробоя, и поэтому эффекты, связанные с ионизацией, не рассматриваются.

В работе [6] предлагается способ повышения тяги микросопел с характерным размером горла 100 мкм — 1 мм путем изменения импульса и нагрева газа за счет воздействия ускоряющейся оптической решетки. Для рассмотренного в [6] течения газа внутри микросопла влияние межмолекулярных столкновений было существенно только вне области захвата оптической решеткой, поскольку средняя длина свободного пробега значительно превосходила период интерференционной решетки. Для более интенсивного ускорения и нагрева газа при наличии межмолекулярных столкновений в [7] было предложено использовать не ускоряющуюся, а двигающуюся с постоянной скоростью оптическую решетку. Отметим также другую возможность применения оптического захвата для контроля молекул газа. Например, в работе [8] рассматривается возможность использования оптического захвата для разделения смеси двух газов в капиллярах и показано, что данный подход может быть применен как к лазерам постоянного действия, так и к лазерам, работающим в импульсном режиме. В недавней публикации [9] приводятся экспериментальные данные по торможению пучка молекул оксида азота с помощью импульсного излучения, имеющего глубину потенциала взаимодействия 22 К. Уменьшение кинетической энергии молекул за один 5,8 нс импульс составило 50 %. Для контроля течений газа интерес представляет как влияние оптического захвата на импульс и температуру газа, так и особенности процесса оптического захвата при различных параметрах течения газа.

В настоящей работе рассмотрено временное изменение функции распределения молекул по скоростям, скорости и температуры газа в процессе оптического захвата в свободномолекулярном и переходном режимах. Целью работы является исследование влияния межмолекулярных столкновений внутри решетки на изменения импульса и энергии газа при оптическом захвате.

Поскольку при развитии оптического захвата функция распределения молекул по скоростям сильно неравновесная, то для описания течения газа требуется применение кинетического подхода. В работе использован метод прямого статистического моделирования (ПСМ) Монте-Карло [11], который может быть интерпретирован как численный метод решения уравнения Больцмана [12].

АТОМ В ПОЛЕ ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Атом с поляризуемостью α в электрическом поле с напряженностью \mathbf{E} приобретает дипольный момент $\mathbf{d} = \alpha\mathbf{E}$. Штарковский сдвиг энергии поляризованного атома, помещенного в неоднородное электрическое поле, приводит к возникновению силы, действующей на него. При условии линейности эффекта поляризации эта сила может быть записана в следующем виде:

$$\mathbf{F} = 1/2(\alpha\nabla E^2). \quad (1)$$

Движение атома под действием этой силы можно рассматривать как движение частицы в потенциальном поле $U = -\alpha E^2/2$.

Рассмотрим движение атома в поле, образованном двумя лучами лазерного излучения, направленными навстречу друг другу вдоль оси x . Электрическая напряженность поля первого лазера с круговой частотой ω_1 — $E_1(x,t) = E_1(t) \sin(k_1x - \omega_1t)$, второго —

$E_2(x, t) = E_2(t) \sin(k_2 x - \omega_2 t)$. Обозначим: $q = |k_1 - k_2|$ — разница волновых векторов, $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ — разница частот лазеров. Предполагая, что $\Delta\omega \ll \omega_1, \omega_2$, результирующее поле можно записать в виде [4]

$$E^2(x, t) = E_1(t)E_2(t) \cos(qx - \Delta\omega t). \quad (2)$$

Полученная бегущая волна имеет фазовую скорость $V_f = \Delta\omega / q$ и период $2\pi / q$. Для захвата большей доли молекул газа обычно предлагается использовать равномерно ускоряющуюся оптическую решетку. В этом случае частоты лазеров ω_1 и ω_2 полагаются изменяющимися во времени, $\Delta\omega(t) = \Delta\omega_0 + \beta t$ ($\beta = \text{const}$, $q \approx \text{const}$ и скорость решетки $V_f(t) = \Delta\omega_0 / q + 2\beta t / q$).

В настоящей работе рассматривается более простой случай постоянной фазовой скорости $\beta = 0$. Уравнение движения атома в поле бегущей волны [2] можно записать в виде

$$m\ddot{x} = \frac{\alpha q E_1 E_2}{2} \sin(qx - \Delta\omega t). \quad (3)$$

Переходя в систему отсчета, связанную с решеткой, путем замены $x' = x - V_f t$ можно преобразовать [3] к виду $m\ddot{x}' = (\alpha q E_1 E_2 / 2) \sin qx'$. Потенциальное поле тогда стационарно, и полная энергия атома сохраняется

$$\varepsilon' = \frac{m\dot{x}'^2}{2} + \frac{\alpha E_1 E_2}{2} \cos qx' = \text{const}.$$

Если в начальный момент частица имеет скорость \dot{x}'_0 и положение x'_0 , а энергия $\varepsilon' = m\dot{x}'_0^2 / 2 + \alpha E_1 E_2 \cos qx'_0 / 2$ удовлетворяет неравенству

$$\varepsilon' < \alpha E_1 E_2 / 2, \quad (4)$$

то область возможного движения частицы ограничена областью $x' : \alpha E_1 E_2 \cos qx' / 2 \leq \varepsilon'$, и частица оказывается захваченной оптическим полем. Положение равновесия определяется минимумом потенциальной энергии $x'_{eq} = \pi / q$ с периодичностью $2\pi / q$. Захваченная частица совершает колебания около положения равновесия, двигаясь в среднем со скоростью $\langle \dot{x}' \rangle = v_f$ вместе с решеткой. Круговая частота малых колебаний около положения равновесия (см. подробнее в [5])

$$\omega_{osc} = q \sqrt{\frac{\alpha E_1 E_2}{2m}}. \quad (5)$$

Значение максимальной скорости $\max\{\dot{x}'\} = V_{trap}$ захваченной частицы в положении минимума потенциальной энергии x'_{eq} определяется как $V_{trap} = \sqrt{2\alpha E_1 E_2 / m}$.

ТЕЧЕНИЕ ГАЗА ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ЗАХВАТЕ

Рассмотрим одномерное течение газа с учетом периодических градиентных сил. Следуя работе [3], запишем уравнение Больцмана в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (6)$$

здесь $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}$ — интеграл столкновений, F — периодическая градиентная сила.

Начальные условия зададим в виде распределения Максвелла для неподвижного газа с температурой T_0

$$f(v, 0) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T_0} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m \mathbf{v}^2}{2k_B T_0} \right].$$

Тогда характерная скорость теплового движения молекул будет $v_T = \sqrt{2k_B T_0 / m}$. Преобразуем уравнение (6) к безразмерным (x', v', t') координатам $x = \lambda x'$, $\mathbf{v} = v_T \mathbf{v}'$, $t = t' / \nu$, получим

$$\frac{\partial f'}{\partial t'} + v'_x \frac{\partial f'}{\partial x'} + \left[\frac{\alpha E_1 E_2}{4k_B T_0} \right] \{ \lambda q \} \sin \left(x' \lambda q - \frac{\Delta \omega}{\nu} t' \right) \frac{\partial f'}{\partial v'_x} = \left(\frac{m}{2k_B T_0 \lambda} \right)^2 \left(\frac{\partial f'}{\partial t'} \right)_{coll}, \quad (7)$$

где λ — длина свободного пробега, $\nu = v_T / \lambda$ — частота столкновений. Видно, что течение зависит от двух безразмерных параметров. Первый параметр λq — пропорциональный отношению средней длины свободного пробега к периоду решетки. Свободномолекулярному режиму и низким плотностям газа соответствует $\lambda q \rightarrow \infty$. Вторым параметром $\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0)$ — пропорциональный отношению потенциальной энергии к энергии теплового движения. Большому значению параметра соответствует поле с потенциальной ямой большей глубины, что определяется интенсивностью лазерного излучения $I = \varepsilon_0 c E^2 / 2$. Третий параметр для равномерно двигающейся решетки со скоростью V_f и изначально покоящегося газа определяется как V_f / v_T — отношение скорости движения оптической решетки к тепловой скорости движения молекул. В литературе рассматриваются течения газа с параметрами λq и $\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0)$ в достаточно широких диапазонах. Так, в работе [7] рассмотрен захват газа метана при давлении 10 Тор и начальной температуре 300 К лазерным излучением интенсивностью $6 \cdot 10^{16}$ Вт/м² и периодом решетки 400 нм. Принимая для метана $\alpha = 2,9 \cdot 10^{-40}$ Кл²м/Н и диаметр $d = 2,73 \cdot 10^{-10}$ м, оценка параметров дает $\lambda q = 47,1$ и $\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0) = 0,079$. Такие параметры соответствуют развитию захвата при низком уровне межмолекулярных столкновений.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Исследование влияния межмолекулярных столкновений на оптический захват газа выполнено методом прямого статистического моделирования Монте-Карло [11].

Моделирование нестационарного течения одноатомного газа проводилось в пространственно-одномерной постановке, с периодическими граничными условиями на входной и выходной границах. Расчетная область вмещала один период решетки $2\pi/q$ и была разбита на 200 равных столкновительных ячеек. Для реализации межмолекулярных столкновений применялась схема мажорантной частоты [12]. Столкновения проводились в приближении молекул — твердых сфер, диаметр молекул $d = 4,092 \cdot 10^{-10}$ м, масса молекулы $m = 6,64 \cdot 10^{-26}$ кг, поляризуемость $\alpha = 1,81366 \cdot 10^{-40}$ Кл²·м/Н.

Параметры потенциального поля соответствовали оптической решетке, образованной двумя лучами лазера с интенсивностью $I = 6,052 \cdot 10^{16}$ Вт/м² каждый. Глубина потенциальной ямы $\alpha E_1 E_2 = 8,28 \cdot 10^{-21}$ Дж соответствует скорости захвата $V_{trap} = 500$ м/с. Период интерференционной решетки $2\pi/q = 400$ нм, фазовая скорость решетки $V_f = 700$ м/с.

Начальные скорости молекул разыгрывались по распределению Максвелла с температурой $T_0 = 300$ К, поэтому тепловая скорость $v_T = 353,2$ м/с ($V_f/v_T = 1,416$), безразмерный параметр $\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0) = 0,5$. Временной шаг в расчетах выбирался из условия $v_T \Delta t / \Delta x \leq 1$ и равнялся $1,6 \cdot 10^{-12}$ с ([13]).

Проведены расчеты для трех случаев: случай, близкий к свободномолекулярному режиму $\lambda q / (2\pi) = 10$, плотность газа $n = 3,3605 \cdot 10^{23}$ м⁻³; случай 2, переходный режим $\lambda q / (2\pi) = 1$, плотность газа $n = 3,3605 \cdot 10^{24}$ м⁻³; случай 3, с большим количеством столкновений $\lambda q / (2\pi) = 0,1$, плотность газа $n = 3,3605 \cdot 10^{25}$ м⁻³ (начальное давление $p_0 = 1392, 13920$ и 139200 Па для трех случаев соответственно).

График функции распределения скорости молекул в направлении луча лазера для случая 1 в разные моменты времени представлен на рис. 1. Функция распределения усреднена по периоду оптической решетки

$$\langle f(x, V_x) \rangle_{2\pi/q} = \int_0^{2\pi/q} f(x, V_x) dx \left/ \left(\frac{qn}{2\pi} \right) \right.$$

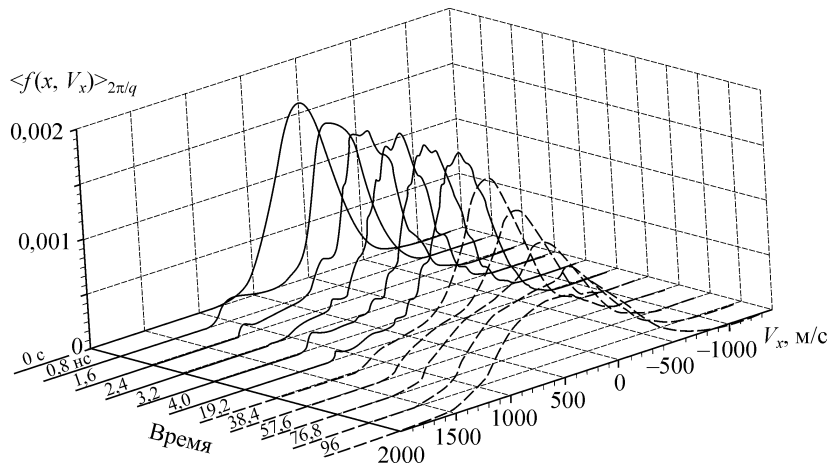


Рис. 1. Изменение профиля функции распределения. Случай 1, $\lambda q / 2\pi = 10$.

Из графика видно, что в момент времени $t = 0,8$ нс значительная часть захваченных молекул приобретает скорость $v_x \approx 1000$ м/с. Такое быстрое изменение функции распределения обусловлено колебательным движением частиц в оптическом поле (период малых колебаний $T_{osc} = 1,602$ нс). При дальнейшем развитии оптического захвата при временах, когда влиянием межмолекулярных столкновений можно пренебречь ($t = 1,6, 2,4, 3,2$ и 4 нс), формируется плато на графике функции распределения в области захваченных молекул $200 \text{ м/с} < v_x < 1200 \text{ м/с}$. При t больше среднего времени между столкновениями t_c функция распределения сглаживается (см. рис. 1, момент времени $t = 19,2$ нс). Для $t = 38,4, 57,6, 76,8$ нс появляется значительная доля молекул,двигающихся быстрее скорости захвата $V_f + V_{trap} = 1200$ м/с, что указывает на накачку энергии от движущейся оптической решетки в поступательную степень свободы v_x .

При большом t максимум функции распределения $\langle f(v_x) \rangle$ смещается в $v_x = 700$ м/с, а форма функции распределения становится близкой к симметричной. На рис. 1 для $t = 96$ нс видно, что газ двигается со средней скоростью, близкой к скорости решетки, и имеет высокую температуру. Нагрев газа, взаимодействующего с оптической решеткой значительно дольше характерного времени между столкновениями $1/v$, может быть просто объяснен при рассмотрении оптического захвата газа в системе отсчета, двигающейся вместе с оптической решеткой. В этой системе отсчета начальная энергия поступательного движения газа как целого $\rho V_f^2 / 2$ за счет столкновений полностью переходит в тепловую энергию, что в случае одноатомного газа вызывает изменение температуры на $\Delta T = m V_f^2 / 3k_B = 785,5$ К. Заметим, что ΔT зависит только от фазовой скорости оптической решетки (т. е. от разницы частот лазеров $\Delta\omega$). Это указывает на возможность произвести сильный локальный нагрев газа, при этом изменение температуры в рамках использованных предположений не зависит от глубины потенциальной ямы (интенсивности лазерного излучения). Повышение температуры происходит за счет обмена частицами между группой захваченных и незахваченных атомов.

Для $\lambda q / (2\pi) = 1$ (случай 2) характерное время между столкновениями близко к периоду колебаний T_{osc} . На рис. 2 видно, что функция распределения $\langle f(v_x) \rangle$ гладкая даже при малых временах $t = 0,8$ нс. Развитие захвата газа при наличии межмолекулярных столкновений приводит к тому, что накачка энергии происходит быстрее. По сравнению со случаем 1, плато на функции распределения в области захвата выражено слабее, а термализация функции происходит быстрее: уже при $t = 9,6$ нс максимум $\langle f(v_x) \rangle$ при $v_x = 0$ выражен слабо. При $t = 24$ нс функция распределения симметричная и широкая, что соответствует нагреву газа.

Дальнейшее увеличение уровня столкновений $\lambda q / (2\pi) = 0,1$ (случай 3) приводит к отсутствию плато на профиле функции распределения. Как видно на рис. 3, нагрев и ускорение газа происходят одновременно с развитием захвата. Профиль функции

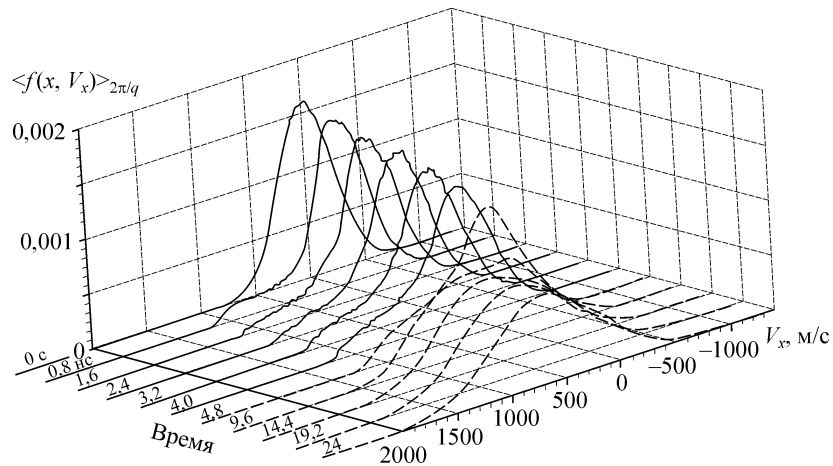


Рис. 2. Изменение профиля функции распределения. Случай 2, $\lambda q/2\pi = 1$.

распределения близок к симметричной форме как в начале оптического захвата ($t = 1,6$ нс, см. рис. 3), так и при $t = 8$ нс, что указывает на усиление влияния оптического поля на незахваченные молекулы при $\lambda q/(2\pi) = 0,1$.

Следует отметить, что время разгона газа до скорости решетки и нагрева во всех случаях порядка среднего времени свободного пробега. Столкновения приводят к тому, что захваченная частица покидает область захвата в пространстве скоростей, а изначально незахваченные частицы могут попасть в область захвата. Из представленных результатов расчетов видно, что такой обмен между захваченными и незахваченными частицами в случае высокого уровня столкновений (случай 3) приводит к отсутствию выраженного молекулярного пучка захваченных молекул.

Зависимость скорости и температуры газа от времени показана на рис. 4. Для случая 1 видно, что за время T_{osc} скорость повышается приблизительно на 50 м/с. При временах $t \gg T_{osc}$ она монотонно растет. Для случаев 2 и 3 разгон газа происходит

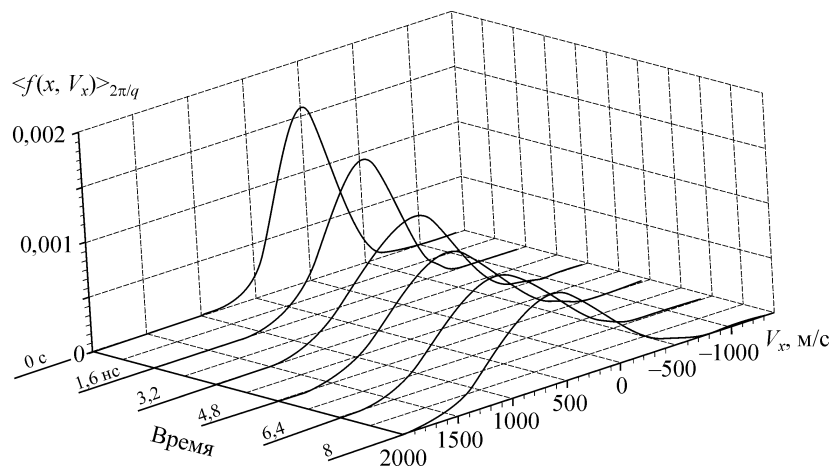


Рис. 3. Изменение профиля функции распределения. Случай 3, $\lambda q/2\pi = 0,1$.

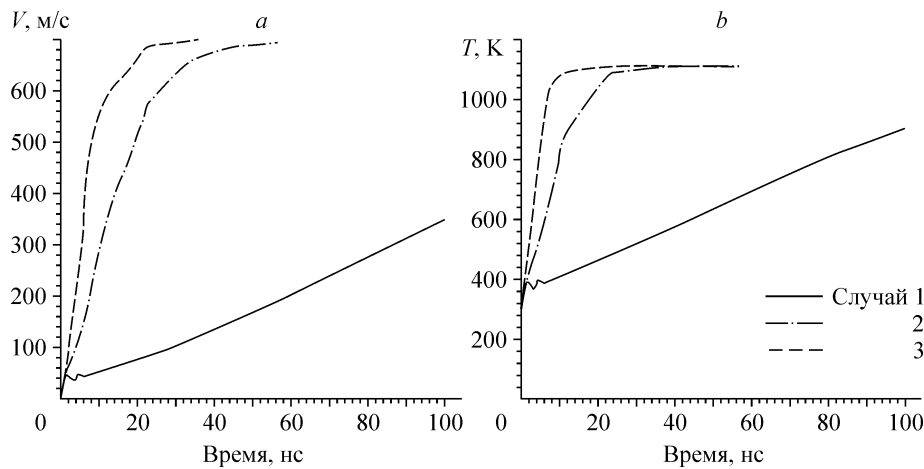


Рис. 4. Зависимость температуры (а) и скорости (b) газа от времени.

$$\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0) = 0,5.$$

значительно быстрее, чем для случая 1. Скорость газа увеличивается, пока не достигнет максимального значения 700 м/с. График температуры качественно повторяет график скорости. Видно, что максимальная величина нагрева близка к полученной в оценках величине 1085,5 К. Для случая 3 в момент времени 33,9 нс температура составляла 1112 К. Представленные зависимости скорости и температуры показывают, что скорость нагрева и ускорение газа существенно выше при $\lambda q / (2\pi) < 1$, чем для случая $\lambda q / (2\pi) \geq 1$ с большей длиной свободного пробега. Очевидно, что скорость нагрева и ускорение газа зависят не только от длины свободного пробега, но и от параметра $\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0)$. Чем больше величина поля, тем быстрее будет достигнуто конечное состояние газа.

Для установления зависимости ускорения и скорости нагрева газа от интенсивности лазерного излучения рассмотрен случай меньшей интенсивности лазеров — $1,1841 \cdot 10^{16}$ Вт/м². Молекулярные свойства газа оставлены без изменений, параметры расчета следующие: $\alpha E_1 E_2 = 1,61812 \cdot 10^{-21}$ Дж, $V_f = 320,78$ м/с, $T_0 = 293$ К, $2\pi/q = 400$ нм. В этих расчетах $\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0) = 0,1$, $V_f/v_T = 0,9190$. В случае 4 числовая плотность газа составляет $n = 3,36025 \cdot 10^{23}$ м⁻³ и $\lambda q / 2\pi = 10$ (свободно молекулярный режим), в случае 5 — в 100 раз больше — $n = 3,36025 \cdot 10^{25}$ м⁻³ и $\lambda q / 2\pi = 0,1$ (переходный режим).

Зависимости скорости и температуры газа от времени представлены на рис. 5. Нагрев и ускорение газа в случае 5 происходит быстрее, чем в случае 4. При больших временах скорость газа становится близкой к скорости решетки, а конечный нагрев газа тоже удовлетворяет оценочному значению $\Delta T = mV_f^2 / 3k_B = 165,0$ К. Для случая 5 температура газа в момент 100 нс составляла 460,3 К. Различие оценочной и расчетной максимальных температур объясняется тем, что в оценках не было учтено изменение полной энергии газа до и после включения поля, которое составляет малую величину. Максимальное значение нагрева газа практически не зависит от величины поля, и определяется, главным образом, скоростью оптической решетки, то есть разницей частот

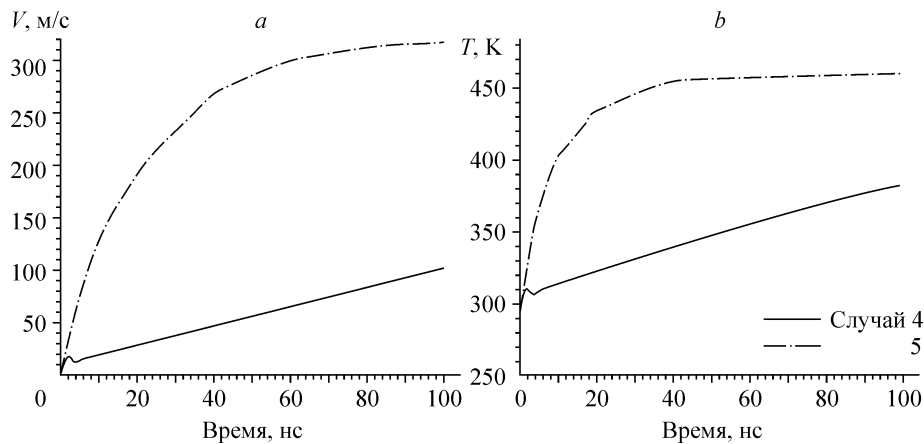


Рис. 5. Зависимость температуры (а) и скорости (b) газа от времени.

$$\alpha E_1 E_2 / (4k_B T_0) = 0,1.$$

лазеров. Чтобы численно охарактеризовать различие в скоростях развития оптического захвата, было определено время, за которое скорость газа становится равной половине скорости решетки. Это время для случая 3 составляет 5,7 нс, а для случая 5 — 14,9 нс, что иллюстрирует зависимость ускорения газа от величины поля.

В момент времени 10 нс скорость и температура газа для случая 4 (околосвободномолекулярный режим) составляли 21,0 м/с и 314,4 К, а для случая 5 (переходный режим) — 127,4 м/с и 400,3 К. Используем эти данные для оценки изменения импульса и энергии газа при взаимодействии интерференционной решетки диаметром $d = 100$ мкм и длиной $l = 200$ мкм, образованной импульсным лазерным излучением (длительность импульса положим равной 10 нс). Для случая 4 масса газа, взаимодействующего с решеткой, составит $\rho \pi d^2 l / 4 = 3,505 \cdot 10^{-14}$ кг. Оценка показывает, что в условиях случая 4 импульс газа изменится на $7,356 \cdot 10^{-13}$ кг·м/с, а в условиях случая 5 — на $4,464 \cdot 10^{-10}$ кг·м/с. Поэтому изменение импульса газа в этих случаях (4 и 5) различается более, чем в 600 раз (при различии в плотности в 100 раз). Изменение энергии газа в случае 4 составило $2,415 \cdot 10^{-10}$ Дж, при этом за счет изменения скорости $\rho \pi d^2 l V^2 / 8 = 7,7 \cdot 10^{-12}$ Дж, а за счет изменения температуры $3k_B \Delta T / 2 = 2,338 \cdot 10^{-10}$ Дж. Поэтому можно сделать вывод, что для случая 4 нагрев газа происходит интенсивнее, чем разгон. В условиях случая 5 изменение энергии будет составлять $1,457 \cdot 10^{-7}$ Дж, при этом $\rho \pi d^2 l V^2 / 8 = 2,84 \cdot 10^{-8}$ Дж и $3k_B \Delta T / 2 = 1,173 \cdot 10^{-7}$ Дж. Проведенная оценка показывает, что при высоком уровне столкновения (случай 5) происходит увеличение энергии, связанной с разгоном газа по отношению к энергии нагрева.

Таким образом, использование лазерного излучения меньшей интенсивности для оптического захвата газа при наличии столкновений так же приводит к ускорению и нагреву газа. Максимальная скорость газа ограничивается скоростью решетки. Скорость нагрева при этом существенно зависит от интенсивности лазерного излучения и плотности газа, однако максимальная величина нагрева зависит главным образом лишь от скорости решетки. Проведенные оценки для оптического захвата импульсным лазерным излучением показывают, что передача импульса и энергии существенно эффективнее в столкновительном режиме.

ВЫВОДЫ

Представленные результаты показывают, что для газа с $\lambda q \leq 1$ взаимодействие с оптической решеткой, образованной двумя лучами лазера нерезонансной частоты, происходит согласно другому сценарию захвата, нежели для случая $\lambda q > 1$. Здесь захват газа не приводит к формированию выраженного пучка ускоренных молекул, поскольку столкновения приводят к покиданию захваченной молекулой области оптического захвата в пространстве скоростей, а незахваченные молекулы могут попасть в область захвата. Высокий уровень столкновений в таких течениях делает передачу энергии и импульса от движущейся оптической решетки к газу более интенсивной по сравнению со свободномолекулярным захватом. Это приводит к разгону газа как целого и его значительному нагреву. Максимальная величина скорости газа равна скорости решетки V_f и не зависит от интенсивности лазерного излучения. Это указывает на возможность существенно изменить импульс газа с использованием лазерного излучения относительно малой интенсивности. Максимальное изменение температуры газа в случае слабого поля будет определяться соотношением $\Delta T \approx mV_f^2/2k_B$. Проведенные оценки изменения импульса и энергии при воздействии короткого импульса лазерного излучения показывают, что при большем числе столкновений разгон газа осуществляется более эффективно по сравнению со свободномолекулярным случаем. Дополнительное изменение импульса и сильный локальный нагрев газа в случае большого числа столкновений делают возможным, в частности, использование оптического захвата нерезонансным излучением при высоком числе столкновений для увеличения тяги сопла. Определение реалистичных параметров оптического захвата для этой цели требует дополнительного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казанцев А.П. Резонансное световое давление // УФЖ. — 1978. — Т. 124, вып. 1. — С. 113–145.
2. Bethlem H.L., Berden G., Crompvoets F.M.H., Jongma R.T., A.J.A. van Roij, Meijer G. Electrostatic trapping of ammonia molecules // Nature. — London, 2000. — Vol. 406. — P. 491–494.
3. Barker P. F., Shneider M. N. Optical microlinear accelerator for molecules and atoms // Phys. Rev. A. — 2001. — Vol. 64, 033408.
4. Barker P. F., Shneider M. N. Slowing molecules by optical microlinear deceleration // Physical Review A. — 2002. — Vol. 66, 065402.
5. Guangjiong Donga, Weiping Lu, Barker P.F., Shneider M.N. Cold molecules in pulsed optical lattices // Progress in Quantum Electronics. — 2005. — Vol. 29. — P. 1–58.
6. Shneider M.N., Gimelshein S.F., Barker P.F. Micropropulsion devices based on molecular acceleration by pulsed optical lattices // J. Appl. Phys. — 2006. — Vol. 99, 063102.
7. Shneider M.N., Ngalande C., Gimelshein S.F. Micropropulsion devices with pulsed optical lattices / gas non-resonant dipole interaction // AIAA Paper. AIAA-2006-768.
8. Shneider M.N., Gimelshein S.F., Barker P.F. Separation of binary gas mixtures in a capillary with an optical lattice // Laser Phys. Lett. — 2007. — DOI 10.1002/lapl.200710016.
9. Fulton R., Bishop A.I., Shneider M.N., Barker P.F. Controlling the motion of cold molecules with deep periodic optical potentials // Nature Physics. — 2006. — Vol. 2. — P. 465–468.
10. Corkum P.B., Ellert C., Mehendale M., Dietrich P., Hankin S., Aseyev S., Rayner D., Villeneuve D. Molecular Science with strong laser fields // Faraday Discuss. — 1999. — Vol. 113. — P. 47–59.
11. Bird G. A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. — Oxford, Clarendon Press, 1994. — 458 p.
12. Ivanov, M.S., Markelov, G.N., Gimelshein, S.F. Statistical simulation of reactive rarefied flows: numerical approach and applications // AIAA Paper. — June 1998. — Vol. 98-2669.
13. Shevyrin A.A., Bondar Ye.A., and Ivanov M.S. Analysis of Repeated Collisions in the DSMC Method // AIP Conference Proceedings. 24th Symp. on Rarefied Gas Dynamics. — Melville, New York, 2005. — Vol. 762. — P. 565–570.

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2007 г.