

ПЕРЕКРЕСТНЫЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ОДНОКОМПОНЕНТНОМ ГАЗЕ

*И. В. Чермянинов, В. Г. Черняк**

*Уральский Федеральный университет
620083, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 10 ноября 2012 г.

Изучены перекрестные процессы переноса в однокомпонентном газе, находящемся в капилляре, которые обусловлены резонансным лазерным излучением, градиентами давления и температуры. На основе системы кинетических уравнений Больцмана в линейном приближении получено выражение для производства энтропии. Показано, что кинетические коэффициенты, определяющие процессы переноса, удовлетворяют соотношениям взаимности Онзагера при любых числах Кнудсена и при любом характере упругого взаимодействия частиц газа с поверхностью капилляра. Рассмотрены светоиндуцированные баро- и термоэффекты, которые имеют место в закрытой теплоизолированной системе в поле резонансного лазерного излучения. Получены аналитические выражения для коэффициентов Онзагера в почти свободномолекулярном режиме. Сделана численная оценка светоиндуцированных градиентов давления и температуры, возникающих в закрытом теплоизолированном капилляре при типичных экспериментальных условиях.

DOI: 10.7868/S004445101307002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при поглощении оптического излучения молекулами или атомами селективно по их скоростям в газе возникают явления светоиндуцированного дрейфа (СИД) [1] и теплопереноса (СИТ) [2, 3]. Непосредственная экспериментальная регистрация скорости СИД представляет собой достаточно сложную в техническом отношении задачу. Существенно проще измерять перепад давлений на торцах закрытого капилляра, возникающий в результате дрейфа газа вдоль этого капилляра — так называемый светоиндуцированный бароэффект [4]. В определенном смысле он аналогичен явлению термомолекулярной разности давлений [5]. Отличие состоит лишь в том, что роль теплового скольжения выполняет СИД.

Что касается возможности экспериментального изучения светоиндуцированного потока тепла, то это можно было бы сделать, регистрируя перепад температур, который устанавливается на концах теплоизолированного капилляра — так называемый светоиндуцированный термоэффект. Представим се-

бе капилляр, каждый торец которого закрыт двумя стеклами, легко пропускающими свет. Газ в пространстве между стеклами откачан до состояния сверхвысокого вакуума, а боковая поверхность теплоизолирована. В этом случае находящийся в капилляре газ с хорошим приближением можно рассматривать как теплоизолированную систему. Если вдоль капилляра направить резонансное электромагнитное излучение, то в результате светоиндуцированного теплопереноса произойдет продольное перераспределение температуры, т. е. в газе установится некоторый стационарный градиент температуры. Какова его величина, существует ли возможность его регистрации? Ответить на этот вопрос можно только на основе решения соответствующей задачи с использованием методов кинетической теории газов.

Если бы температура газа была однородной, то стационарный градиент давления вдоль капилляра установился бы при условии компенсации СИД пуазейлевским потоком. Если бы удалось поддерживать однородное давление газа вдоль трубки, то стационарный градиент температуры установился бы при условии компенсации СИТ обычным тепловым потоком, пропорциональным градиенту температуры. Заметим, что СИТ обусловлен не только различием коэффициентов аккомодации и сечений столк-

*E-mail: Vladimir.Chernyak@usu.ru

новений возбужденных и невозбужденных частиц, как это имеет место при переносе поступательной энергии частиц [3], но включает также поток энергии возбуждения. В закрытом теплоизолированном капилляре стационарные градиенты давления и температуры устанавливаются в результате взаимодействия СИД, пуазейлевского потока, теплового скольжения, СИТ, обычного потока тепла и изотермического теплопереноса, пропорционального градиенту давления (механокалорический поток) [5]. В этой связи представляется актуальным построение теории, выявляющей связь между характеристиками взаимодействия резонансного лазерного излучения с газом, с одной стороны, и установившимися градиентами давления и температуры, — с другой.

В работе [6] рассматриваются явления переноса в смеси оптически активного и буферного газов в канале в поле лазерного излучения. В качестве источников неравновесности добавлены градиенты давления, температуры и концентрации. На основе фундаментальных свойств кинетических уравнений и закона взаимодействия газ–поверхность доказаны соотношения взаимности Онзагера для кинетических коэффициентов, характеризующих процессы тепло-массопереноса в газе через канал. Однако, с нашей точки зрения, доказательство основывается на недостаточно обоснованных предположениях, в частности, допускается возможность радиационного распада основного состояния в атомах и спонтанного перехода из основного состояния в возбужденное. Кроме того, предположения, касающиеся релаксации заселенностей основного и возбужденного уровней, привели в результате к выводу о независимости кинетических коэффициентов от частоты радиационного распада возбужденного уровня. Это противоречит результату [7], полученному на основе прямого численного решения кинетических уравнений.

Цель данной работы состоит в разработке физико-математической модели перекрестных светоиндуцированных явлений в неоднородном по давлению и температуре газе, находящемся в капилляре. Это включает решение следующих задач.

1. На основе линеаризованных уравнений Больцмана для возбужденных и невозбужденных частиц газа с использованием общих граничных условий для функций распределения получить выражение для производства энтропии в системе газ–капилляр. Выбрать обобщенные потоки и силы.

2. Получить выражения для кинетических коэффициентов через функции распределения возбужденных и невозбужденных частиц. Доказать симметрию перекрестных кинетических коэффициен-

тов для любых чисел Кнудсена (Kn) и любого характера упругого взаимодействия частиц газа со стенкой.

3. Рассмотреть стационарное состояние замкнутой системы газ–капилляр при фиксированной обобщенной силе, связанной с излучением. На основе теоремы Пригожина о стационарных состояниях с минимальным производством энтропии [5] получить выражения для установившихся вдоль капилляра градиентов давления и температуры через кинетические коэффициенты.

4. Решить кинетические уравнения с граничными условиями зеркально-диффузного отражения частиц на стенке капилляра для случая почти свободномолекулярного режима. Используя это решение, получить аналитические выражения для кинетических коэффициентов и установившихся градиентов давления и температуры газа.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим однокомпонентный газ, находящийся в длинном капилляре радиуса r_0 . Вдоль оси капилляра распространяется резонансное оптическое излучение в виде бегущей монохроматической волны, существуют продольные градиенты давления и температуры газа.

Выберем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) так, чтобы полярная ось z была направлена вдоль оси капилляра (рис. 1).

Воспользуемся приближением, согласно которому в многоуровневых частицах возможны вынужденные резонансные переходы только между двумя «рабочими» уровнями, основным n и возбужденным m . Частота перехода ω_{nm} близка к частоте излучения ω . Вследствие эффекта Доплера излучение поглощают лишь те частицы, у которых продольная составляющая вектора скорости \mathbf{v} мало отличается от резонансного значения $kv_{z,res} = \Omega = \omega - \omega_{mn}$, где k — волновое число, Ω — отстройка частоты излучения, причем $|\Omega| \ll \omega, \omega_{mn}$. Поглотившие излучение частицы изменяют свои транспортные свойства, в частности, сечение столкновений. Таким образом, газ можно рассматривать как смесь, состоя-

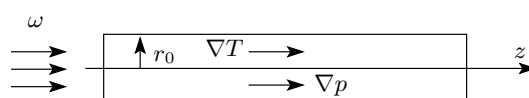


Рис. 1. Геометрия задачи

щую из частиц одинаковой массы m , но с различными сечениями взаимодействия. Одновременно с вынужденными переходами происходит процесс радиационного распада возбужденного уровня m с частотой Γ_m . Существует непрерывный обмен частицами между компонентами. Известно [1], что в такой модельной смеси возникают парциальные светоиндуцированные потоки массы и тепла, а при определенных условиях — дрейф газа как целого и теплоперенос.

Функции распределения возбужденных f_m и невозбужденных f_n частиц удовлетворяют кинетическим уравнениям Больцмана [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_n}{\partial t} + \mathbf{v}_\perp \frac{\partial f_n}{\partial \mathbf{r}} + v_z \frac{\partial f_n}{\partial z} &= \\ &= \frac{\Gamma_m \chi(\mathbf{v})}{2} (f_m - f_n) + \Gamma_m f_m + S_n, \\ \frac{\partial f_m}{\partial t} + \mathbf{v}_\perp \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{r}} + v_z \frac{\partial f_m}{\partial z} &= \\ &= \frac{\Gamma_m \chi(\mathbf{v})}{2} (f_n - f_m) - \Gamma_m f_m + S_m, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\chi(\mathbf{v}) = \frac{4|G_{mn}|^2 \Gamma}{\Gamma_m [\Gamma^2 + (\Omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2]}, \quad G_{mn} = \frac{E d_{mn}}{2\hbar},$$

$$S_n = S_{nn} + S_{nm}, \quad S_m = S_{mn} + S_{mm}, \quad v_\perp^2 = v_r^2 + v_\varphi^2.$$

Здесь \mathbf{v}_\perp — составляющая вектора скорости частиц в поперечном сечении капилляра, Γ — однородная полуширина линии поглощения, E — амплитуда электрического поля световой волны, d_{mn} — дипольный момент перехода $m \rightarrow n$, \hbar — постоянная Планка, \mathbf{k} — волновой вектор, S_{ij} — интегралы столкновений между частицами i -го и j -го сортов. Частота Раби G_{mn} определяет скорость индуцированных переходов частиц между уровнями в единицу времени. Параметр насыщения $\chi(\mathbf{v})$ характеризует вероятность поглощения излучения в единицу времени частицами, движущимися со скоростью \mathbf{v} .

Полагаем, что столкновения атомов с поверхностью капилляра являются упругими. Тогда граничные условия для функций распределения возбужденных и невозбужденных частиц имеют вид [9]

$$\begin{aligned} &|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| f_i^+(\mathbf{v}) = \\ &= \int_{(\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}) < 0} R(\mathbf{v}' \rightarrow \mathbf{v}) f_i^-(\mathbf{v}') |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| d\mathbf{v}', \quad (2) \\ &\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} > 0; \quad i = m, n, \end{aligned}$$

где \mathbf{n} — внутренняя нормаль к поверхности капилляра, f_i^+ и f_i^- — функции распределения соответственно отраженных и налетающих на стенку частиц i -го сорта, $R(\mathbf{v}' \rightarrow \mathbf{v})$ — функция рассеяния

(плотность вероятности того, что скорость \mathbf{v}' налетающей на стенку частицы после отражения окажется равной \mathbf{v}).

В приближении слабого поля ($|\chi(\mathbf{v})| \ll 1$) и малых градиентов термодинамических параметров функции распределения возбужденных и невозбужденных частиц незначительно отличаются от локальных равновесных распределений Максвелла–Больцмана:

$$f_i = f_{i0} [1 + h_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})], \quad \|h_i\| \ll 1, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} f_{i0} &= n_i(z) \left(\frac{m}{2\pi k_B T(z)} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T(z)}\right), \\ n_i(z) &= n(z) \frac{\exp(-E_i/k_B T(z))}{\sum_l \exp(-E_l/k_B T(z))}. \end{aligned}$$

Здесь $T(z)$, $n(z)$, $n_i(z)$ — локальные значения температуры газа, полной числовой плотности частиц и заселенности i -го уровня, k_B — постоянная Больцмана, E_i — внутренняя энергия i -го состояния частицы. Заметим, что зависимостью функции возмущения $h_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ от координаты z можно пренебречь лишь в случае достаточно длинного капилляра (длина много больше радиуса) и оптически тонкой среды.

В работе [8] отмечается, что при однородном уширении линии поглощения ($\Gamma \gg k\bar{v}$, $\bar{v} = (2k_B T_0/m)^{1/2}$, T_0 — равновесная температура газа, $k\bar{v}$ — доплеровское уширение) линейаризация кинетических уравнений возможна как в локальном, так и в интегральном смысле. Поскольку в данной работе представляет интерес не сама функция распределения, а усредненные по пространству скорости величины, важны именно интегральные условия линейаризации. Существует критерий, не всегда удовлетворяющий условию линейаризации в локальном смысле, но удовлетворяющий ему в интегральном смысле. При неоднородном уширении линии поглощения ($\Gamma \ll k\bar{v}$) этот критерий состоит в требовании, чтобы относительное различие неравновесной и равновесной (больцмановской) заселенностей возбужденного уровня было малым.

С учетом принятых предположений кинетические уравнения (1) линейаризуются относительно функций возмущения h_i и записываются в виде

$$\frac{\partial h_i}{\partial t} + \mathbf{v}_\perp \frac{\partial h_i}{\partial \mathbf{r}} = \sum_{j=n,m} L_{ij}(h_j) + R_i h_m + \frac{\bar{v}}{r_0} g_i, \quad (4)$$

где использованы следующие обозначения:

$$g_i = -c_z \nu - c_z \left(c^2 - \frac{5}{2} + \varepsilon_i - \bar{\varepsilon} \right) \tau + \frac{\Gamma_m r_0}{2\bar{v}} \chi(v_z) \left(\frac{n_{j0}}{n_{i0}} - 1 \right), \quad i, j = n, m; \quad i \neq j, \quad (5)$$

$$\nu = \frac{r_0}{p} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad \tau = \frac{r_0}{T} \frac{\partial T}{\partial z},$$

$$c_i = \frac{v_i}{\bar{v}}, \quad c^2 = c_z^2 + c_\perp^2, \quad \varepsilon_i = \frac{E_i}{kT_0},$$

$$R_i = \begin{cases} \Gamma_m \left(\frac{n_{m0}}{n_{n0}} \right), & i = n, \\ -\Gamma_m, & i = m, \end{cases}$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum_l \varepsilon_l \exp(-\varepsilon_l)}{\sum_l \exp(-\varepsilon_l)} = \frac{\bar{E}}{kT_0}.$$

Здесь $L_{ij}(h_i)$ — линеаризованный интеграл столкновений для частиц i -го и j -го сортов, n_{n0} , n_{m0} — равновесные заселенности основного и возбужденного состояний при равновесной температуре газа T_0 , \bar{E} — среднее значение внутренней энергии частиц в равновесном состоянии.

3. ПРОИЗВОДСТВО ЭНТРОПИИ

Выделим мысленно объем V газа, содержащегося в части капилляра единичной длины. Определим его энтропию обычным образом [10]:

$$S_e = -k_B \sum_i \int_V dV \int f_i \ln f_i d\mathbf{v}. \quad (6)$$

Скорость изменения энтропии равна

$$\frac{\partial S_e}{\partial t} = -k_B \sum_i \int_V dV \int (\ln f_i + 1) \frac{\partial f_i}{\partial t} d\mathbf{v}. \quad (7)$$

Подставим сюда выражение $\partial f_i / \partial t$ из уравнений (1). Используя линеаризацию функций распределения (3), с учетом уравнений неразрывности, движения и сохранения полной внутренней энергии рассматриваемого объема газа, а также полагая $\ln(1 + h_i) \approx h_i - h_i^2/2$, получим

$$\frac{\partial S_e}{\partial t} = \sigma - k_B \frac{\bar{v}}{r_0} \sum_i \int_S dS \int f_{i0} h_i g_i d\mathbf{v} - \int_V \frac{1}{T} \operatorname{div} \mathbf{q} dV. \quad (8)$$

Здесь S — площадь поперечного сечения капилляра, \mathbf{q} — вектор плотности теплового потока в газе. Первое слагаемое в правой части выражения (8) σ определяет скорость роста энтропии непосредственно в выделенном объеме газа, второе — скорость изменения энтропии в газе за счет его взаимодействия с окружающей средой. Чтобы выяснить смысл третьего слагаемого, преобразуем его. Учтем, что в стационарном состоянии в любой точке поверхности выполняется условие непрерывности нормального потока тепла $q_n = q_{wn}$, где $q_n = \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}$, $q_{wn} = \mathbf{q}_w \cdot \mathbf{n}$ — нормальные составляющие векторов плотности тепловых потоков соответственно в газе и стенке капилляра, \mathbf{n} — внутренняя нормаль к стенке. Пусть $T_w(z)$ — локальная температура внутренней поверхности капилляра. Тогда с использованием теоремы Гаусса–Остроградского и закона сохранения внутренней энергии капилляра имеем

$$\int_V \frac{1}{T} \operatorname{div} \mathbf{q} dV = \int_{S_w} \frac{q_n}{T_w} dS = \int_{S_w} \frac{q_{wn}}{T_w} dS, \quad (9)$$

где S_w — площадь боковой поверхности капилляра. Таким образом, третье слагаемое в правой части выражения (8) учитывает производство энтропии внутри стенок капилляра.

Производство энтропии в газе записывается в виде $\sigma = \sigma_{coll} + \sigma_R + \sigma_w$, т. е. определяется тремя процессами:

межмолекулярными столкновениями

$$\sigma_{coll} = -k_B \sum_{(i,j)=n,m} \int_V dV \int f_{i0} h_i L_{ij}(h_i) d\mathbf{v}; \quad (10)$$

радиационным распадом возбужденного уровня

$$\sigma_R = k_B \frac{\Gamma_m}{2} \int_V dV \int f_{m0} (h_m - h_n)^2 d\mathbf{v}; \quad (11)$$

взаимодействием частиц газа с поверхностью капилляра

$$\begin{aligned} \sigma_w &= k_B \sum_{i=n,m} \int_V dV \int f_{i0} h_i \mathbf{v}_\perp \frac{\partial h_i}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{v} = \\ &= k_B \sum_{i=n,m} \int_\Sigma d\Sigma \int (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_\perp) f_{i0} \frac{h_i^2}{2} d\mathbf{v}, \end{aligned} \quad (12)$$

где \mathbf{n} — внутренняя нормаль к поверхности Σ , охватывающей рассматриваемый объем газа V и включающей площади поперечного сечения S и поверхности капилляра S_w . В последнем равенстве выражения (12) использована формула Гаусса

са–Остроградского. Из свойства симметрии интеграла столкновений следует [10] $\sigma_{coll} \geq 0$. Согласно выражению (11), $\sigma_R \geq 0$. Используя соотношение взаимности для плотности вероятности рассеяния $R(\mathbf{v}' \rightarrow \mathbf{v})$ и неравенство Иенсена для выпуклых вниз функций [9], имеем $\sigma_w \geq 0$. Таким образом, производство энтропии в газе неотрицательно, $\sigma \geq 0$.

В стационарном состоянии энтропия рассматриваемого объема газа не изменяется с течением времени. Тогда из выражения (8) следует

$$\sigma = k_B \frac{\bar{v}}{r_0} \sum_{i=m,n} \int_S dS \int f_{i0} h_i g_i d\mathbf{v} + \int_{S_w} \frac{q_{wn}}{T_w} dS. \quad (13)$$

Вклад второго слагаемого в производство энтропии зависит не только от теплопроводности материала капилляра, но также от отношения радиуса капилляра r_0 к его длине L [11,12]. Если $L \gg r_0$, то вклад второго слагаемого в правой части выражения (13) становится пренебрежимо малым при любом коэффициенте теплопроводности стенки. В пределе $L/r_0 \rightarrow \infty$ в поперечном сечении капилляра в стационарном случае устанавливается состояние локального равновесия, когда нормальная составляющая вектора плотности теплового потока равна нулю, а температура стенки равна температуре газа. Поскольку рассматривается длинный капилляр, $L \gg r_0$, в дальнейшем будем пренебрегать вкладом теплопроводности стенки капилляра в производство энтропии, т. е. второе слагаемое в правой части (13) опустим.

Следуя термодинамике необратимых процессов [5], представим производство энтропии в виде суммы произведений обобщенных потоков J_k на сопряженные им обобщенные силы X_k

$$\sigma = J_p X_p + J_T X_T + J_S X_S. \quad (14)$$

Выберем обобщенные силы следующим образом:

$$\begin{aligned} X_p &= -k_B \nu, & X_T &= -\frac{\tau}{T_0}, \\ X_S &= \chi_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(c_z) e^{-c_z^2} dc_z. \end{aligned} \quad (15)$$

Первые две силы были использованы в [13] для описания неизотермического движения газа в канале. Выбор силы X_S , связанной с резонансным оптическим излучением, удобен тем, что величина χ_0 имеет смысл вероятности поглощения света частицами газа в единицу времени и измеряется в спектроскопических экспериментах. Заметим, что сила χ_0 пропорциональна интенсивности излучения I , не зави-

сит от знака отстройки Ω и принимает максимальное значение при условии точного резонанса $\Omega = 0$.

С учетом вида функции источника g_i (5) из (13) и (14) следует, что обобщенные потоки J_k , сопряженные силам (15), определяются выражениями

$$\begin{aligned} J_p &= (\varphi_p, h_i), & J_T &= k_B T_0 (\varphi_T, h_i), \\ J_S &= k_B (\varphi_S, h_i), \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_p &= \frac{c_z \bar{v}}{r_0}, & \varphi_T &= \frac{c_z \bar{v}}{r_0} \left(c^2 - \frac{5}{2} + \varepsilon_i - \bar{\varepsilon} \right), \\ \varphi_S &= \Gamma_m \frac{\chi(c_z)}{2\chi_0} \left(\frac{n_{j0}}{n_{i0}} - 1 \right), \\ (\varphi_l, h_i) &= \sum_{i=n,m} \int_S dS \int \varphi_l f_{i0} h_i d\mathbf{v}, \\ l &= p, T, S, & i, j &= n, m; \quad i \neq j. \end{aligned} \quad (17)$$

Определенные в (16) потоки имеют очевидный физический смысл: J_p и J_T — усредненные по сечению капилляра плотности потоков соответственно газа и тепла, J_S — плотность потока энтропии, сопряженного силе X_S .

4. КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

В линейном приближении функции возмущения можно представить в виде линейной комбинации обобщенных сил

$$h_i = h_i^p \nu + h_i^T \tau + h_i^S \chi_0. \quad (18)$$

Подставляя (18) в выражения (16), для потоков получим

$$J_l = \sum_k \Lambda_{lk} X_k, \quad (k, l) = p, T, S, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \Lambda_{pp} &= -\frac{1}{k_B} (\varphi_p, h_i^p), & \Lambda_{pT} &= -T_0 (\varphi_p, h_i^T), \\ \Lambda_{pS} &= (\varphi_p, h_i^S), & \Lambda_{Tp} &= -T_0 (\varphi_T, h_i^p), \\ \Lambda_{TT} &= -k_B T_0^2 (\varphi_T, h_i^T), \\ \Lambda_{TS} &= k_B T_0 (\varphi_T, h_i^S), \\ \Lambda_{Sp} &= -(\varphi_S, h_i^p), & \Lambda_{ST} &= -k_B T_0 (\varphi_S, h_i^T), \\ \Lambda_{SS} &= k_B (\varphi_S, h_i^S). \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь Λ_{lk} — кинетический коэффициент, который определяет вклад в поток J_l составляющей, пропорциональной обобщенной силе X_k . В так называемых

прямых процессах сила X_k вызывает составляющую сопряженного ей потока J_k , которая характеризуется коэффициентом Λ_{kk} . Прямыми процессами являются поток Пуазейля Λ_{pp} и поток тепла Λ_{TT} , вызванные градиентами соответственно давления и температуры, а сила X_S вызывает поток энтропии вдоль капилляра за счет индуцированных переходов Λ_{SS} . Вместе с тем силы X_k стимулируют несопряженные им потоки J_i ($i \neq k$), которые характеризуются кинетическими коэффициентами Λ_{ik} , т. е. перекрестные потоки. В частности, градиент температуры стимулирует движение газа вдоль капилляра (тепловой крип, Λ_{pT}) и поток энтропии (термоэнтропийный поток, Λ_{ST}), а градиент давления вызывает поток тепла (механокалорический поток, Λ_{Tp}) [5] и поток энтропии (бароэнтропийный поток, Λ_{Sp}). Воздействие резонансного лазерного излучения приводит к дрейфу газа Λ_{pS} и потоку тепла Λ_{TS} , которые являются перекрестными по отношению соответственно к баро- (Λ_{Sp}) и термоэнтропийному (Λ_{ST}) потокам.

В термодинамике неравновесных процессов для перекрестных коэффициентов постулируются соотношения взаимности Онзагера:

$$\Lambda_{lk} = \Lambda_{kl}. \quad (21)$$

Для доказательства симметрии матрицы Онзагера (21) используем очевидный принцип баланса числа частиц, согласно которому уменьшение заселенности возбужденного уровня m для частиц, имеющих некоторую скорость \mathbf{v} , за счет радиационного распада по порядку величины равно увеличению заселенности основного состояния n для частиц, движущихся с той же скоростью. Подставляя (18) в уравнения (4) и отбирая члены при одинаковых обобщенных силах, получим систему кинетических уравнений для каждой функции возмущения h_i^k ($i = n, m; k = p, T, S$). Из анализа этих уравнений, которые отличаются друг от друга только свободными членами, следуют соотношения

$$h_i^p \left(c^2 - \frac{5}{2} + \varepsilon_i - \bar{\varepsilon} \right) = h_i^T, \quad h_i^p \varphi_S = -\varphi_p h_i^S, \quad (22)$$

$$h_i^T \varphi_S = -\varphi_T h_i^S.$$

С учетом (22) выражения (20) для перекрестных кинетических коэффициентов Λ_{lk} удовлетворяют соотношениям взаимности Онзагера (21). Заметим, что этот результат справедлив при любых числах Кн и любом характере упругого взаимодействия частиц газа с поверхностью капилляра.

5. СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ БАРО- И ТЕРМОЭФФЕКТЫ

Рассмотрим систему, которая представляет собой однокомпонентный газ, находящийся в закрытом капилляре с теплоизолированными стенками. При этом торцы капилляра могут беспрепятственно пропускать лазерное излучение.

Пусть сила X_S , связанная с резонансным лазерным излучением, фиксирована. В результате светоиндуцированных дрейфа газа и теплового потока в системе возникнут продольные градиенты давления и температуры. Стимулируемые ими явления переноса будут стремиться подавить вызвавшие их светоиндуцированные процессы. В результате нарастающей конкуренции неравновесных процессов в конечном итоге в системе установится некоторое стационарное состояние динамического равновесия. Согласно принципу Пригожина [5], это будет состояние с минимальным производством энтропии, при котором потоки J_p и J_T , сопряженные нефиксированным силам X_p и X_T , должны быть равны нулю:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial X_p} \right)_{X_S} &= J_p = \\ &= \Lambda_{pp} X_p + \Lambda_{pT} X_T + \Lambda_{ps} X_s = 0, \\ \left(\frac{\partial \sigma}{\partial X_T} \right)_{X_S} &= J_T = \\ &= \Lambda_{Tp} X_p + \Lambda_{TT} X_T + \Lambda_{Ts} X_s = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Отсюда получим выражения для градиентов давления и температуры:

$$\begin{aligned} X_p &= -k_B \nu = X_S (\Lambda_{pT} \Lambda_{TS} - \Lambda_{ps} \Lambda_{TT}) / \Delta_0, \\ X_T &= -\frac{\tau}{T_0} = X_S (\Lambda_{Tp} \Lambda_{pS} - \Lambda_{pp} \Lambda_{TS}) / \Delta_0, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\Delta_0 = \Lambda_{pp} \Lambda_{TT} - \Lambda_{Tp} \Lambda_{pT}.$$

Видим, что продольное перераспределение давления газа в капилляре обусловлено СИД и тепловым крипом, зависит также от потоков тепла, формирующих неоднородность температуры, которая, в свою очередь, является причиной теплового крипа. Градиент температуры обусловлен СИТ и механокалорическим потоком, зависит от пуазейлевского потока и СИД, которые формируют градиент давления и, следовательно, механокалорический поток.

Таким образом, резонансное лазерное излучение может выполнять функции не только поршня, сжимающего газ, но также своеобразной тепловой машины, способной перераспределять тепловую энергию в газе.

Коэффициенты Λ_{kl} , определенные соотношениями (20), могут быть вычислены на основе решения кинетических уравнений (4) с использованием некоторой конкретной модели граничных условий (2).

6. ПРИБЛИЖЕНИЕ ПОЧТИ СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНОГО РЕЖИМА

Аналитический расчет кинетических коэффициентов удается провести относительно просто в случае почти свободномолекулярного режима ($\text{Kn} \gg 1$). Воспользуемся приближением последовательных столкновений [14], согласно которому частица после первого столкновения покидает элемент фазового объема, но обратного столкновения, приводящего к попаданию новой частицы в этот объем, не происходит. Таким образом, в уравнении (4) исчезают интегралы обратных столкновений и линеаризованные интегралы столкновений можно аппроксимировать следующим образом:

$$L_{ij}(h_i) = -\gamma_{ij}h_i, \quad (25)$$

где γ_{ij} — эффективные частоты столкновений между частицами i -го и j -го сортов, не зависящие от молекулярных скоростей. Заметим, что метод последовательных столкновений дает хорошие результаты именно для достаточно больших чисел Kn [14].

В качестве граничных условий для функций распределения используем максвелловскую модель зеркально-диффузного отражения. Полагаем, что при упругом столкновении с поверхностью капилляра доля α_i атомов i -сорта рассеивается диффузно с максвелловским распределением по скоростям, а доля $(1-\alpha_i)$ отражается зеркально. Коэффициенты accommodation возбужденных α_m и невозбужденных α_n частиц в общем случае различны. Тогда граничные условия (2) запишутся в следующем виде:

$$f_i^+(\mathbf{v}) = \alpha_i f_i^w(\mathbf{v}) + (1-\alpha_i) f_i^-(\mathbf{v} - 2(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}), \quad (26)$$

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} > 0,$$

$$f_i^w(\mathbf{v}) = n_i^w \left(\frac{m}{2\pi k_B T_w} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T_w} \right),$$

$$i = m, n;$$

значки «+», «w» и «-» относятся соответственно к отраженным, диффузно рассеянным и налетающим на поверхность частицам, n_i^w — числовая плотность диффузно рассеянных частиц i -сорта, соответствующая локальной температуре стенки T_w , которая в

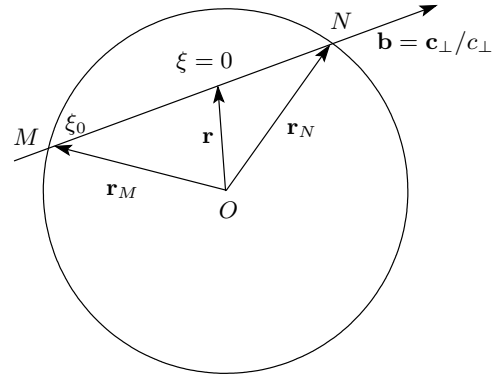


Рис. 2. Схема интегрирования кинетического уравнения вдоль направления вектора скорости частиц

принятом приближении ($L \gg r_0$) равна температуре газа $T(z)$ в соответствующем сечении капилляра. С учетом линеаризации (3) граничные условия (26) в некоторой точке M на стенке капилляра для функций возмущения принимают следующий вид:

$$h_i^+(\mathbf{r}_M, \mathbf{v}) = (1 - \alpha_i) h_i^-(\mathbf{r}_M, \mathbf{v} - 2(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}), \quad (27)$$

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} > 0, \quad i = m, n.$$

Здесь \mathbf{r}_M — радиус-вектор точки M , причем $|\mathbf{r}_M| = r_0$, \mathbf{n} — внутренняя нормаль в точке M .

Для решения кинетических уравнений (4) с интегралами столкновений в форме (25) и граничными условиями (27) используем метод интегрирования вдоль направления поперечной составляющей вектора скорости движения частиц $\mathbf{b} = \mathbf{c}_\perp/c_\perp$ (рис. 2). При этом граничные условия (27) устанавливают связь между функцией распределения частиц, испущенных из точки M поверхности капилляра в направлении вектора \mathbf{b} и функцией распределения частиц, налетающих на поверхность канала в той же точке с направлением скорости $-\mathbf{b}$.

Условие симметрии предполагает равенство функций возмущения для частиц, налетающих на стенку капилляра в точках M и N вдоль луча \mathbf{b}

$$h_i^-(\mathbf{r}_M, -\mathbf{b}) = h_i^-(\mathbf{r}_N, \mathbf{b}). \quad (28)$$

В результате интегрирования уравнений (4) вдоль вектора \mathbf{b} с использованием граничных условий (27) и условий симметрии (28), получим

$$h_i^{(l)}(\mathbf{r}, \mathbf{c}_\perp) = \pm \frac{r_0 \varphi_l}{\bar{v} \delta_i} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\delta_i \xi_0}{c_\perp}\right) + (1 - \alpha_i) \times \right. \\ \times \left[\exp\left(-\frac{\delta_i \xi_0}{c_\perp}\right) - \exp\left(-\frac{\delta_i (\xi_0 + \vartheta)}{c_\perp}\right) \right] \times \\ \times \left. \left[1 - (1 - \alpha_i) \exp\left(-\frac{\delta_i \vartheta}{c_\perp}\right) \right]^{-1} \right\}, \\ l = p, T, s; \quad i = m, n, \quad (29)$$

$$\xi_0 = |\mathbf{r}_M - \mathbf{r}|, \quad \vartheta = |\mathbf{r}_M - \mathbf{r}_N|, \\ \delta_m = \delta(\theta + \Gamma_m^n), \quad \delta_n = \delta(1 + \Gamma_m^n), \\ \Gamma_m^{(n)} = \frac{\Gamma_m}{\gamma_{nn} + \gamma_{nm}}, \\ \theta = \frac{\gamma_{mm} + \gamma_{mn}}{\gamma_{nn} + \gamma_{nm}}, \quad \delta = \frac{r_0(\gamma_{nn} + \gamma_{nm})}{\bar{v}}.$$

В правой части выражения (29) выбирается знак «+» при $l = s$, знак «-» выбирается при $l = p, T$.

Частицы газа будем моделировать твердыми сферами с эффективными диаметрами d_i ($i = m, n$). Вследствие малого различия эффективных диаметров возбужденных и невозбужденных частиц [15], введем малый параметр

$$\left| \frac{\Delta d}{d_n} \right| = \left| \frac{d_m - d_n}{d_n} \right| \ll 1. \quad (30)$$

Отсюда с учетом малой заселенности возбужденного уровня, $n_m \ll n_n$, имеем

$$\theta = \frac{\gamma_{mm} + \gamma_{mn}}{\gamma_{nn} + \gamma_{nm}} \approx \frac{\gamma_{mn}}{\gamma_{nn}} = \frac{d_{mn}^2}{d_n^2} \approx 1 + \frac{\Delta d}{d_n}, \\ d_{mn} = \frac{1}{2}(d_m + d_n).$$

Также известно, что коэффициенты аккомодации частиц на стенках капилляра близки к единице [4, 16]. Поэтому будем рассматривать случай почти диффузного рассеяния атомов на поверхности канала:

$$1 - \alpha_i \ll 1, \quad i = m, n. \quad (31)$$

Если частоту столкновений γ_{nn} выбрать в виде $\gamma_{nn} = p/\eta$, а коэффициент вязкости η определить как $\eta = \rho \bar{v} l / \sqrt{\pi}$ (l — средняя длина свободного пробега частиц, ρ — плотность газа), то параметр разреженности δ будет связан с числом Кнудсена соотношением

$$\delta = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{Kn}^{-1}, \quad \text{Kn} = \frac{l}{r_0}. \quad (32)$$

Линеаризация задачи по малым параметрам (30), (31) позволяет разделить поверхностный и

столкновительный механизмы светоиндуцированных явлений переноса [3].

В результате получим следующие выражения для кинетических коэффициентов в случае почти свободномолекулярного режима ($\delta \ll 1$):

$$\Lambda_{pp} = \frac{n_0 \bar{v}}{k_B} \left[\frac{4}{3\sqrt{\pi}} + \frac{1}{2} G_1 + (1 - \alpha_n) \times \right. \\ \times \left. \left(\frac{8}{3\sqrt{\pi}} + 3G_1 \right) \right], \quad (33)$$

$$\Lambda_{pT} = \Lambda_{Tp} = -n_0 \bar{v} T_0 \left[\frac{2}{3\sqrt{\pi}} + \frac{1}{2} G_1 + (1 - \alpha_n) \times \right. \\ \times \left. \left(\frac{4}{3\sqrt{\pi}} + 3G_1 \right) \right], \quad (34)$$

$$\Lambda_{TT} = p_0 \bar{v} T_0 \left[\frac{3}{\sqrt{\pi}} + \frac{5}{4} G_1 + 3(1 - \alpha_n) \times \right. \\ \times \left. \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} + \frac{5}{2} G_1 \right) \right], \quad (35)$$

$$\Lambda_{pS} = \Lambda_{Sp} = \frac{n_0 r_0 \Gamma_m}{2\sqrt{\pi}} \frac{\chi_1}{\chi_0} \times \\ \times \left[\left(\frac{16}{3\sqrt{\pi}} + 6G_1 \right) \Delta\alpha + G_2 \frac{\Delta d}{d_n} \right], \quad (36)$$

$$\Lambda_{TS} = \Lambda_{ST} = \frac{p_0 r_0 \Gamma_m}{2\sqrt{\pi} \chi_0} \left\{ \left[-\chi_1 \left(\frac{32}{3\sqrt{\pi}} + 15G_1 \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \chi_3 \left(\frac{16}{3\sqrt{\pi}} + 6G_1 \right) \right] \Delta\alpha - \right. \\ \left. - \left(\frac{5}{2} \chi_1 - \chi_3 \right) G_2 \frac{\Delta d}{d_n} + \frac{\hbar \omega_{mn}}{k_B T_0} \chi_1 G_3 \right\}, \quad (37)$$

$$\Lambda_{SS} = \frac{p_0 r_0^2 \Gamma_m^2}{4\sqrt{\pi} \bar{v} T_0} \frac{n_{n0}}{n_{m0}} \frac{\mu_0}{\chi_0^2} G_3, \quad (38)$$

$$p_0 = n_0 k_B T_0, \quad \Delta\alpha = \alpha_n - \alpha_m,$$

где

$$G_1 = (1 + \Gamma_m^n) \delta \ln \delta, \quad G_2 = \delta \ln \delta, \\ G_3 = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} + G_1 + G_2 \frac{\Delta d}{d_n} + \\ + (1 - \alpha_m) \left(\frac{16}{3\sqrt{\pi}} + 6G_1 \right), \quad (39)$$

$$\chi_k = \int_{-\infty}^{\infty} c_z^k \chi(c_z) \exp(-c_z^2) dc_z, \\ \mu_k = \int_{-\infty}^{\infty} c_z^k \chi^2(c_z) \exp(-c_z^2) dc_z.$$

Величины χ_0 , χ_1 , χ_3 и μ_0 включают характеристики излучения и его взаимодействия с частицами газа, зависят от значений параметров отстройки $\Omega/(k\bar{v})$ и уширения $\Gamma/(k\bar{v})$, могут быть выражены через плазменную функцию, численные значения которой табулированы в работе [17]. В случае неоднородного уширения линии поглощения ($\Gamma \ll k\bar{v}$), типичного для газов, выражения для величин χ_n и μ_0 в нулевом приближении по параметру $\Gamma/(k\bar{v})$ имеют вид

$$\chi_n = \frac{4\pi}{k\bar{v}} \frac{|G_{mn}|^2}{\Gamma_m} \left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^n \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2\right], \quad (40)$$

$$\mu_0 = \frac{2|G_{mn}|^2}{\Gamma_m \Gamma} \chi_0, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

где λ — длина волны излучения.

В случае однородного уширения ($\Gamma \gg k\bar{v}$) имеем

$$\chi_1 = \frac{4\sqrt{\pi}\Omega(k\bar{v})\Gamma}{\Gamma_m} \left(\frac{|G_{mn}|}{\Omega^2 + \Gamma^2}\right)^2, \quad \chi_3 = \frac{3}{2}\chi_1, \quad (41)$$

$$\chi_0 = \frac{4\sqrt{\pi}|G_{mn}|^2\Gamma}{\Gamma_m(\Omega^2 + \Gamma^2)}, \quad \mu_0 = \frac{4|G_{mn}|^2\Gamma}{\Gamma_m(\Omega^2 + \Gamma^2)}\chi_0.$$

В выражении (37) коэффициент Λ_{TS} , характеризующий СИТ, включает члены, пропорциональные $\Delta\alpha$, $\Delta d/d_n$ и $\hbar\omega_{mn}/k_B T_0$. Первый определяет аккомодационный механизм СИТ, второй — поверхностный механизм и третий представляет перенос энергии возбуждения. То же относится к термоэнтропийному потоку (Λ_{ST}), перекрестному СИТ.

Подставим полученные для кинетических коэффициентов выражения (33)–(37) в соотношения (24). После линеаризации по малым параметрам $\Delta d/d_n$ и $(1 - \alpha_n)$ получим следующие выражения для градиентов давления и температуры газа, установившихся в закрытой теплоизолированной системе:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{p_0\Gamma_m}{2\sqrt{\pi}\bar{v}} \gamma_p, \quad \frac{dT}{dz} = \frac{T_0\Gamma_m}{2\sqrt{\pi}\bar{v}} \gamma_T, \quad (42)$$

где безразмерные величины γ_p и γ_T имеют вид

$$\gamma_p = \left[\chi_3 + \frac{5}{2}\chi_1 + \frac{75\sqrt{\pi}}{64} \left(\chi_3 + \frac{37}{50}\chi_1 \right) G_1 \right] \Delta\alpha +$$

$$+ \left[\frac{3\sqrt{\pi}}{16} (\chi_3 + 2\chi_1) G_2 \right] \frac{\Delta d}{d_n} + \frac{\hbar\omega_{mn}}{k_B T_0} \chi_1 \times$$

$$\times \left[\frac{1}{2} + \frac{27\sqrt{\pi}}{128} G_1 + \frac{3\sqrt{\pi}}{16} G_2 \frac{\Delta d}{d_n} + \right.$$

$$\left. + \left(1 + \frac{75\sqrt{\pi}}{64} G_1 \right) \Delta\alpha + (1 - \alpha_n) \frac{51\sqrt{\pi}}{64} G_1 \right], \quad (43)$$

$$\gamma_T = \left[2 \left(\chi_3 - \frac{3}{2}\chi_1 \right) + \frac{51\sqrt{\pi}}{32} \left(\chi_3 - \frac{67}{34}\chi_1 \right) G_1 \right] \Delta\alpha +$$

$$+ \left[\frac{3\sqrt{\pi}}{8} (\chi_3 - 2\chi_1) G_2 \right] \frac{\Delta d}{d_n} + \frac{\hbar\omega_{mn}}{k_B T_0} \chi_1 \times$$

$$\times \left[1 + \frac{3\sqrt{\pi}}{64} G_1 + \frac{3\sqrt{\pi}}{8} G_2 \frac{\Delta d}{d_n} + \right.$$

$$\left. + \left(2 + \frac{51\sqrt{\pi}}{32} G_1 \right) \Delta\alpha + (1 - \alpha_n) \frac{3\sqrt{\pi}}{16} G_1 \right]. \quad (44)$$

В случае неоднородного уширения линии поглощения в свободномолекулярном режиме ($G_1 = G_2 = 0$) выражения (43) и (44) упрощаются и с учетом (40) принимают следующий вид:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{2\pi^{3/2}}{\lambda} \frac{\Omega}{k\bar{v}} \left(\frac{|G_{mn}|}{k\bar{v}}\right)^2 p_0 \left\{ \left[5 + 2 \left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2 \right] \Delta\alpha + \right.$$

$$\left. + \frac{\hbar\omega_{mn}}{k_B T_0} (1 + 2\Delta\alpha) \right\} \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2\right], \quad (45)$$

$$\frac{dT}{dz} = \frac{4\pi^{3/2}}{\lambda} \frac{\Omega}{k\bar{v}} \left(\frac{|G_{mn}|}{k\bar{v}}\right)^2 \times$$

$$\times T_0 \left\{ \left[-3 + 2 \left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2 \right] \Delta\alpha + \right.$$

$$\left. + \frac{\hbar\omega_{mn}}{k_B T_0} (1 + 2\Delta\alpha) \right\} \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2\right]. \quad (46)$$

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кинетические коэффициенты Λ_{pp} , Λ_{pT} , Λ_{TT} , Λ_{Tp} определяют соответственно пуазейлевский поток, тепловой крип, поток тепла и механокалорический поток. В кнудсеновском режиме ($\delta \rightarrow 0$) выражения (33)–(35) для этих коэффициентов полностью совпадают с хорошо известными результатами, например [16]. Однако в режиме со столкновениями появляется зависимость от частоты радиационного распада Γ_m . Это связано с принятой моделью газа, представляющего собой смесь возбужденных и невозбужденных частиц, причем между компонентами непрерывно происходит обмен частицами за счет вынужденных переходов, столкновительных переходов и радиационного распада возбужденного уровня.

Кинетические коэффициенты Λ_{pS} , Λ_{Sp} , Λ_{TS} , Λ_{ST} , определяемые выражениями (36) и (37), которые характеризуют перекрестные светоиндуцированные потоки, представляют собой нечетные функции отстройки Ω . Поэтому в точном резонансе при

$\Omega = 0$ эти коэффициенты равны нулю, а определяемые ими потоки газа, тепла и энтропии при изменении знака отстройки изменяют свое направление на противоположное. Светоиндуцированный дрейф (Λ_{pS}) и перекрестный ему бароэнтропийный поток (Λ_{Sp}) обусловлены различием коэффициентов accommodations и сечений столкновений возбужденных и невозбужденных частиц. Светоиндуцированный теплоперенос (Λ_{TS}) помимо этих факторов включает также поток энергии возбуждения $\hbar\omega_{mn}$ [18].

Коэффициент Λ_{SS} , характеризующий прямой поток энтропии $J_{SS} = \Lambda_{SS} X_S$, в случае доплеровского предела ($\Gamma \ll k\bar{v}$) в нулевом приближении по параметру $\Gamma/(k\bar{v})$ не зависит от отстройки, а для однородного уширения ($\Gamma \gg k\bar{v}$) он максимален при точном резонансе $\Omega = 0$ и уменьшается при увеличении отстройки.

Градиенты давления и температуры, которые устанавливаются в закрытой теплоизолированной системе газ–капилляр, также являются нечетными функциями отстройки. Это означает, что при изменении знака отстройки происходит инверсия направлений градиентов давления и температуры.

Сделаем численные оценки градиентов давления и температуры, устанавливающихся в свободномолекулярном режиме, для паров CH_3Br (длина волны перехода $\lambda_{mn} \approx 10.6$ мкм). Пусть радиус капилляра $r_0 = 1$ мм, средняя температура в системе $T_0 = 500$ К, а давление $p_0 = 0.1$ Па. При этих условиях реализуется свободномолекулярный режим ($\delta = 0.01$) и доплеровское уширение равно $k\bar{v} = 1.8 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Примем также $|\Delta\alpha| = 0.005$, частота Раби $G_{mn} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, параметр отстройки $\Omega/k\bar{v} = 0.3$. В этом случае выполняются все предположения, связанные с линеаризацией задачи.

Из формул (45) и (46) получим

$$\frac{dp}{dz} \approx 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Па}}{\text{м}}, \quad \left| \frac{dT}{dz} \right| \approx 40 \frac{\text{К}}{\text{м}}.$$

Оценка градиента давления показывает, что в свободномолекулярном режиме его можно зафиксировать на пределе чувствительности существующих датчиков давления. Это подтверждается экспериментальными данными для молекул CH_3F [4]. Величина градиента температуры может быть измерена любым из существующих методов. Можно ожидать, что с уменьшением числа Кн столкновения между частицами приведут к выравниванию температуры в газе, т. е. к уменьшению градиента температуры. Действительно, в кнудсеновском газе энергия возбуждения превращается в тепло на торце капилля-

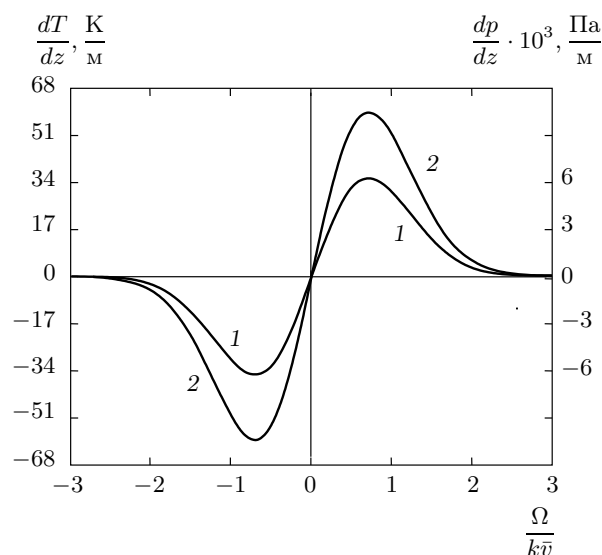


Рис. 3. Зависимость градиентов давления (кривая 1) и температуры (кривая 2) от параметра отстройки $\Omega/k\bar{v}$

ра, а при столкновениях между частицами — по всему объему газа.

Отметим, что вклад потока энергии возбуждения в величины СИТ и градиента температуры приблизительно на два порядка больше вклада от потока поступательной энергии частиц, пропорционального $\Delta\alpha$. По-видимому, это типично при невысоких температурах в оптическом, ближнем и среднем ИК-диапазонах длин волн, по крайней мере, для кнудсеновского газа. Из выражений (45) и (46) видно, что в области дальнего ИК-диапазона длин волн при высоких температурах, когда $\hbar\omega_{mn}/k_B T \ll 1$, вклад потока энергии возбуждения уменьшается и при определенных условиях может оказаться даже меньше вклада потока поступательной энергии. В этом случае в почти свободномолекулярном режиме градиенты давления и температуры будут направлены в разные стороны. Вблизи торца трубки, где давление максимально, независимо от знака отстройки происходит охлаждение газа. Напротив, около другого торца, где давление минимально, происходит нагрев газа.

На рис. 3 представлены рассчитанные для свободномолекулярного режима по формулам (45) и (46) значения градиентов давления (кривая 1) и температуры (кривая 2) в зависимости от параметра отстройки $\Omega/k\bar{v}$. Видно, что градиенты давления и температуры достигают максимальных абсолютных значений при $|\Omega/k\bar{v}| \approx 0.7$ и практически исчезают при $|\Omega/k\bar{v}| \geq 2.5$, когда нарушается условие резонанса.

В заключение заметим, что теория и численные оценки сделаны в приближении бесконечно длинного капилляра, когда можно пренебречь влиянием теплопроводности его стенки. В случае капилляра конечной длины следует рассчитывать распределение температуры вдоль его поверхности. Для этого необходимо решить теплофизическую задачу, как это предложено в [11] и при определенных приближениях сделано в работе [18]. При этом величина перепада температур в газе на торцах будет зависеть от теплопроводности материала капилляра. Кроме того, появится возможность корректно описать потоки и диссипацию энергии возбуждения вблизи торцов капилляра конечной длины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **78**, 1672 (1980).
2. А. В. Гайнер, К. П. Комаров, К. Г. Фолин, ЖЭТФ **82**, 1853 (1982).
3. И. В. Чермянинов, В. Г. Черняк, Е. А. Вилицова, ЖЭТФ **132**, 579 (2007).
4. R. W. M. Hoogeveen, G. J. Van der Meer, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **42**, 6471 (1990).
5. С. Де Гроот, П. Мазур, *Неравновесная термодинамика*, Мир, Москва (1964).
6. F. Sharipov, J. Stat. Phys. **78**, 413 (1995).
7. V. G. Chernyak and A. P. Polikarpov, J. Stat. Phys. **140**, 504 (2010).
8. Ф. Х. Гельмуханов, Л. В. Ильичев, Хим. физика № 11, 1544 (1984).
9. К. Черчиньяни, *Теория и приложения уравнения Больцмана*, Мир, Москва (1978).
10. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
11. А. М. Бишаев, В. А. Рыков, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа № 6, 106 (1984).
12. F. Sharipov, Physica A **203**, 457 (1994).
13. S. K. Loyalka, J. Chem. Phys. **71**, 339 (1979).
14. D. P. Willis, *Газодинамика разреженных газов*, Изд-во иностр. лит., Москва (1963).
15. P. L. Chapovsky, G. J. Van der Meer, J. Smeets et al., Phys. Rev. A **45**, 8011 (1992).
16. И. В. Чермянинов, В. Г. Черняк, Г. А. Фомягин, ТВТ **23**, 1158 (1985).
17. B. D. Fried and S. D. Conte, *The Plasma Dispersion Function*, Acad. Press, New York (1961).
18. П. Л. Чаповский, А. М. Шалагин, КЭ **12**, 227 (1985).