

зирующего излучения). Однако на частотах 0.01–0.30 МГц этот тип разряда имеет определенные преимущества [1] перед ВЧЕ разрядом, поскольку возбуждение последнего на столь низких частотах является менее эффективным.

Таким образом, с увеличением частоты ионизирующего излучения эффективность передачи энергии в сферический ВЧ разряд уменьшается из-за трудностей согласования генератора с нагрузкой вследствие возрастающего влияния паразитных емкостей и индуктивностей в системе возбуждения разряда.

Реализация такого разряда на высоких частотах (как в настройке, так и в эксплуатации) оказывается весьма трудоемкой, что требует более высокой профессиональной подготовки обслуживающего персонала, чем для традиционных типов ВЧЕ и ВЧИ разрядов.

Автор выражает благодарность Н.А. Лашуку и В.И. Толмачеву за возможность использования ВЧ генератора для проверки работы источника сферического разряда и помощь в его эксплуатации.

Список литературы

- [1] Сеницын В.И. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 5. С. 966–971.
- [2] Протасевич Е.Т. // ПТЭ. 1985. № 5. С. 152–153.
- [3] Диденко А.Н., Клименов В.А., Протасевич Е.Т. и др. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 2. С. 411–413.
- [4] Копытин Ю.Д., Протасевич Е.Т., Чистякова Л.К. Воздействие лазерного и ВЧ излучений на воздушную среду. Новосибирск: Наука, 1972. 159 с.

01:03
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 10, 1994

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ОБРАТНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ НАЛИЧИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ, КОНДЕНСАЦИИ И ГЕТЕРОГЕННЫХ КАТАЛИТИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Д.А. Шапиро, О.В. Бойко

С.-Петербургский государственный технический университет
Международный институт межфазных взаимодействий
Поступило в Редакцию 29 июня 1993 г.

Эффект обратного градиента температуры заключается в том, что знак градиента температуры при наличии интенсивных гетерогенных процессов противоположен знаку градиента, который имел бы место, если бы температура газа на границе раздела фаз равнялась температуре поверхности негазовой фазы. В частности, температура газа не убывает от более горячей поверхности испарения к более холодной поверхности конденсации [1–5].

Экспериментально такой эффект при наличии интенсивных процессов испарения и конденсации был установлен в [3] и является следствием того, что при наличии интенсивных гетерогенных процессов гипотеза о термодинамическом равновесии между газом и поверхностью в

кинетическом пограничном слое (слое Кнудсена) несправедлива уже в главном порядке по числу Кнудсена ε . Следствием этого является появление сильных скачков макропараметров на границе раздела фаз. При наличии сильных скачков поправки к так называемым условиям "прилипания" для макропараметров становятся порядка самих значений макропараметров на границе раздела фаз [4,5].

Существенно неравновесное состояние газа вблизи границы раздела фаз, сильное выделение (поглощение) теплоты газом при наличии интенсивных гетерогенных процессов конденсации (испарения) и гетерогенных каталитических реакций обуславливает эффект обратного градиента температур с физической точки зрения.

В данной работе из линеаризованной кинетической постановки задачи в приближении Навье-Стокса получено соответствующее гидродинамическое приближение, включающее линейную систему уравнений переноса и согласованные с ней гидродинамические граничные условия. Последние корректно описывают интенсивные гетерогенные процессы испарения и конденсации, а также гетерогенные каталитические реакции. Решение полученного гидродинамического приближения в одномерном случае позволяет определить как величину ЭОГТ, так и условия его существования.

После линеаризации система кинетических уравнений и кинетических граничных условий для смеси молекулярных газов в безразмерном виде имеет вид

$$\mathbf{u}_c \cdot \nabla_{\mathbf{r}} h_{ci} = \varepsilon^{-1} L_{ci}[h_{ci}], \quad \varepsilon \ll 1,$$

$$I: h_{ci}^+ = (1 - \alpha_c) \hat{A}_i[h_{ci}]^- + \alpha_c \Phi_{ci}^{(1)+} + \Phi_{ci}^{(2)+}, \quad (1)$$

$$II: h_{ci}^+ = \hat{B}_{ci}[h_{ci}]^- + \Phi_{ci}^{(3)+}, \quad (2)$$

где L_{ci} — линеаризованный интеграл парного столкновения; α_c — коэффициент испарения молекул сорта c ; $\Phi_{ci}^{(1)}$, $\Phi_{ci}^{(2)}$ и $\Phi_{ci}^{(3)}$, а также \hat{A}_i и \hat{B}_{ci} — известные неоднородные члены и кинетические операторы, описывающие процессы испарения конденсации и каталитических реакций соответственно.

Конкретные выражения для операторов \hat{A}_i и \hat{B}_{ci} (последний описывает гетерогенные химические реакции диссоциации и рекомбинации), а также для неоднородных членов приведены в [4,5].

Задача (1),(2) является задачей сингулярного возмущения. Для ее решения применяем асимптотический метод пограничных функций. Внешнее разложение строится модифицированным методом Гильберта [4,5]. Для построения внутреннего разложения в слое Кнудсена вводится функция распределения внутреннего разложения. Возникающая эталонная задача для пограничных функций в слое Кнудсена является задачей Крамерса. Используя результаты работ [4-6], в линейном приближении с точностью $O(\varepsilon^2)$ окончательно находим гидродинамическое приближение. Система уравнений переноса для отклонений макропараметров сводится к системе уравнений Стокса и уравнению Лапласа для температуры.

Гидродинамические граничные условия с учетом интенсивных процессов испарения и конденсации в линейном приближении для макропараметров отклонения от равновесных имеют следующий вид [4,5]:

$$\sum_k \begin{pmatrix} \delta_{ck} \gamma_c \\ \varkappa_k \end{pmatrix}^{(1)} \alpha_k (n_k + n_{ok} - n_{ck}) + \begin{pmatrix} \gamma_c \\ \varkappa \end{pmatrix}^{(2)} v_n + \begin{pmatrix} \gamma_c \\ \varkappa \end{pmatrix}^{(3)} (T + 1 - T_w) + \varepsilon \left\{ \begin{pmatrix} \gamma_c \\ \varkappa \end{pmatrix}^{(4)} \left(\frac{\partial v_n}{\partial x_\tau} + \frac{\partial v_\tau}{\partial x_n} \right) + \begin{pmatrix} \gamma_c \\ \varkappa \end{pmatrix}^{(5)} \frac{\partial T}{\partial x_n} + \sum_k \begin{pmatrix} \gamma_{ck} \\ \varkappa_k \end{pmatrix}^{(6)} d_{kn} \right\} = 0, \quad c = 1, \dots, N. \quad (3)$$

Для касательной составляющей скорости имеем

$$v_\tau + \varepsilon \beta^{(1)} \left(\frac{\partial v_\tau}{\partial x_n} + \frac{\partial v_n}{\partial x_\tau} \right) + \beta^{(2)} \frac{\partial T}{\partial x_\tau} + \sum_c \beta_c^{(3)} d_{c\tau} = 0. \quad (4)$$

Гидродинамические граничные условия при наличии интенсивных гетерогенных каталитических реакций имеют вид [4,5]

$$v_n = 0,$$

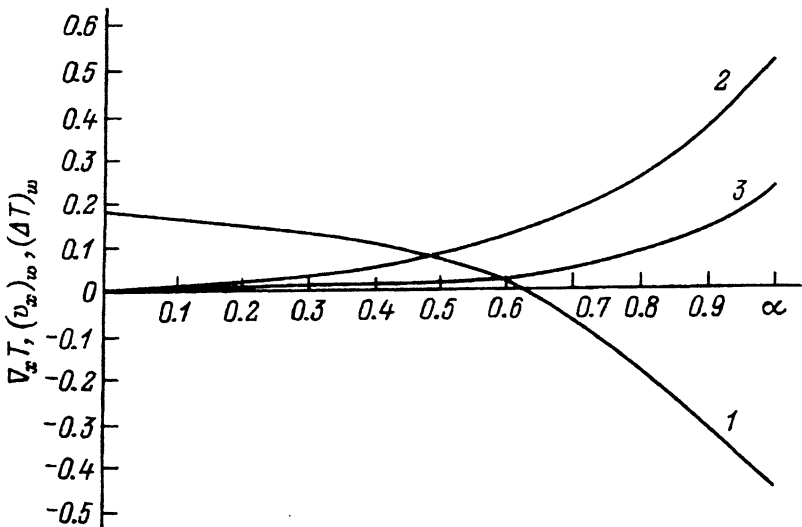
$$\sum_k \gamma_{ck}^{(1)} (n_k + n_{ok} - n_{wk}) + \gamma_c^{(2)} (T + 1 - T_n) + \varepsilon \left[\gamma_c^{(3)} \left(\frac{\partial v_n}{\partial x_n} + \frac{\partial v_\tau}{\partial x_\tau} \right) + \gamma_c^{(4)} \frac{\partial T}{\partial x_n} + \sum_k \gamma_{ck}^{(5)} d_{kn} \right] = 0, \quad c = 1, \dots, N. \quad (5)$$

Здесь, как обычно, n_{ck} и n_{wk} — значения числовых констант плоскостей компонентов, определяемых формулами Клаузиуса-Клапейрона и Рогинского из условий фазового равновесия при наличии испарения, конденсации и гетерогенных каталитических реакций соответственно (см., например, [4-7]); d_c — диффузионная термодинамическая сила в линейном приближении.

Выражение для касательной составляющей скорости при наличии ГКР подобно [4]. Коэффициенты скольжения (КС) γ , \varkappa и β , входящие в (3)–(5), являются предельными значениями соответствующих моментов ПФ в задаче Крамерса [4-6].

Математические критерии интенсивности рассматриваемых гетерогенных процессов, а также предельные переходы в случаях слабых равновесных гетерогенных процессов и их отсутствия из формул (3)–(5) приводятся, в частности, в [4-6].

Рассмотрим эффект обратного градиента температуры для однокомпонентного бесструктурного газа в задачах перекоонденсации. Пусть газовый пар находится между двумя плоскими параллельными поверхностями, расположенными на единичном расстоянии друг от друга, с одной из которых газ испаряется, а на другой конденсируется. Каждая поверхность имеет свою постоянно поддерживаемую температуру $T_{w1,2}$, а газ в равновесии — соответствующие этим температурам



плотности насыщенного пара $n_{e1,2}$. Полагаем также, что коэффициент испарения газа на второй поверхности равен численно коэффициенту конденсации на первой. В этом случае граничные условия при наличии интенсивных процессов испарения и конденсации с точностью $O(\varepsilon)$ на обеих поверхностях имеют вид

$$\begin{aligned} & \alpha \left(\frac{\gamma^{(1)}}{\varkappa^{(1)}} \right) \left[n \left(-\frac{1}{2} \right) + 1 - n_{e1} \right] + \left(\frac{\gamma^{(2)}}{\varkappa^{(2)}} \right) \left(T \left(-\frac{1}{2} \right) + 1 - T_{w1} \right) + \\ & \quad + \left(\frac{\gamma^{(3)}}{\varkappa^{(3)}} \right) v_x \left(-\frac{1}{2} \right) = O(\varepsilon), \\ & -\alpha \left(\frac{\gamma^{(1)}}{\varkappa^{(1)}} \right) \left[n \left(\frac{1}{2} \right) + 1 - n_{e2} \right] + \left(\frac{\gamma^{(2)}}{\varkappa^{(2)}} \right) \left[T \left(\frac{1}{2} \right) + 1 - T_{w2} \right] + \\ & \quad + \left(\frac{\gamma^{(3)}}{\varkappa^{(3)}} \right) v_x \left(\frac{1}{2} \right) = O(\varepsilon), \\ & \quad v_\tau = 0. \end{aligned} \tag{6}$$

Из найденных граничных условий (6) следует существование сильных скачков для макропараметров отклонения от равновесных значений, т.е.

$$\begin{aligned} T \left(\pm \frac{1}{2} \right) + 1 & \neq T_{w1,2} + O(\varepsilon), \quad n \left(\pm \frac{1}{2} \right) + 1 \neq n_{e1,2} + O(\varepsilon), \\ v_n \left(\pm \frac{1}{2} \right) & \neq 0 + O(\varepsilon), \end{aligned}$$

что по сути дела и обуславливает существование эффекта.

Система уравнений переноса в рассматриваемом случае легко интегрируется. Неизвестные пять констант определяются из найденных граничных условий (6) и условия постоянства давления.

Результаты численного решения системы алгебраических уравнений при заданных коэффициентах скольжения полностью определяют распределение макропараметров газа. В частности, на рисунке показана зависимость градиента температуры, нормальной составляющей скорости и скачка температуры на конденсирующей поверхности от коэффициента испарения (кривые 1-3 соответственно).

Аналогичные результаты получены из граничных условий (5) и найденных профилей для макропараметров в случае бинарной смеси газов и интенсивных неравновесных гетерогенных каталитических реакций диссоциации и рекомбинации на межфазных границах. В частности,

$$T\left(\pm\frac{1}{2}\right) + 1 \neq T_{w1,2} + O(\varepsilon), \quad n_c\left(\pm\frac{1}{2}\right) + n_{oc} \neq n_{wc} + O(\varepsilon), \quad c = 1, 2,$$

что также приводит к рассматриваемому эффекту.

Список литературы

- [1] Aoki K., Cercignani C. // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. N 5. P. 1163-1164.
- [2] Cercignani C., Fiszdon W., Frezzotti A. // Phys. Fluids. 1985. Vol. 28. N 11. P. 3237-3243.
- [3] Shankar P.N., Deshpada M.D. // Phys. Fluids. 1990. Vol. 2. N 2. P. 1030-1038.
- [4] Павлов В.А., Шапиро Д.А. Взаимодействие газов с поверхностью. Свердловск, 1988. С. 48-54.
- [5] Shapiro D.A. // Proc. of 17th Intern. Raref. Gas. Dynam. 1991. P. 400-411.
- [6] Богданов А.В., Шапиро Д.А. // ДАН СССР. 1991. Т. 320. № 5. С. 1069-1072.
- [7] Ферцигер Дж., Канер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. 300 с.