

квазистационарного режима ускорения существенно слабее, чем на эффективности режима генерации одиночного сгустка.

Таким образом, предложенная модель импульсного электромагнитного ускорителя эрозионной плазмы, основанная на электродинамическом приближении, описывает в отличие от классической модели «плазменной шайбы» квазистационарный режим ускорения, что совместно с учетом особенностей эрозионного характера плазмообразования позволяет объяснить ряд закономерностей изменения некоторых важных интегральных характеристик установок с ускорителями и проводить достаточно надежную многопараметрическую оптимизацию таких систем.

Поступила 24 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов Н. П., Малащенко В. А., Протасов Ю. С. О возможности создания источников далекого ВУФ излучения на основе гиперзвуковых потоков плотной плазмы. — ЖПС, 1977, т. 26, вып. 2.
2. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. О возможности создания высокоинтенсивных источников излучения на основе кумулятивных плазодинамических разрядов. — Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 24.
3. Брушлинский К. Б., Морозов П. А. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 8/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974.
4. Алексеев Ю. А., Газеев М. Н. Численное моделирование двумерных течений в импульсных плазменных ускорителях. — Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. 5.
5. Гуцин Н. С., Попов Ю. П., Савельев В. В. Расчет нестационарного ускорения плазмы с учетом абляции диэлектрика. — Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 5.
6. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. и др. Электродинамическое ускорение сгустков плазмы. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 1.
7. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Электрические ракетные двигатели. М.: Машиностроение, 1975.
8. Колесников П. М. Ускорение пульсирующего плазменного сгустка. — ЖТФ, 1965, т. 35, вып. 9.
9. Буренин Ю. А., Швецов Г. А. Возможности взрывного МГД-генератора как источника энергии для плазменного фокуса. — ПМТФ, 1981, № 3.
10. Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Экспериментальное исследование плазменного фокуса в ускорителях эрозионной плазмы. О механизме формирования плазменного фокуса в магнитоплазменном компрессоре. — ЖТФ, 1982, т. 52, вып. 8.
11. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Динамика и излучение открытых (вакуумных) плазодинамических разрядов типа «плазменный фокус». — ТВТ, 1982, т. 20, № 2.
12. Лесков Л. А., Мухоян М. З., Савичев В. В. Исследование импульсного электромагнитного источника эрозионной плазмы. — В кн.: Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск: Наука и техника, 1970.
13. Владимиров В. В., Дивнов П. П. и др. Магнитоплазменный компрессор с взрывомагнитным генератором энергии. — ЖТФ, 1980, т. 50, № 7.

УДК 537.52

СТАЦИОНАРНЫЙ РАЗРЯД ПРИ ВЫХОДЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТЬ ИЗОЛЯТОРА

С. Ф. Гаранин, Е. С. Павловский, В. Б. Якубов
(Москва)

В работах [1, 2] показано, что при вытекании магнитного потока через поверхность изолятора возможно возникновение стационарного поверхностного разряда, ограничивающего скорость вытекания магнитных силовых линий. В [2] развита теория такого разряда, использующая ряд упрощающих предположений, в частности предположение о полной однократной ионизации вытекающих из разряда паров изолятора, что справедливо при не слишком сильных магнитных полях $H \sim 10^4$ Э. В данной работе рассмотрен более общий случай произвольной многократной ионизации, что важно для более сильных магнитных полей, в частности, используемых в экспериментах по магнитному разгону оболочек (см., например, [3]).

В рассматриваемой задаче взаимно перпендикулярные магнитное H и электрическое E поля параллельны поверхности изолятора, которую мы считаем плоской. Самоподдерживающийся поверхностный разряд по парам изолятора осуществляется за счет того, что отток плазмы от по-

верхности под действием пондеромоторной силы компенсируется испарением новых порций изолятора тепловым излучением уносимой плазмы. Поступающие в зону разряда ионизованные пары продолжают нагреваться джоулевым теплом и ускоряются до тех пор, пока скорость плазмы не достигнет скорости v_1 вытекания магнитных силовых линий и электрическое поле в сопровождающей системе координат не станет равным нулю.

В типичных условиях эксперимента толщина зоны разряда x_H мала по сравнению с размерами L области, в которой движутся пары изолятора (при $H \sim 10^4$ Э x_H оказывается порядка 0,1 см и уменьшается с ростом H). Поэтому время перестройки режима испарения мало по сравнению с характерными временами изменения магнитных полей или других величин, влияющих на токовый слой, и разряд можно считать стационарным. При решении полной магнитогидродинамической задачи, описывающей действие той или иной экспериментальной установки, где происходит такой разряд, зону разряда можно заменить бесконечно узким скачком всех МГД-величин. Цель работы — получить условия на этом скачке, для чего необходимо найти зависимость скорости v_1 вытекания плазмы, а также ее плотности и температуры от величины магнитных полей в неиспаренном изоляторе H_0 и на выходе из токового слоя H_1 .

Существенным оказывается то обстоятельство, что для получения указанных зависимостей, строго говоря, недостаточно использовать только интегральные законы сохранения, связывающие величины на входе и выходе из зоны разряда; необходимо также решить задачу о структуре этой зоны. В [2] удалось обойтись без решения этой более сложной задачи только благодаря приближению, в котором температура вытекающей из разряда плазмы считается достаточно высокой для практически полной первой ионизации, но вместе с тем достаточно низкой, чтобы можно было не учитывать дальнейшей ионизации, причем тепловая энергия считалась малой по сравнению с энергией ионизации, а тепловое давление малым по сравнению с магнитным. В данной работе постановка задачи свободна от указанных довольно жестких ограничений [2]. В математическом отношении задача является задачей на собственное значение.

Зависимость всех величин от нормальной координаты x описывается системой стационарных МГД-уравнений:

$$\begin{aligned} (1) \quad & \rho v = \text{const}; \\ (2) \quad & P + \rho v^2 + H^2/8\pi = \text{const}; \\ (3) \quad & \rho v(w + v^2/2) - Q - cHE/4\pi = \text{const}; \\ (4) \quad & -\kappa dH/dx + vH = cE = \text{const}, \end{aligned}$$

где $\rho(x)$, $v(x)$, $P(x)$, $H(x)$, $w(x)$, $Q(x)$, $\kappa(x)$ — текущие значения соответственно плотности, скорости, давления, магнитного поля, удельной энтальпии, теплового потока, коэффициента магнитной диффузии; E — электрическое поле, c — скорость света. Система (1) — (4) представляет собой законы сохранения массы, импульса, энергии и магнитного потока в системе координат, где токовый слой покоится. Можно считать, что эта система совпадает с лабораторной, поскольку характерная плотность в токовом слое оказывается весьма малой по сравнению с плотностью изолятора.

Решение задачи облегчается тем, что в практически интересных случаях можно существенно упростить рассмотрение теплового потока Q . Оценим оптическую толщину токового слоя x_H/λ (λ — Росселандовский пробег излучения, $x_H \sim \kappa/v$), исходя из диффузионного приближения при описании переноса тепла. В рамках этого приближения коэффициенты температуропроводности $\sim \lambda \sigma T^4/\rho w$ и магнитной диффузии κ должны быть одного порядка величины (здесь σ — постоянная Стефана — Больцмана, T — температура). Используя также соотношения

$$\rho w \sim \rho v^2 \sim H^2/8\pi$$

и степенные зависимости P , λ и κ от ρ и T , найдем

$$x_H/\lambda \sim \kappa_H/\lambda v \sim \sigma T^4/(\rho w v) \sim 0,2H^{0,14},$$

где H измеряется в МЭ.

Таким образом, для типичного изолятора, содержащего легкие элементы, при не слишком больших магнитных полях оптическая толщина токового слоя мала. Поэтому поток тепла Q в сторону изолятора от плазмы, вышедшей из токового слоя и имеющей температуру T_1 , следует считать равным σT_1^4 , причем величина Q практически не меняется на толщине x_H , где остальные величины (H , ρ , v , T и потоки газодинамической и магнитной энергии) испытывают основные изменения. Поглощение теплового потока начинается на расстояниях $x \sim \lambda$, т. е. на выходе из токового слоя в сторону изолятора, где изменения остальных потоков в уравнении (3) малы по сравнению с их характерными значениями в токовом слое. Следовательно, вся область разделяется на две зоны: зону I токового слоя, где величиной Q в (3) можно пренебречь, и зону II поглощения теплового потока, где в (3), кроме Q , следует оставить лишь члены первого порядка малости по скорости v .

Индексами 0 будем отмечать величины в начале области разряда (со стороны неспаренного изолятора), индексами 1 — в конце. Так как плотность изолятора велика, $v_0 = 0$. Поток тепла не проникает глубоко в изолятор, поэтому $Q_0 = 0$. На выходе из токового слоя плотность тока равна нулю, поэтому из (4) следует

$$(5) \quad v_1 H_1 = cE.$$

Введем безразмерные переменные:

$$u \equiv v/v_1, \quad h \equiv H/H_1, \quad q \equiv Q/v_1 \cdot (H_1^2/8\pi), \quad p \equiv P/P_1,$$

а также параметры μ и ν :

$$\mu \equiv \rho_1 v_1^2 / (H_1^2/8\pi), \quad \nu \equiv P_1 / (H_1^2/8\pi).$$

Тогда, считая пары изолятора газом с показателем адиабаты γ и используя (1), (5), перепишем уравнения (2), (3) в безразмерном виде

$$(6) \quad \nu p + \mu u + h^2 = \nu p_0 + h_0^2 = \nu + \mu + 1;$$

$$(7) \quad \frac{\gamma}{\gamma-1} \nu p u + \frac{\mu u^2}{2} - q + 2h = 2h_0 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \nu + \frac{\mu}{2} - q_1 + 2.$$

Из уравнений (6), (7) можно вывести связь между μ и ν , воспользовавшись малостью q в зоне I. Пренебрегая q и исключив p из (6), (7), получим

$$(8) \quad u = \left\{ \frac{\gamma}{\gamma-1} (\nu + \mu + 1 - h^2) \pm \sqrt{D} \right\} / \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \mu,$$

где

$$(9) \quad D = \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} (\nu + \mu + 1 - h^2) \right]^2 - \frac{2(\gamma+1)}{\gamma-1} \mu \left(2 + \frac{\mu}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \nu - 2h \right).$$

Анализ формул (8), (9) с использованием условий $u = 1$ при $h = 1$ и $u = 0$ при $h = h_0 > 1$ показывает, что при $h = 1$ знак у радикала в (8) нужно брать положительным. С другой стороны, в точке $h \simeq h_0$, $u \simeq 0$ на границе зон I и II этот знак отрицательный, что следует из условия $p > 0$. Поскольку ударная волна разрежения неустойчива, смена знака радикала должна происходить при $D = 0$. При этом из условия $D \geq 0$ следует, что в этой же точке должно быть $dD/dh = 0$.

Из этих условий находим связь между μ и ν в параметрическом виде

$$(10) \quad \mu = \frac{2h_*^2 \gamma^2}{\gamma+1} \frac{(h_* - 1)(\gamma h_* + 2 - \gamma)}{(\gamma h_* - \gamma + 1)},$$

$$(11) \quad \nu = \mu (\gamma^2 - 1) / \gamma^2 h_* + h_*^2 - \mu - 1,$$

где h_* — параметр.

Безразмерные величины магнитного поля h_0 и давления p_0 в изоляторе * можно вычислить из уравнений (6), (7):

$$(12) \quad h_0 = 1 + \mu/4 + \nu\gamma/2(\gamma - 1);$$

$$(13) \quad p_0 = 1 + (1 + \mu - h_0^2)/\nu.$$

Необходимо отметить наличие ограничения на область изменения μ и ν . Анализ зависимости $h(x)$ при $h, u \rightarrow 1$ (уравнение (4)) показывает, что конечное решение существует лишь при выполнении неравенств

$$\gamma\nu < \mu \leq 2 + \gamma\nu.$$

Первому из них найденная зависимость $\mu(\nu)$ из (10), (11) удовлетворяет. Второе неравенство нетривиально. Оно совпадает с условием для полной скорости звука c_1

$$(14) \quad c_1^2 = H_1^2/4\pi\rho_1 + \gamma P_1/\rho_1 \geq v_1^2,$$

которое необходимо для устойчивости решения [4]. С этим ограничением связано наличие предельного режима испарения, в котором v_1 достигает максимального возможного значения $v_{1\max} = c_1$ (аналог режима Жуге в горении).

Чтобы получить величину скорости v_1 , необходимо рассмотреть более детально процесс поглощения тепла в зоне II. Выше показано, что на протяжении токового слоя тепловой поток

$$(15) \quad Q \simeq Q_1 = \sigma T_1^4,$$

где T_1 — температура паров в конце области разряда. Будем предполагать, что пробег излучения зависит только от плотности и температуры $\lambda(\rho, T)$ (предположение о «сером» веществе). Для уравнения состояния, пробега и коэффициента магнитной диффузии примем степенную зависимость от температуры и плотности:

$$(16) \quad P/\rho = AT^n/\rho^m;$$

$$(17) \quad \lambda = \Lambda T^5/\rho^i;$$

$$(18) \quad \kappa = K/(\rho^k T^l).$$

Тогда из (15) получаем

$$(19) \quad q_1 = \sigma \left(\frac{\dot{v}}{A\mu} \right)^{4/n} \mu^{4m/n} \left(\frac{H_1^2}{8\pi} \right)^{4m/n-1} v_1^{8(1-m)/n-1}.$$

Используя малость q в уравнении (7), найдем, оставляя главные члены в разложении по скорости u :

$$(20) \quad \frac{dq}{d\xi} - \frac{2\lambda v_1}{\kappa} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \nu p_0 \frac{du}{d\xi}.$$

При этом зависимость $q(\xi)$ описывается формулой

$$q(\xi) = 2q_1 \int_0^1 \cos \theta e^{-\xi/\cos \theta} d(\cos \theta)$$

для чистого поглощения фотонов в зоне II от ламбертовского источника, поскольку в силу $q_1 \ll 1$ температура в зоне II много меньше, чем T_1 . Переходя к переменным

$$y \equiv \frac{q}{q_1}, \quad z \equiv \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\nu p_0}{q_1} u$$

* Наличие в изоляторе давления $p_0 \neq 0$ при больших магнитных полях ($H \geq 10$ Мэ) может привести к появлению заметной электропроводности, и тогда излагаемая теория будет неприменима.

в уравнении (20) и используя (16) — (18), получим

$$(21) \quad \frac{dz}{z\xi} + az^\alpha = \frac{du}{d\xi},$$

где $\alpha = i - k + (j + l)(1 - m)/n$;

$$(22) \quad a = \frac{q_1^{\alpha-1}}{\left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \nu p_0\right)^{\alpha-1}} \frac{2\Lambda (\nu p_0)^{\frac{j+l}{n}}}{K\Lambda^{\frac{j+l}{n}}} \frac{\nu_1^{1+2\alpha}}{\mu^\alpha \left(\frac{H_1^2}{8\pi}\right)^{i-k-\frac{(j+l)m}{n}}}.$$

Решение $z(\xi)$ дифференциального уравнения первого порядка (21) должно удовлетворять двум граничным условиям:

$$(23) \quad z \rightarrow [(\alpha - 1)a\xi]^{-1/(\alpha-1)} \quad \text{при } \xi \rightarrow 0;$$

$$(24) \quad z(\xi) \rightarrow y(\xi) \quad \text{при } \xi \rightarrow \infty,$$

так что мы имеем задачу на определение собственного значения a . Условие (23) следует из требования плавного перехода к решению в зоне I при $h \rightarrow h_0$. Условие (24) следует из того, что причиной первоначального нагрева изолятора является тепловой поток. Подставив найденное после решения задачи собственное значение a в (22), можно вычислить скорость ν_1 .

Рассмотрим конкретный достаточно типичный пример. Для плексигласа $\text{H}_3\text{C}_5\text{O}_2$, используя уравнение Саха с многократной ионизацией [5], пробеги излучения при многократной ионизации [5] и электропроводность электронного лоренцевского газа [6], в области температур 3—30 эВ и плотностей $10^{-3} - 10^{-5}$ г/см³ можно получить следующие значения констант в формулах (16) — (18):

$$(25) \quad A = 0,17, \quad m = 1/16, \quad n = 19/16, \quad \gamma = 4/3, \\ \Lambda = 2 \cdot 10^{-9}, \quad i = 1,857, \quad j = 2,143, \\ K = 0,17, \quad k = 0,143, \quad l = 0,857.$$

Мы пользуемся системой единиц г, см, мкс; температура измеряется в эВ. В этих единицах $\sigma = 1,03 \cdot 10^{-6}$.

Численное решение (21) с граничными условиями (22), (23) дает $a \simeq \simeq 2$, и из (22)

$$(26) \quad \nu_1 = \frac{5,5 p_0^{0,061} \mu^{0,541}}{\nu^{0,225}} \left(H_1^2/8\pi\right)^{0,156}.$$

Отметим, что зависимость полученного решения от величины пробега очень слабая (скорость паров $\nu_1 \sim \lambda^{0,04}$). Поэтому естественно ожидать, что неточность, заложенная в предположении о «сером» веществе, также слабо влияет на результат.

Формула (26) в сочетании с формулами (10) — (13) дает связь скорости паров ν_1 с долей ответвляемого в разряд тока $(1 - 1/h_0)$ в зависимости от величины магнитного поля H_0 . Эта связь и является граничным условием в полной МГД-задаче.

Предельному режиму испарения, соответствующему равенству в формуле (14), отвечают следующие значения величин:

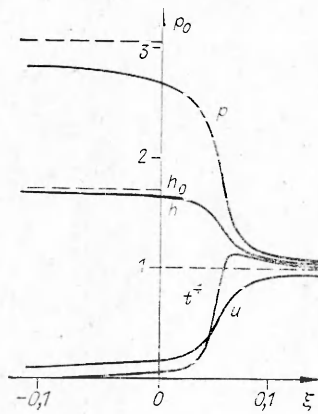
$$(27) \quad \mu = 2,12, \quad \nu = 0,091, \quad h_0 = 1,71 \quad p_0 = 3,04, \\ \nu_{1 \max} = 17 \left(H_0^2/8\pi\right)^{0,156},$$

а предельная мощность, передаваемая через поверхность изолятора, равна

$$\nu_1 H_1 H_0 / 4\pi = 20 \left(H_0^2/8\pi\right)^{1,156}.$$

Величина q_1 для рассмотренного примера в предельном режиме

$$q_1 = 0,099 \left(H_1^2/8\pi\right)^{0,041}$$



слабо зависит от H_0 и при $H_0 < 10$ МЭ имеет порядок величины $q_1 \leq 0,1 \ll 1$, что подтверждает сделанное нами предположение о малости потока энергии излучения.

Для иллюстрации полученного решения на фигуре для предельного режима изображены зависимости основных магнитогидродинамических величин от оптической толщины $\xi (t^4 \equiv (T/T_1)^4)$.

При уменьшении скорости v_1 ниже предельного значения уменьшается и доля ответвляемого тока. Например, когда $v_1 = 0,61 \times v_{1\max}$, доля ответвляемого тока становится равной $(1 - 1/h_0) = 0,11$ ($h_0 = 1,128$, $\mu = 0,31$, $\nu = 0,026$). Если же скорость грани-

цы уходящих от изолятора паров в полной МГД-задаче будет превосходить $v_{1\max}$, то, поскольку скорость паров вблизи изолятора остается равной $v_{1\max}$, между изолятором и границей образуется волна разрежения [2].

Отметим, что нами было получено также численное решение задачи в рамках диффузионного приближения при описании переноса тепла. Несмотря на формальную неприменимость этого приближения, результаты (как это часто бывает с диффузионным приближением) оказываются довольно близкими к приведенным выше. В частности, предельная скорость $v_{1\max}$ почти так же зависит от H_0 , как в (27), причем разница при $H_0 = 1$ МЭ всего лишь порядка $\sim 10\%$.

Как было указано, область применимости изложенной теории ограничена со стороны больших магнитных полей значениями $H \sim 10^7$ Э (см. выше сноску о давлении в изоляторе). В остальном теория должна быть применима во всех случаях, когда возможно описание уравнения состояния, пробега и проводимости паров изолятора степенными формулами (16) — (18) и когда выполнены условия стационарности процесса испарения. Последнее предполагает достаточно медленное изменение магнитного поля за время $\sim \lambda/v_1$, в течение которого частицы изолятора отлетают на расстояние порядка пробега фотонов, чтобы интенсивность облучения поверхности изолятора тоже медленно менялась и соответствовала интенсивности черного излучения паров σT_1^4 .

Конкретные значения параметров (25), как указано выше, подобраны для $\text{H}_8\text{C}_5\text{O}_2^*$ с ориентировкой на магнитные поля $H \sim 10^5 - 10^6$ Э и скорости $v_1 \sim 10^6 - 10^7$ см/с с тем, чтобы исследовать в теории процесс испарения изолятора в более сильных [3], чем $H \sim 10^4$ Э [1, 2], полях. Отметим, что, хотя параметры (25) не рассчитывались специально для полей $H \sim 10^4$ Э, использовавшихся в экспериментах [1], вычисленные с этими параметрами результаты для скорости v_1 и скорости ударной волны в магнитной ударной трубе разумно (с учетом возможного заметного отличия интенсивности облучения изолятора от черного излучения паров из-за малых оптических толщин в [1]) согласуются с экспериментальными по порядку величины и дают примерно ту же зависимость скоростей от магнитного поля: при изменении H на порядок скорости менялись в эксперименте в 2—3 раза.

Поступила 26 I 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Keck J. Current speed in a magnetic annular shock tube.— Phys. Fluids, 1964, vol. 7, N 11, pt 2.
2. Workman J. B. Insulator ablation in a magnetic piston shock tube.— Phys. Fluids, 1965, vol. 8, N 12.

* Очень слабая получившаяся зависимость параметра q_1 от атомного веса $A_{\text{из}}$ ($q_1 \sim A_{\text{из}}^{0,1}$) и близость потенциалов ионизации для всех веществ, по-видимому, позволяют применять найденную количественную зависимость (26) и для других материалов изолятора.

3. Baker W. L., Clark M. C. et al. Electromagnetic-implosion generation of pulsed high-energy-density plasma. — J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, N 9.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
6. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.

УДК 621.039.341.6

ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ НА ТЕРМОДИФфуЗИОННЫЙ ПРОЦЕСС РАЗДЕЛЕНИЯ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

В. Н. Гусев, В. П. Провоторов

(Москва)

Термодиффузия как типичный случай необратимого процесса перераспределения молекул смеси по направлению температурного градиента широко используется в технологическом процессе разделения газовых смесей и изотопов. Для бинарной смеси поток обогащенного компонента при таком разделении выражается соотношением

$$[I = \alpha U - \rho D_{12} [\text{grad } \alpha - \beta_T \alpha (1 - \alpha) \text{ grad } \ln T],$$

где U — скорость; ρ — плотность; T — температура; α — массовая концентрация; D_{12} — коэффициент бинарной диффузии; β_T — термодиффузионное отношение. Для элементарного процесса термодиффузионного разделения скорость $U = 0$, и коэффициент разделения r_w в этом случае определится из приведенного выше соотношения при $I = 0$

$$r_w = \frac{\alpha_w}{1 - \alpha_w} / \frac{\alpha_\infty}{1 - \alpha_\infty} = \left(\frac{T_w}{T_\infty} \right)^{\beta_T}.$$

При $U \neq 0$ определяющими при термодиффузионном разделении становятся гидродинамические процессы. Движение смеси может существенно изменить эффективность процесса разделения. Наглядно это можно проследить на примере классической термогравитационной колонны Клузгуса — Диккеля. Последняя представляет собой две вертикально расположенные поверхности, пространство между которыми заполняется разделяемой смесью. Поверхности поддерживаются при различных температурах, в результате чего в любом сечении колонны в горизонтальном направлении из-за разности температур реализуется элементарный процесс термодиффузионного разделения. В то же время из-за различия в плотности смеси вблизи холодной и горячей поверхностей в колонне возникает конвективное движение: менее нагретый газ опускается вниз, а более нагретый — поднимается вверх. В колонне осуществляется противоточное движение, результатом которого является многократное умножение элементарного процесса разделения. В то же время неравномерное распределение температуры по поверхности колонны, неустойчивость противоточного течения и другие гидродинамические явления могут существенно снизить эффективность рассмотренного выше идеализированного процесса разделения.

Исследование влияния всех этих гидродинамических явлений на процесс термодиффузионного разделения газовых смесей можно провести на основании точных решений системы полных уравнений Навье — Стокса. Однако число таких решений крайне ограничено. Для плоских и осесимметричных термогравитационных колонн результаты таких исследований можно найти в [1]. Влияние термодиффузии на сферическое расширение бинарной смеси вязкого теплопроводного газа исследовалось в [2]. При произвольном движении газовых смесей получение таких решений становится весьма сложной задачей. В этом случае целесообразно воспользоваться различными асимптотическими представлениями уравнений Навье — Стокса. Для тонких ударных и пограничных слоев результаты таких исследований приведены ниже. Такой подход, определяя сущность явления, уже в первом приближении позволяет исключить в диссипативных членах уравнений Навье — Стокса внепорядковое влияние продольных градиентов параметров потока на течения в тонких слоях.

1. Рассмотрим гиперзвуковое обтекание тупого тела потоком бинарной смеси не реагирующих газов при наличии процессов термо- и бародиффузии. Предположим, что возмущенная область течения описывается двухслойной моделью вязкого ударного слоя [3]. В плоском ($v = 0$) и осесимметричном ($v = 1$) случаях соответствующая система уравнений