

15. Ландау Л. Д., Лифшиц В. М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1957.
 16. Андерсон Э. Ударные волны в магнитной гидродинамике. М.: Атомиздат, 1968.
 17. Черный Г. Г. Адиабатические движения совершенного газа с ударными волнами большой интенсивности. — Изв. АН СССР. ОН, 1957, № 3.
 18. Будаг Б. М., Самарский А. А., Тихонов А. Н. Сборник задач по математической физике. М.: Наука, 1980.

{УДК 533.924

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЭЛЕКТРОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ

*Н. Н. Баранов, М. С. Бенилов, Г. Г. Бочкарев,
 В. И. Ковбасюк, Г. А. Любимов
 (Москва)*

Гидродинамическая задача об определении электрических характеристик приэлектродной области в химически равновесной слабоионизованной плазме была сформулирована в [1] и неоднократно рассматривалась впоследствии. Данная работа посвящена численному решению указанной задачи. Заметим, что, помимо самостоятельного интереса, такое решение представляет интерес также для оценки степени точности различных приближенных подходов.

Рассматриваемая задача является краевой задачей для системы нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений; для условий, представляющих практический интерес, эта система содержит два малых параметра при старших производных, а в случае относительно низкой температуры электрода — еще и третий малый параметр в показателе экспоненты. При непосредственном численном решении задач такого типа возникают определенные трудности, поэтому в работах [2—4], посвященных численному решению этой задачи, делались те или иные упрощающие предположения. Так, в [2, 3] приэлектродный слой подразделяется на слой объемного заряда и квазинейтральную область, решение задачи ищется отдельно в каждой области с последующей сшивкой. При этом в слое объемного заряда не учитываются ионизация нейтральных атомов и рекомбинация заряженных частиц, что не позволяет правильно описывать поведение вольт-амперных характеристик приэлектродной области плазмы молекулярных газов при больших значениях плотности тока на электрод [5]. В [4] не учитывались некоторые существенные члены системы определяющих уравнений, в [2—4] задача решалась методом стрельбы.

В данной работе для получения непосредственного численного решения рассматриваемой задачи развит эффективный итерационный алгоритм, основанный на методе прогонки. Приведены результаты расчетов для случая плазмы продуктов сгорания с присадкой калия и широкого диапазона значений температуры электрода, дано подробное сравнение с результатами расчетов по аналитическим формулам [5], полученным методом сращиваемых асимптотических разложений, а также с экспериментальными данными.

1. Постановка задачи. Рассмотрим многокомпонентную слабоионизованную плазму молекулярных газов, содержащую нейтральные компоненты, положительные однозарядные ионы атомов одного из нейтральных компонентов (легкоионизирующейся присадки) и электроны. Плазма граничит с плоским идеально каталитическим и неэмиттирующим электродом. Ионизация атомов присадки может происходить при столкновениях как с электронами, так и с молекулами одного из нейтральных компонентов; в качестве третьего тела в ион-электронной рекомбинации могут участвовать электроны или молекулы указанного нейтрального компонента. Предполагается, что давление плазмы и молярные концентрации нейтральных компонентов постоянны, конвективный перенос заряженных частиц не учитывается. Температура плазмы считается заданной функцией координаты y (ось y направлена по нормали от электрода).

В безразмерных переменных имеем следующую нелинейную краевую задачу [1, 5]:

$$(1.1) \quad I_i = -a(z_i' - \theta^{-1}z_i E);$$

$$(1.2) \quad I_e = -a(z_e' + \theta^{-1}z_e E);$$

$$(1.3) \quad \chi I_i' = \frac{2b}{1+\beta} (1 + cz_e)(r - z_i z_e);$$

(1.4)

$$I_e = \beta(I_i - j);$$

(1.5)

$$\varepsilon\theta E' = z_i - z_e;$$

(1.6)

$$\eta = 0, z_i = z_e = 0, \eta \rightarrow \infty, z_i \rightarrow 1, z_e \rightarrow 1,$$

$$\eta = \frac{y}{L}, z_i = \frac{x_j}{x_{r\infty}}, I_j = \frac{LJ_j}{D_{j\infty}n_{er\infty}}, E = \frac{eLE^0}{kT_{\infty}} \quad (j = i, e),$$

$$a = \frac{nD_i}{n_{\infty}D_{i\infty}}, \theta = \frac{T}{T_{\infty}}, b = \frac{k_{r1}n^3}{k_{r1\infty}n_{\infty}^3}, c = \frac{k_{re}x_r}{k_{r1}x_1},$$

$$r = \frac{x_r}{x_{r\infty}} = \theta^{5/4}e^{-t}, x_r = \frac{n_{er}}{n}, t = m \frac{1-\theta}{\theta}, \chi = \frac{d_{1\infty}^2}{2L^2},$$

$$\beta = \frac{D_i}{D_e}, j = \frac{Lj^c}{eD_{i\infty}n_{er\infty}}, \varepsilon = \frac{h_{\infty}^2}{L^2}, m = \frac{I}{2kT_{\infty}},$$

$$d_1 = \left[\frac{4D_i}{k_{r1}n_{x_1}n_{er}(1+\beta)} \right]^{1/2}, h = \left(\frac{kT}{4\pi n_{er}e^2} \right)^{1/2}.$$

Здесь J_i, J_e, x_i, x_e — числовые плотности диффузионных потоков и молярные концентрации ионов и электронов; n, T — полная концентрация частиц и температура плазмы; e — заряд электрона; E^0 — напряженность электрического поля; k — постоянная Больцмана; k_{r1}, k_{re} — константы скорости рекомбинации для реакций с участием в качестве третьего тела молекул нейтрального компонента и электронов соответственно; D_i, D_e — коэффициенты диффузии ионов и электронов (их отношение β предполагается постоянным); x_1 — молярная концентрация нейтрального компонента, молекулы которого участвуют в реакциях ионизации и рекомбинации; j^0 — плотность электрического тока на электрод (заданная величина); n_{er} — локальная химически равновесная квазинейтральная концентрация заряженных частиц; I — энергия ионизации атомов присадки; L — характерный масштаб изменения температуры плазмы; штрих означает дифференцирование по η ; индекс ∞ приписан значениям соответствующих величин в невозмущенной плазме.

2. Алгоритм численного решения. Для представляющих практический интерес условий имеет место неравенство $\varepsilon \ll 1$. В этом случае уравнение Пуассона (1.5) неудобно для определения электрического поля E , поскольку перед единственным членом с электрическим полем в этом уравнении стоит малый параметр [6]. Поэтому преобразуем систему дифференциальных уравнений (1.1)–(1.5) к более удобному для численного решения виду [7]

$$[\varepsilon\theta E' + (\beta - 1)z_i]' = -\varepsilon EE' + \frac{1+\beta}{\theta} z_i E - \frac{\beta}{a} j,$$

$$\left[az_i' - \frac{a}{\theta} z_i E \right]' = \frac{2b}{\chi(1+\beta)} [1 + c(z_i - \varepsilon\theta E')] (z_i^2 - \varepsilon\theta E' z_i - r^2).$$

Граничные условия принимают вид

$$(2.1) \quad \eta = 0, z_i = E' = 0, \eta \rightarrow \infty, z_i \rightarrow 1, E' \rightarrow 0.$$

Для получения точного решения этой задачи используется итерационный процесс, на каждом шаге которого решаются совместно следующие линейризованные уравнения:

$$[\varepsilon\theta E' + (\beta - 1)z_i]'' = -\frac{\beta}{a} j + \varepsilon \tilde{E} \tilde{E}' - \frac{(1+\beta)}{\theta} \tilde{z}_i \tilde{E} - \varepsilon \tilde{E} E' + \\ + \frac{(1+\beta)}{\theta} \tilde{z}_i E - \varepsilon \tilde{E}' E + \frac{(1+\beta)}{\theta} \tilde{E} z_i,$$

$$\left[\frac{a}{\theta} \tilde{z}_i \tilde{E} + az_i' - \frac{a}{\theta} \tilde{z}_i E - \frac{a}{\theta} \tilde{E} z_i \right]' = \frac{2b}{\chi(1+\beta)} [1 + c(\tilde{z}_i - \varepsilon\theta \tilde{E}')] \times \\ \times [(r + \tilde{z}_i - \varepsilon\theta \tilde{E}') z_i - (r + \tilde{z}_i) r].$$

Отмеченные знаком тильда величины берутся из предыдущей итерации.

Линеаризованные уравнения решаются матричной прогонкой (применялось обобщение скалярной прогонки [8] на случай системы уравнений) с использованием двухточечной разностной схемы четвертого порядка точности [8]. Для получения решения с точностью 10^{-6} требуется 10—30 итераций.

Заметим, что во внешней (химически равновесной) части приэлектродного пограничного слоя решение описывается простыми аналитическими выражениями. Поэтому с целью экономии машинного времени интервал численного интегрирования можно сократить и вести интегрирование от стенки до химически равновесной области. Второе граничное условие (2.1) в этом случае можно заменить на следующее условие:

$$\eta = \Delta, \quad z_i = r, \quad E = \frac{\beta\theta}{(1+\beta)ar}j + \frac{\beta-1}{\beta+1} \frac{\theta r'}{r}.$$

Величина Δ выбирается достаточно большой для того, чтобы полученные из численного решения распределения концентрации ионов и электрического поля достаточно гладко сопрягались с химически равновесными распределениями. При этом условии решение оказывается не зависящим от конкретного выбора величины Δ .

В области пристеночного слоя объемного заряда (дебаевского слоя) шаг разностной сетки должен быть достаточно малым для обеспечения желаемой точности.

После решения сформулированной задачи можно найти соответствующие данному значению j приэлектродное падение напряжения и распределение концентрации электронов:

$$\begin{aligned} \psi_w = \int_0^{\infty} (E - E_{\infty}) d\eta = \int_0^{\Delta} E d\eta - \frac{\beta}{1+\beta} j\Delta + \\ + \frac{1}{1+\beta} \int_{\Delta}^{\infty} \left[(\beta-1) \frac{\theta r'}{r} + \beta j \left(\frac{\theta}{ar} - 1 \right) \right] d\eta, \\ z_e = z_i - \epsilon\theta E'. \end{aligned}$$

Расчет каждой вольт-амперной характеристики начинается с $j = 0$, при этом выбор начального приближения не имеет существенного значения; для всех последующих значений j в качестве начального приближения используется решение, полученное для предыдущего значения.

В качестве примера применения сформулированной методики на фиг. 1—3 приведены результаты расчетов для случая плазмы продуктов сгорания с присадкой калия при распределении температуры плазмы в пограничном слое, описываемом модельной формулой

$$\theta = 1 + (\theta_w - 1)e^{-\eta},$$

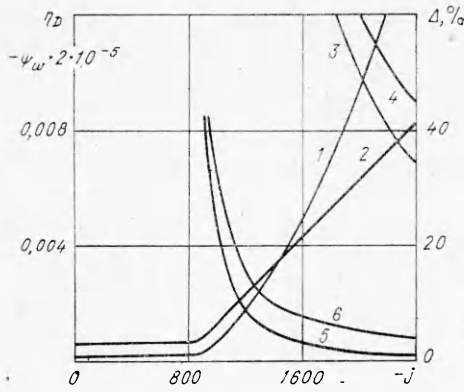
где θ_w — безразмерная температура электрода (заданный параметр). Величины k_{r1} , k_{re} брались из [9], для расчета коэффициентов диффузии использовались составленные по численным данным [10, 11] формулы

$$D_i = 0,082 \left(\frac{T}{1K} \right)^2 \frac{1 \text{ Па см}^2}{p \text{ с}}, \quad D_e = 18 \left(\frac{T}{1K} \right)^2 \frac{1 \text{ Па см}^2}{p \text{ с}},$$

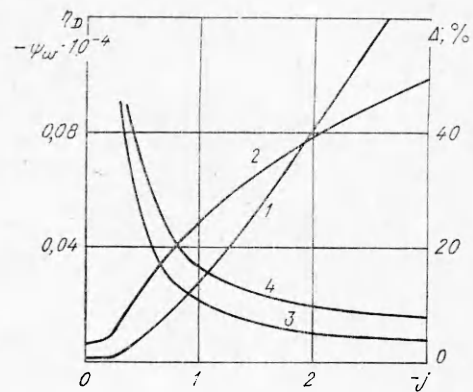
где p — давление плазмы.

Предполагалось, что $T_{\infty} = 2700 \text{ К}$, $p = 1 \text{ атм}$, $L = 1 \text{ см}$, молярная концентрация атомов калия 1%, молярная концентрация молекул воды (эти молекулы участвуют в реакциях ионизации и рекомбинации) $x_1 = 18\%$, тогда $\epsilon = 10^{-9}$, $\chi = 10^{-5}$, $\beta = 1/220$, $c = 0,7$, $m = 9,3$.

На фиг. 1—3 для случаев $\theta_w = 1; 0,6; 0,2$ соответственно представлены катодные ветви вольт-амперных характеристик $\psi_w(j)$ (кривая I)



Фиг. 1



Фиг. 2

и зависимости толщины дебаевского слоя от плотности тока $\eta_D(j)$ (кривая 2; под толщиной дебаевского слоя для определенности подразумевается значение координаты η , при котором отличие функций z_i и z_e становится равным 10%).

Во всех случаях вольт-амперная характеристика демонстрирует ионное насыщение. Иными словами, при достижении некоторого критического значения плотности тока наклон вольт-амперной характеристики к оси токов начинает увеличиваться.

С уменьшением температуры стенки от $\theta_w = 1$ до $\theta_w = 0,2$ качественный вид зависимостей $\psi_w(j)$, $\eta_D(j)$ меняется. Если для случаев $\theta_w = 1; 0,6$ характерно монотонное увеличение наклона вольт-амперных характеристик к оси токов, то в случае $\theta_w = 0,2$ вольт-амперная характеристика имеет перегиб. При $\theta_w = 1$ зависимость толщины дебаевского слоя от плотности тока на участке насыщения близка к линейной, при $\theta_w = 0,6$ нарастание η_D с ростом j происходит заметно медленнее, а при $\theta_w = 0,2$ имеет место резкое увеличение η_D в начале участка насыщения и все более медленное нарастание при дальнейшем увеличении j .

На фиг. 1—3 приведены также относительные погрешности асимптотических формул для функций $\psi_w(j)$, $\eta_D(j)$.

В [5] для описания вольт-амперных характеристик приэлектродного пограничного слоя получены следующие параметрические формулы:

$$j = -2\chi^{-1} \int_0^{\eta_D} br^2 d\eta,$$

$$\psi_w = -2\varepsilon^{-1/2}\chi^{-1/2} \int_0^{\eta_D} \left[\int_{\eta}^{\eta_D} a^{-1} \left(\int_p^{\eta_D} br^2 dq \right) dp \right]^{1/2} d\eta.$$

Ожидаемая область применимости этих формул ограничена не слишком малыми значениями параметра η_D . Погрешности задаваемых этими формулами представлений функций $\psi_w(j)$, $\eta_D(j)$ нанесены на фиг. 1—3 линиями 3, 4 соответственно.

Для случая горячего электрода в [5] получены также формулы:

$$\psi_w(j) = \frac{\beta}{1+\beta} j \int_0^{\infty} \left(\frac{\theta}{ar} - 1 \right) d\eta - \varepsilon^{-1/2}\chi^{1/2} \left(\frac{2a}{b} \right)^{3/2} \frac{2\gamma}{r^3} \Phi \left(- \frac{\chi^{1/2}j + 2a\gamma}{4a\gamma} \right),$$

$$\eta_D(j) = - \frac{\chi^{1/2}j + 2a_w\gamma_w}{2b_w r_w^2},$$

$$\Phi(u) = \left(\frac{z}{2} + \frac{1}{4} \right) (u^2 + u)^{1/2} - \frac{1}{8} \ln [2(u^2 + u)^{1/2} + 2u + 1],$$

$$\gamma = r \left[\frac{br(8 + 3cr)}{6a} \right]^{1/2}.$$

Ожидаемая область применимости этих формул ограничена неравенством $j < -2a_w \gamma \chi^{-1/2}$. Погрешности этих формул представлены на фиг. 1 линиями 5, 6.

Из фиг. 1—3, в частности, следует, что на большей части участка ионного насыщения погрешность соответствующих асимптотических формул не превышает 10%.

3. Сопоставление с экспериментальными данными. В соответствии с изложенным выше для расчета вольт-амперных характеристик наряду с информацией о переносных и кинетических коэффициентах плазмы необходимо задаваться профилями температуры и концентрации атомов присадки в пограничном слое, а также значениями давления и концентрации молекул воды. К сожалению, среди многочисленных работ, опубликованных в настоящее время и посвященных экспериментальному исследованию диффузного разряда, нам не удалось найти работ, в которых наряду с характеристиками разряда измерялись бы указанные величины. Наиболее подробные данные приведены в [12, 13]; они и взяты для интерпретации в настоящей работе.

Измерения работ [12, 13] проводились в потоке плазмы продуктов сгорания атмосферного давления. Наряду с характеристиками разряда измерялись распределение температуры плазмы во внешней части пограничного слоя (в области $T \geq 2000$ К; заметим, что это распределение оказалось близким к степенному с показателем 1/10) и значение проводимости в ядре потока.

При проведении обсуждаемых ниже расчетов кинетические и переносные коэффициенты плазмы вычислялись так же, как и в п. 2, давление принималось равным 10^5 Па, молярная концентрация молекул воды — 36%. Для профиля температуры во всем пограничном слое использовалась формула

$$T = T_w + (T_\infty - T_w) \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/10},$$

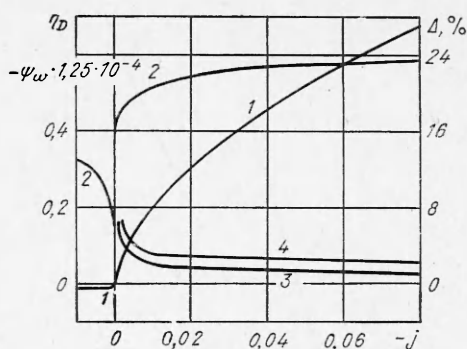
где $T_\infty = 2600$ К; $T_w = 420$ и 520 К; $\delta = 0,42$ см при $T_w = 420$ К и $\delta = 0,36$ см при $T_w = 520$ К.

Наконец, молярная концентрация присадки (атомов калия) была принята постоянной в пограничном слое и определялась по измерившейся в экспериментах проводимости ядра потока σ :

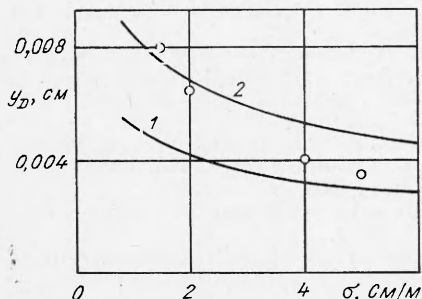
$$x_K = 2,7 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\sigma}{\text{См/м}} \right)^2.$$

На фиг. 4 представлены расчетные зависимости толщины дебаевского слоя y_D на электроде, находящемся под плавающим потенциалом, от σ (кривые 1, 2). Величина y_D определялась как расстояние от поверхности электрода, на котором разделение зарядов составляет 10% (кривая 1) или 1% (кривая 2). Точками нанесены экспериментальные данные [12], полученные методом плазменного конденсатора. Согласие теоретических и экспериментальных данных удовлетворительное.

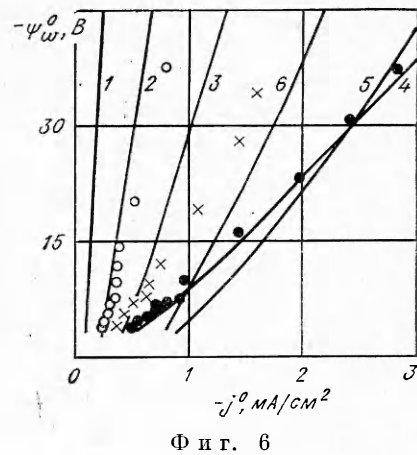
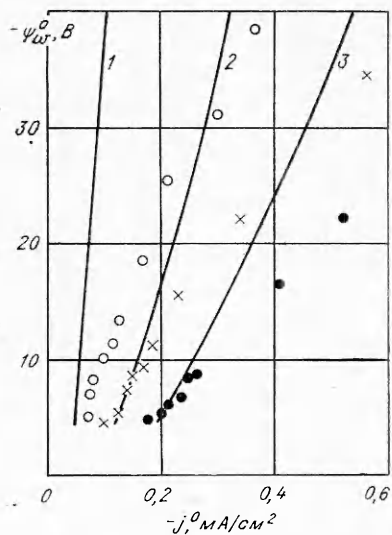
На фиг. 5, 6 представлены теоретические вольт-амперные характеристики (линии) и экспериментальные точки



Фиг. 3



Фиг. 4



Ф и г. 5

Ф и г. 6

ки ($\psi_w^0 = (kT_\infty/e)\psi_w$) для $T_w = 420$ и 520 К соответственно. Кривая 1 и светлые точки соответствуют $\sigma = 1$ См/м; кривая 2 и крестики — $\sigma = 3$ См/м; кривая 5 и темные точки — $\sigma = 5$ См/м на фиг. 5 и $\sigma = 5,8$ См/м на фиг. 6. Общий вид теоретических и экспериментальных характеристик одинаковый (например, интересно отметить, что как теоретические, так и экспериментальные значения ψ_w^0 для случая $T_w = 420$ К (см. фиг. 5) в несколько раз превосходят соответствующие значения для случая $T_w = 520$ К (см. фиг. 6)), однако с количественной точки зрения теоретические падения напряжения превосходят экспериментальные. С увеличением величины ψ_w^0 это расхождение увеличивается.

Одна из возможных причин этого расхождения заключается в том, что принятые для расчета значения кинетических коэффициентов и распределение температуры плазмы не соответствуют условиям эксперимента. В качестве примера на фиг. 6 приведены теоретические кривые для случая $\sigma = 5,8$ См/м, при расчете которых поочередно были увеличены на порядок значения функции $k_{r1}x_1(y)$ (кривая 4), увеличено в 5 раз содержание атомов калия (кривая 5), уменьшен до $1/12$ показатель степени в законе распределения температуры (кривая 6). Видно, что эти кривые находятся в значительно лучшем количественном согласии с экспериментальной характеристикой.

Для окончательного выяснения причин указанного расхождения необходимо проведение новых экспериментов, удовлетворяющих перечисленным в данном пункте требованиям.

Поступила 6 IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Г. А., Михайлов В. Н. К анализу области возмущения плазмы вблизи электрода.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 3.
2. Белых В. И. Расчет вольт-амперных характеристик приэлектродного пограничного слоя в термически неравновесной плотной плазме.— ПМТФ, 1974, № 5.
3. Белых В. И. К расчету термически неравновесной приэлектродной области в плазме с присадкой щелочного металла.— ПМТФ, 1976, № 1.
4. Окадзак, Мори, Отаке, Хидзиката. Исследование пограничного слоя вблизи холодного электрода при истечении продуктов сгорания газа с легкоионизируемой добавкой.— Ракетн. техника и космонавтика, 1977, т. 13, № 12.
5. Бенилов М. С. Приэлектродная область в химически равновесной слабоионизованной плазме.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 1.
6. Бенилов М. С., Тирский Г. А. К расчету электрических эффектов в ионизованном многокомпонентном газе около электропроводящих тел. Метод расщепления.— ПММ, 1979, т. 43, вып. 2.
7. Бенилов М. С. Об итерационном методе решения сингулярно-возмущенных краевых задач.— ПММ, 1979, т. 43, вып. 2.

- вых задач теории электрического зонда в плотной плазме.— В кн.: Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува. М.: Изд-во МГУ, 1979.
8. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое.— В кн.: Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964.
 9. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Ионизация атомов и рекомбинация атомных ионов и электронов в неравновесной атомно-молекулярной плазме. М.: Препринт Ин-та высоких температур АН СССР, 1979, № 1—43.
 10. Недоспасов А. В., Побережский Л. П., Чернов Р. Г. Состав и свойства рабочих тел МГД-генераторов открытого цикла. М.: Наука, 1977.
 11. Mason E. A., Viehland L. A. et al. Mobilities of K^+ ions in hot gases. — Phys. Fluids, 1975, vol. 18, N 8.
 12. Баранов Н. Н., Молотков В. И., Побережский Л. П. Экспериментальное исследование электрических характеристик приэлектродных заряженных слоев в потоке плазмы высокого давления.— ТВТ, 1980, т. 18, № 6.
 13. Баранов Н. Н. Экспериментальное исследование физических процессов вблизи электродов МГД-генератора. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. М.: ИВТАН, 1979.

УДК 538.4 : 532.584

К ТЕОРИИ КОЛЛОИДА АНИЗОТРОПНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

В. М. Суязов

(Воронеж)

Введение. В настоящее время при теоретическом описании течений феррожидкостей, представляющих собой стабилизированные поверхностно-активным веществом коллоидные смеси ферромагнитных частиц в жидком носителе, используются различные подходы и приближения [1—12]. Так, в одной из первых гидродинамических моделей феррожидкости [1] допускается малость времени релаксации намагниченности τ по сравнению с характерным макроскопическим временем задачи, что позволяет считать $\tau = 0$, а намагниченность среды рассматривать как некоторое равновесное уравнение состояния.

В отличие от такого представления в моделях [2—4] время релаксации τ считается конечным, так что изменение намагниченности задается уже релаксационным уравнением, которое в совокупности с другими уравнениями теории правильно описывает динамику процесса намагничивания на макроуровне магнитоизотропных феррожидкостей. С микроскопической точки зрения магнитоизотропность феррожидкости означает замороженность процессов изменения намагниченности в твердой фазе частицы либо бесконечность обобщенной константы K магнитной анизотропии частиц. Все это приводит к тому, что ориентационное изменение намагниченности в этих моделях всецело определяется поворотами частиц — броуновским механизмом релаксации [5] с временем релаксации τ_2 .

В случае, когда энергия теплового движения kT сравнима с конечной энергией магнитной анизотропии частиц KV , последняя уже оказывается не в состоянии удерживать магнитный момент в замороженном состоянии из-за тепловых флуктуаций внутри частицы, где V — объем частицы, k — постоянная Больцмана. Так что ориентационное изменение намагниченности в общем случае частичной в замороженности магнитного момента будет определяться как его диффузией относительно твердой фазы частицы (неловский механизм релаксации с временем τ_1 [5]), так и за счет броуновского поворота частиц, что при определенных гидродинамических характеристиках потока и при $\tau_1 \ll \tau_2$ будет обуславливать магнитную макроанизотропию феррожидкости.

Впервые влияние частичной в замороженности магнитного момента в тело частицы на эффективную вязкость ферросуспензии проведено в [10]. Однако это исследование, проведенное на основе кинетического рассмотрения, не позволило получить единую формулу для эффективной вязкости, включающую в себя ранее известные формулы для моделей жесткого и фиксированного магнитных диполей, а также достаточно общие макроскопические уравнения движения.

В этой связи представляет интерес цикл исследований [8, 11, 12], в которых сформулированы достаточно общие макроскопические уравнения, учитывающие конечность энергии магнитной анизотропии частиц путем введения в теорию макроскопического векторного параметра A , характеризующего по определению внутреннее поле магнитной анизотропии. В состоянии равновесия этот параметр считается пропорциональным намагниченности $A = \alpha m$, где коэффициент α определяется как параметр, задающий степень в замороженности магнитного момента в тело частицы.

Расчет зависимости вязкости от напряженности поля ξ , выполненный в рамках этих уравнений в состоянии частичного равновесия, показывает [8] поразительно хорошее совпадение теории с опытом для взвеси магнетита в керосине. Однако это совпадение нельзя пока трактовать как безусловное подтверждение указанной выше интерпретации параметра α (или отступление опытной зависимости вязкости от модели