

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. М. Адамян, Г. А. Гулый, Н. Л. Пушек, П. Д. Старчик, И. М. Ткаченко, И. С. Швец, Определение проводимости плазменного столба, образующегося в результате мощного электрического разряда в воде, *ТВТ*, 1980, том 18, выпуск 2, 230–238

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

11 декабря 2024 г., 19:23:06



УДК 933.932

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ МОЩНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ВОДЕ

*Адамян В. М., Гулый Г. А., Пушек Н. Л.,
Старчик П. Д., Ткаченко И. М., Швец И. С.*

Проводимость плазмы электрического разряда в воде описывается процессами рассеяния электронов на флуктуациях случайного поля заряженных частиц. Потенциалы электрон-ионного и электрон-электронного взаимодействия рассчитывались методами квантовой теории поля в приближении Гелл-Манна — Бракнера и хаотических фаз при конечных температурах. Выполнены экспериментальные измерения электропроводности и температуры плазмы, проведено сравнение результатов расчета и эксперимента по проводимости плазмы электрического разряда в воде.

Анализ литературных данных [1—4] показывает, что экспериментальные результаты по электропроводности плотной плазмы различных веществ значительно отличаются от расчетов по Спитцеру. Возможным проявлением такого различия в условиях, когда число частиц в сфере Дебая уменьшается до единицы, может быть локализация части свободных электронов, снижающая проводимость плазмы [5].

При больших плотностях заряженных частиц плазмы движение электронов нельзя описывать классическими законами, его нужно рассматривать с учетом квантовомеханических эффектов [6].

Поскольку канал электрического разряда в воде имеет высокую концентрацию частиц $10^{27} - 10^{28} \text{ м}^{-3}$ [7] и температуру $(10 - 40) \cdot 10^3 \text{ К}$ [8, 9], то квантовые эффекты в плазме существенны.

Имеющиеся же работы по удельной электропроводности плазмы электрического разряда в воде [10—12] базируются на классических представлениях и не являются достаточно корректными [13].

Цель данной работы — определение электропроводности плазмы мощного электрического разряда в воде на основе точных квантовых соотношений с учетом коллективного характера взаимодействия заряженных частиц.

Так как в настоящее время отсутствуют достаточно надежные данные относительно ионизационного состава плазмы электрического разряда в воде, то при проведении расчетов электропроводности будем считать плазму полностью ионизованной с концентрацией частиц

$$n_e = n_0 = 10^{27} - 10^{28} \text{ м}^{-3}, \quad n_{\text{H}^+} = \frac{2}{3} n_0, \quad n_{\text{O}^+} = \frac{1}{3} n_0. \quad (1)$$

Возможностью вторичной ионизации кислорода пренебрегаем. В этих условиях формально определяемая корреляционная поправка к энергии ионизации, связанная с кулоновским взаимодействием данного и соседних атомов и ионов, составляет [14] *

$$\Delta I = 1,93 \cdot 10^{-10} \sqrt{n_e / T} \approx 11,6 \text{ эВ}$$

* Энергия ионизации свободного атома Н или О равна $\sim 13,6 \text{ эВ}$.

и энергия ионизации $I^* = I - \Delta I$ становится очень малой, практически равной нулю (при $T = 3$ эВ и $n_e = 10^{28} \text{ м}^{-3}$).

По существу в рассматриваемых условиях нижняя граница непрерывного спектра атома снижается до уровня, соответствующего его основному состоянию, и все валентные электроны оказываются квазисвободными. Описанный процесс аналогичен происходящему в металлах: в результате сильного сближения атомов их электронные оболочки перекрываются, а валентные электроны обобществляются. Кроме того, в сильно ионизованной плотной плазме средняя энергия, приходящаяся на электрон, при очень высоких температурах сильно снижается из-за обменных эффектов [15].

В связи с тем, что сечение рассеяния электронов на молекулах воды при энергиях порядка 1 эВ очень велико (сечение рассеяния электрона на молекуле H_2O $\sigma_p \sim 0,5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$ [16]), длина пробега электрона с такой энергией в воде оказывается очень малой, и практически все горячие электроны, вылетающие из канала разряда, диссоциируют молекулы воды, находящиеся в тонком слое вблизи стенок плазменного столба, что обеспечивает поддержание концентрации частиц в плазме на названном уровне (1).

Электронная подсистема плазмы электрического разряда в воде представляет собой электронную жидкость с сильно выраженными квантовыми свойствами. Действительно, радиус Дебая в рассматриваемых условиях оценивается выражением

$$r_D = (kT/4\pi n_e e^2)^{1/2} \approx 0,22 - 0,48 \text{ нм.} \quad (2)$$

Среднее расстояние между электронами $l = (3/4\pi n_e)^{1/3}$ составляет приблизительно (0,36–0,7) нм, а дебройлевская длина волны электрона с характерным средним импульсом $p = \sqrt{2mkT}$, равная

$$\lambda = h/p, \quad (3)$$

лежит в пределах (0,8–1,0) нм. В сфере радиуса λ таким образом находится до 10 частиц. Результаты (2), (3) означают неприменимость в данном случае для расчета проводимости плазмы приближения Спитцера. С другой стороны, поскольку в объеме λ^3 плотной плазмы разряда оказывается до 10 электронов и ионов, то в дальнейшем считается, что каждый электрон в такой системе движется в самосогласованном почти неизменном в пространстве случайном поле $V(\mathbf{r})$, создаваемом другими частицами. Конечную электронную проводимость рассматриваемой плазмы попытаемся объяснить процессами рассеяния на флуктуациях случайного поля $V(\mathbf{r})$. В нашем случае длина волны электрона играет ту же роль, что и радиус Дебая в теории идеальной плазмы.

Квантовомеханическое выражение для статической проводимости плазмы можно получить, если пренебречь прямым взаимодействием между частицами, считая, что каждый электрон движется в случайном поле V других частиц, эффективный потенциал которого рассматривается как возмущение [17].

В результате вычислений получается для проводимости выражение, совпадающее с известной формулой Лоренца [5]

$$\sigma = -\frac{4e^2}{3m} \int_0^\infty E dE \frac{dn_e(E)}{dE} \rho(E) \tau(E). \quad (4)$$

Здесь

$$\rho(E) = \frac{(2m^3 E)^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^3} = \left(\frac{m^3 E}{2\pi^2 \hbar^3} \right)^{1/2} \quad (5)$$

— плотность одноэлектронных состояний в энергетическом пространстве.

Для времени релаксации кинетическая теория дает следующее выра-

жение через обратную длину свободного пробега электрона в случайном поле [17]:

$$\tau(E) = [\sqrt{2E/m} \gamma^{-1}(E)]^{-1}.$$

С другой стороны, в первом борновском приближении для длины свободного пробега электрона получается достаточно простое интегральное выражение [17], с учетом которого окончательно имеем для времени релаксации

$$\tau^{-1}(E) = \frac{mn_0 e^2}{4\pi (2mE)^{3/2}} \int_0^{2\sqrt{2m_e E/n^2}} q^3 dq \int d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \langle \hat{V}(\mathbf{r}) \hat{V}(0) \rangle, \quad (6)$$

где $\langle \hat{V}(\mathbf{r}) \hat{V}(0) \rangle$ — корреляционная функция случайного поля.

Следует отметить, что использование для времени релаксации выражения (6) соответствует при расчете проводимости по (4) учету взаимодействия электронов проводимости с рассеивателями во всех порядках по потенциалу этого взаимодействия. Иными словами, мы не предполагаем малости энергии электростатического взаимодействия на расстояниях порядка среднего межчастичного l по сравнению с характерной энергией частиц E . В рассматриваемых условиях отношение e^2/El порядка единицы, однако выражение (4) возникает после суммирования бесконечного ряда по этому отношению [17].

Расчет электропроводности плотной плазмы. Статическая электропроводность плотной низкотемпературной плазмы может быть рассчитана по формуле (4). В соответствии с принятым предположением о движении в поле с почти постоянным потенциалом в качестве нормированной функции распределения электронов $n_e(E)$ следует рассматривать в наших условиях функцию Ферми — Дирака

$$n_e(E) = \left[\exp\left(\frac{E-\mu}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (7)$$

где химический потенциал μ электронной подсистемы (или фугативность $Z = e^{-\mu/kT}$) рассчитывается из условия нормировки

$$\frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{Z \exp[\hbar k^2/2mkT] + 1} = n_e. \quad (8)$$

Таким образом, для расчета проводимости остается вычислить время релаксации $\tau(E)$. Для этого прежде всего получим выражение для определения корреляционной функции случайного потенциала V .

Выделенный электрон, расположенный в точке \mathbf{r} , создает электростатическое поле с потенциалом $\phi(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)$. В пренебрежении эффектами запаздывания дополнительная энергия, которую приобретают другие частицы плазмы (электроны и ионы), в поле $\phi(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)$ определяется выражением

$$V(\mathbf{r}) = e \int d\mathbf{r}' \phi(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) \left[\rho_e(\mathbf{r}') + \rho_{\text{H}^+}(\mathbf{r}') + \int d\mathbf{R} \chi(\mathbf{r}'-\mathbf{R}) \rho_{\text{O}^*}(\mathbf{R}) \right], \quad (9)$$

в котором ρ_e , ρ_{H^+} , ρ_{O^*} — плотности электронов, протонов, ионов кислорода; $\chi(\mathbf{r})$ — функция, описывающая распределение зарядов в ионе кислорода (ионный формфактор). Интегрирование в (9) распространяется на весь объем плазмы.

Потенциал $\phi(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)$, в отсутствие других частиц совпадающий с кулоновским, экранируется в плазме компенсирующим распределением частиц другого знака. Поэтому фурье-компонента $\phi(\mathbf{k})$ поля $\phi(\mathbf{r})$ отличается

от фурье-компоненты кулоновского поля множителем $\mathcal{E}^{-1}(\mathbf{k})$, т. е.

$$\bar{\varphi}(\mathbf{k}) = (4\pi e/k^2) \mathcal{E}^{-1}(\mathbf{k}). \quad (10)$$

Для определения величины $\mathcal{E}^{-1}(\mathbf{k})$, как и в [18], будем формально считать ионы ферми-частицами. Следуя методике Гелл-Мана, Бракера для систем с кулоновским взаимодействием, просуммируем цепочку диаграмм формального ряда теории возмущений для температурных функций Грина [19, 20], содержащих произвольные комбинации электронных и ионных петель. Электронные и протонные петли диаграммы

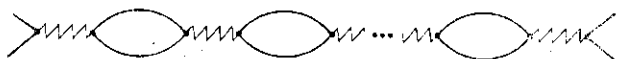


Рис. 1

входят с множителями $4\pi e^2/k^2$, а петли для кислородных ионов с множителями $(4\pi e^2/k) |\tilde{\chi}(\mathbf{k})|^2$, где $\tilde{\chi}(\mathbf{k})$ — фурье-образ формфактора $\chi(\mathbf{k})$. В результате получается следующее выражение:

$$\mathcal{E}(\mathbf{k}) = 1 + (4\pi e^2/k^2) [\mathcal{P}_e(\mathbf{k}) + \mathcal{P}_{\text{H}^+}(\mathbf{k}) + \mathcal{P}_{\text{O}^+}(\mathbf{k})] |\tilde{\chi}(\mathbf{k})|^2, \quad (11)$$

где $\mathcal{P}_e(\mathbf{k})$, $\mathcal{P}_{\text{H}^+}(\mathbf{k})$, $\mathcal{P}_{\text{O}^+}(\mathbf{k})$ — поляризационные операторы, соответствующие электронным, протонным петлям и петлям для ионов кислорода, взятые при нулевой частоте*. Согласно [18], для электронного поляризационного оператора $\mathcal{P}_e(\mathbf{k})$ справедливо выражение

$$\mathcal{P}_e(\mathbf{k}) = -2 \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{n_e(\mathbf{p}+\mathbf{k}) - n_e(\mathbf{p})}{\mathcal{E}_e(\mathbf{p}+\mathbf{k}) - \mathcal{E}_e(\mathbf{p})}, \quad (12)$$

где $n_e(\mathbf{p})$ — фермиевская функция распределения для электронов с энергией $\mathcal{E}_e(\mathbf{p}) = \hbar^2 p^2/2m$. Ионные поляризационные операторы вычисляются по формулам

$$\mathcal{P}_\alpha(\mathbf{k}) = \frac{n_\alpha \hbar^3}{(2\pi M_\alpha k T)^{3/2}} \int d\mathbf{p} \frac{e^{\mathcal{E}_\alpha(\mathbf{p}+\mathbf{k})/kT} - e^{\mathcal{E}_\alpha(\mathbf{p})/kT}}{\mathcal{E}_\alpha(\mathbf{p}) - \mathcal{E}_\alpha(\mathbf{p}+\mathbf{k})}, \quad (13)$$

в которых индекс α принимает два значения: H^+ или O^+ ; M_α — массы соответствующих ионов; n_α — их число в единице объема; $\mathcal{E}_\alpha(\mathbf{p}) = \hbar^2 p^2/2M_\alpha$ (ионы кислорода и протоны образуют при рассматриваемых условиях невырожденный ферми-газ). Таким образом, для фурье-образа $\bar{\varphi}$ экранированного потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ получается следующее выражение:

$$\bar{\varphi}(\mathbf{k}) = 4\pi e / [k^2 + 4\pi e^2 \Pi(\mathbf{k})], \quad (14)$$

в котором полный поляризационный оператор $\Pi(\mathbf{k})$ является суммой трех функций — $\mathcal{P}_e(\mathbf{k})$, $\mathcal{P}_{\text{H}^+}(\mathbf{k})$ и $\mathcal{P}_{\text{O}^+}(\mathbf{k}) |\tilde{\chi}(\mathbf{k})|^2$, определяемых по формулам (12) и (13). Оператор взаимодействия выделенного электрона с другими частицами плазмы может быть определен на основе выражения (9), в котором в качестве $\varphi(\mathbf{r})$ представляется прообраз (14), а плотности $\rho_e(\mathbf{r})$, $\rho_{\text{H}^+}(\mathbf{r})$ и $\rho_{\text{O}^+}(\mathbf{r})$ заменяются соответствующими операторами плотности. В частности, полагаем

$$\rho_e(\mathbf{r}) = \Psi_e^+(\mathbf{r}) \Psi_e(\mathbf{r}), \quad (15)$$

$$\rho_{\text{H}^+}(\mathbf{r}) = \Phi^+(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}), \quad \rho_{\text{O}^+}(\mathbf{r}) = X^+(\mathbf{r}) X(\mathbf{r}), \quad (16)$$

где Ψ_e , Φ и X — вторично квантованные волновые функции электронов, протонов и ионов кислорода. При таком выборе оператора $V(\mathbf{r})$ корреля-

* Эффектами обменного взаимодействия электронов плазмы с электронами ионного остатка пренебрегаем.

тор $\langle \hat{\mathcal{V}}(\mathbf{r}) V(O) \rangle$ вычисляется формально несложно, и для времени релаксации получается на основании (6) и (9) следующая формула:

$$\tau^{-1}(E) = \frac{mn_0 e^2}{4\pi(2mE)^{3/2}} \int_0^{2\sqrt{2mE/\hbar^2}} q^3 dq |\tilde{\varphi}(q)|^2 \sum_{\alpha, \beta} C_\alpha C_\beta S_{\alpha\beta}(q) \tilde{\chi}_\alpha(q) \tilde{\chi}_\beta(q). \quad (17)$$

Здесь $C_\alpha = n_\alpha/n_0$, n_α — концентрация частиц сорта α , $\tilde{\chi}_\alpha(q) = \tilde{\chi}_{\alpha^*}(q) = 1$; $\tilde{\chi}_{\alpha^*}(q) = \tilde{\chi}(q)$; $S_{\alpha\beta}(q)$ — структурный фактор, описывающий корреляции частиц сортов α и β .

Частичные структурные факторы $S_{\alpha\beta}(q)$, входящие в определение времени релаксации (17), введем следующим соотношением:

$$C_\alpha C_\beta S_{\alpha\beta}(q) = \frac{1}{N} \langle \rho_\alpha(\mathbf{q}) \rho_\alpha(-\mathbf{q}) \rangle - \frac{n_\alpha n_\beta}{n} (2\pi)^3 \delta(\mathbf{q}), \quad (18)$$

где N — полное число частиц всех сортов, находящихся в объеме системы; $n = N/\Omega = 2n_0$, $\rho_\alpha(\mathbf{q})$ — фурье-образ оператора плотности числа частиц сорта α , например

$$\rho_\alpha(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \Psi_{i^*}^+(\mathbf{r}) \Psi_i(\mathbf{r}). \quad (19)$$

Входящее в (18) среднее может быть рассчитано методом температурных функций Грина [18], и для $S_{\alpha\beta}(q)$ получаем

$$C_\alpha C_\beta S_{\alpha\beta}(q) = \frac{1}{2} C_\alpha \delta_{\alpha\beta} + \frac{kT}{n} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \{ \mathcal{P}_\alpha(\mathbf{q}, \Omega_\nu) \delta_{\alpha\beta} - \mathcal{P}_\alpha(\mathbf{q}, \Omega_\nu) \mathcal{P}_\beta(\mathbf{q}, \Omega_\nu) \mathcal{T}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}, \Omega_\nu) \}, \quad (20)$$

где $\Omega_\nu = 2\pi kT\nu$, $\mathcal{T}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}, \Omega_\nu)$ — полная вершинная часть. Можно показать, что в рассматриваемой области температур слагаемые суммы, стоящей в правой части (20) с $\nu \neq 0$, дают вклад, пренебрежимо малый по сравнению с $\nu = 0$ [18]. Тогда

$$C_\alpha C_\beta S_{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} C_\alpha \delta_{\alpha\beta} + \frac{kT}{n} [\mathcal{P}_\alpha(\mathbf{q}) \delta_{\alpha\beta} - \mathcal{P}_\alpha(\mathbf{q}) \mathcal{P}_\beta(\mathbf{q}) \mathcal{T}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}, 0)], \quad (21)$$

где вершинная часть равна

$$\mathcal{T}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}, 0) = 4\pi \tilde{\chi}_\alpha \tilde{\chi}_\beta e^2 / [q^2 + 4\pi e^2 \Pi(q)]. \quad (22)$$

Подставляя (21) в выражение (17), получаем

$$\sum_{\alpha, \beta} C_\alpha C_\beta S_{\alpha\beta}(q) \tilde{\varphi}_\alpha \tilde{\varphi}_\beta = \tilde{\varphi}_{H^2}(q) \left\{ \frac{5}{6} + \frac{\chi^2(q)}{6} + \left[\frac{kT}{n} q^2 \Pi(q) \right] / \left[q^2 + 4\pi e^2 \Pi(q) \right] \right\}. \quad (23)$$

Окончательно для времени релаксации имеем следующее выражение:

$$\tau^{-1}(E) = \frac{mn_0 e^2}{4\pi(2mE)^{3/2}} \int_0^{2\sqrt{2mE/\hbar^2}} q^3 dq \tilde{\varphi}_{H^2}^2(q) \times \left[\frac{5}{6} + \frac{\tilde{\chi}^2(q)}{6} + \frac{kT \Pi(q)}{2n_0 [1 + 4\pi e^2 \Pi(q)/q^2]} \right]. \quad (24)$$

Выражения (4) и (24) представляют собой алгоритм вычисления коэф-

фициента электропроводности плотной плазмы при разряде в воде. Расчет формфактора $\chi(q)$ приведен в приложении.

Численный расчет проводимости σ проводился на М-220М. Величина фугативности Z определялась из уравнения (8) методом итераций. Значение Z и химического потенциала $\mu = -kT \ln Z$ рассчитывались в интервале температур $T = (15-40) \cdot 10^3$ К и плотностей $n_0 = (5 \cdot 10^{27} - 2 \cdot 10^{28}) \text{ м}^{-3}$.

Полученные численные значения проводимости приведены на рис. 2. Экспериментальные измерения. Эксперименты по определению удельной проводимости плазмы и установлению ее функциональной зависимости

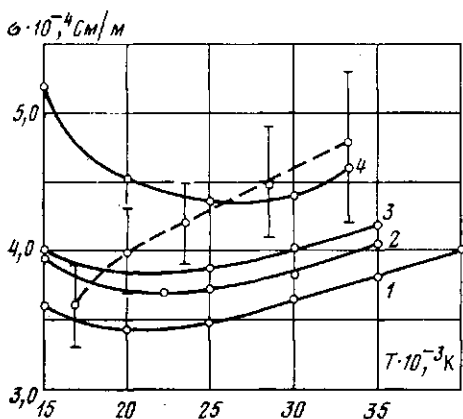


Рис. 2

Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных значений электропроводности плазмы мощного электрического разряда в воде. Пунктирная кривая — эксперимент; сплошные кривые — расчет при $n_0 \cdot 10^{-28} \text{ м}^{-3}$: 1 — 0,65; 2 — 0,75; 3 — 0,9; 4 — 1,0

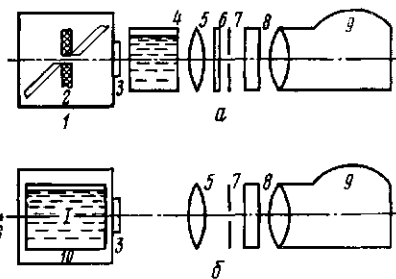


Рис. 3

Рис. 3. Схема оптического тракта: а — при калибровке; б — при регистрации излучения канала подводной искры; 1 — защитный кожух; 2 — эталонный источник излучения типа ЭВ-39; 3 — иллюминатор; 4 — компенсирующий бачок; 5 — объектив; 6 — девятиступенчатый ослабитель; 7 — диафрагма; 8 — интерференционный светофильтр; 9 — камера СФР-2М; 10 — разрядная камера; S — источник подсвета канала разряда

сти от температуры проводились на установке с запасаемой энергией до 10^4 Дж. Период разрядного тока составлял $\sim 18 \cdot 10^{-6}$ с, а максимальное значение силы разрядного тока в первом максимуме изменялось в зависимости от начального напряжения в пределах $3 \cdot 10^4 - 10^5$ А.

При исследовании пространственно-временного распределения температуры использовалась методика, изложенная в [21, 22]. Согласно этим работам, яркостная температура плазмы определялась сравнением интенсивности излучения участка поверхности канала в узком спектральном интервале с излучением эталонного источника типа ЭВ-39 [23]. Для пространственной стабилизации канала, необходимой для обеспечения идентичности условий при повторении разряда, иницирование осуществлялось вольфрамовой нитью диаметром $2 \cdot 10^{-5}$ м. Длина разрядного промежутка l во всех случаях составляла $45 \cdot 10^{-3}$ м.

Распределение интенсивности излучения регистрировалось модифицированным скоростным фоторегистратором СФР-2М, в оптической системе которого был применен двойной перенос изображения с увеличением.

Съемки осуществлялись через интерференционный светофильтр, выделявший диапазон длин волн 495 ± 6 нм, при скорости вращения зеркала СФР-2М 1000 об/с и частотой $2 \cdot 10^6$ кадров/с.

Схема регистрации излучения разряда приведена на рис. 3, а, б.

Оптический тракт последовательно перестраивался и поочередно ре-

гистрировалось излучение эталонного источника (рис. 3, а) и излучение канала разряда (рис. 3, б).

Излучение эталонного источника дополнительно перекрывалось калиброванным девятиступенчатым ослабителем для построения характеристической кривой и градуировки плотности почернения фотопленки. Для уменьшения погрешности в оценке температуры излучение канала разряда и эталонного источника последовательно экспонировалось на одном и том же отрезке высокочувствительной пленки. Плотность почернения различных участков пленки определялась с помощью микрофотометра МФ-2.

Использование подсветки от взрыва фольги позволило производить точный отсчет начала взрыва проволоочки во времени. В силу непрозрачности плазменного канала источник подсвета не оказывал влияния на интенсивность исследуемого сигнала.

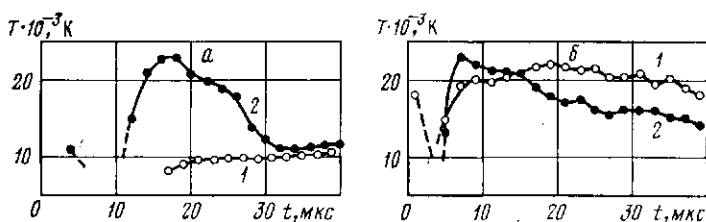


Рис. 4. Изменение максимальных яркостных температур поверхностей канала разряда (1) и плазменного потока (2) в вакуумную камеру в зависимости от времени (диаметр инициирующего проводника $0,15 \cdot 10^{-3}$ м) при медленном (а) и быстром (б) вводе энергии

Пространственная разрешающая способность устройства для измерения яркостной температуры составляла $\sim 10^{-4}$ м, а временное разрешение измерительной системы, определяемое временем экспозиции одного кадра, — $0,5 \cdot 10^{-8}$ с.

Суммарная ошибка в определении температуры плазменного канала не превышала 20%.

Одновременно с экспериментальным определением температуры проводились осциллографирование электрических характеристик подводной искры и фоторегистрация процесса расширения канала разряда.

Разрядный ток и напряжение на исследуемом промежутке с помощью коаксиального шунта и емкостного делителя напряжения регистрировались двухлучевым запоминающим осциллографом С8-11. Отметим, что фиксировалась только активная составляющая напряжения, а реактивная компенсировалась индуктивно связанной с разрядным промежутком катушкой, включенной в цепь делителя. Фоторегистрация расширения канала разряда производилась на установке СФР-2М в режиме лупы времени.

Полученные экспериментальные данные позволили определить удельную проводимость плазмы и установить ее функциональную зависимость от поверхностной температуры (рис. 2 — пунктирная кривая).

Обсуждение результатов. Анализируя полученные результаты, следует указать на необычный характер расчетной зависимости σ от T для сравнительно невысоких температур (левая ветвь кривых). Слабый спад электропроводности с температурой и увеличение ее с ростом давления, полученное расчетным путем в настоящей работе, согласуется с данными теории и эксперимента [3, 4] сильно ионизованной цезиевой плазмы, для которой дебаевское число $N_D \sim 1$, а параметры плазмы близки к плазме электрического разряда в воде.

Отсутствие надежных данных по внутренней структуре канала существенно усложняет проведение количественного сравнения расчетных и экспериментальных результатов.

Экспериментальные данные, полученные при постоянной плотности частиц $n = n_e + n_i = 10^{27} \text{ м}^{-3}$ с использованием уравнения состояния идеального газа, по-видимому, относятся к правой ветви кривой, если считать среднюю температуру в канале выше поверхностной. Вывод о неравномерном распределении температуры плазмы электрического разряда в воде, инициируемого проводником, сделан на основании экспериментальных результатов «выброса» плазмы в вакуум с использованием спектроскопического метода измерения температуры по методике [21, 22].

Суть метода исследования внутренней структуры плазменного канала заключается в том, что поток плазмы электрического разряда в жидкости выпускался в предварительно вакуумированную камеру. Это позволило получить более разреженную плазму и добиться выхода излучения из центральной зоны канала, а точнее, из его внутренних слоев.

Плазма выпускалась в вакуумную камеру через небольшое отверстие, площадь которого была значительно меньше сечения канала. Ориентация канала стабилизировалась инициирующим проводником, чтобы отверстие, пропускающее поток плазмы, располагалось на оси канала. Отверстие в торцевой стенке вакуумной камеры, служившей одним из электродов, предварительно перекрывалось фольгой толщиной 10^{-5} м. Противоположная торцевая стенка камеры была прозрачной, что позволяло регистрировать излучение потока плазмы, проникающего через отверстие. Измерение интенсивности излучения плазменного потока производилось в диапазоне длин волн, свободных от линий поглощения, путем фотометрирования монохромных снимков потока. Для сравнения этим же устройством измерялась и поверхностная температура.

Следует отметить, что в начальной стадии разряда температура внутренних слоев канала превышает поверхностную в два-три раза для режимов с медленным вводом энергии (рис. 4, а). По мере развития разряда происходит выравнивание температур внутренних и наружных областей. При больших скоростях ввода энергии температура внутренних слоев в ряде случаев оказывалась даже ниже поверхностной (рис. 4, б). Указанное выше обстоятельство объясняется эффектом экранирования излучения внутренних слоев разряда и не означает превышения нагрева периферийных областей над центральной зоной.

Безусловно, данные эксперименты не позволяют дать точную количественную оценку температуры внутренних слоев. Однако они все же указывают на наличие градиента температур по радиусу канала для определенного класса разрядов и это следует учитывать при расчете электропроводности плазмы электрического разряда в жидкости.

Сравнение расчетных и экспериментальных результатов по σ свидетельствует, на наш взгляд, о сильной неоднородности в распределении температуры в начальный период разряда (при $T \sim (1,5-2,0) \cdot 10^4 \text{ К}$). Наблюдается хорошее согласие между расчетом и экспериментом на последующей стадии разряда, когда поверхностная и средняя температуры сближаются до значений порядка $(2,5-4,0) \cdot 10^4 \text{ К}$ при $n_0 \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$ (в расчете).

Напомним, что экспериментальная кривая построена в предположении, что плотность частиц в канале $n = n_e + n_i = 10^{27} \text{ м}^{-3}$, причем при обработке эксперимента использовались уравнение состояния идеального газа и уравнение Саха без учета снижения потенциала ионизации.

Отличие между данными по плотности атомов примерно в 20 раз обусловлено, по нашему мнению, неприменимостью этих уравнений к описанию свойств плазмы подводного искрового разряда.

Расчет формфактора иона кислорода.

Для иона кислорода плотность заряда записывается следующим образом:

$$\rho\chi(r) = e[8\delta(r) - 2|\Psi_{1s}(r)|^2 - 2|\Psi_{2s}(r)|^2 - 3|\Psi_{2p}(r)|^2], \quad (\text{П.1})$$

где $\Psi_{nl}(r)$ — волновая функция соответствующего энергетического уровня (n, l).
Фурье-образ функции $\chi(r)$ представляет собой искомый формфактор иона кислорода.

Волновые функции Ψ_{nl} получены на основе водородоподобных волновых функций [24]

$$\Psi_{1s}^{(H)}(r) = 2e^{-r/a_B}, \quad \Psi_{2s}^{(H)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{r}{2a_B}\right) e^{-r/2a_B}; \quad \Psi_{2p}^{(H)}(r) = \frac{1}{2\sqrt{6}} \frac{r}{a_B} e^{-r/2a_B} \quad (\text{П.2})$$

методом простого преобразования масштаба [25].

В результате фурье-преобразования из (П.1) получаем

$$\tilde{\chi}(k) = 8 - \frac{32\beta_1^4}{(k^2 + 4\beta_1^2)^2} - \frac{2\beta_2^4}{(k^2 + \beta_2^2)^2} \left[1 + \frac{k^2 - 3\beta_2^2}{k^2 + \beta_2^2} + \frac{3\beta_2^2(\beta_2^2 - k^2)}{(k^2 + \beta_2^2)^2} \right] - \frac{3\beta_3^3(\beta_3^2 - k^2)}{(k^2 + \beta_3^2)^4}, \quad (\text{П.3})$$

где $\beta_m = (A - U_m) / a_m$; $A = 8$; $U_1 = 1$; $U_2 = 2,49$; $U_3 = 3,36$ (см. табл. А1 [25]); $a_m = ma_B$ (a_B — радиус боровской орбиты).

ПКБ электрогидравлики

АН УССР

Одесский государственный

университет

Институт ядерных исследований

АН УССР

Поступила в редакцию

15 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Сеченов, Э. Е. Сон, О. Е. Щекотов. Письма в ЖТФ, 1, 891, 1975.
2. G. E. Norman, A. A. Valuev. XII Intern. Conf. Phenom. Ioniz. Gases, Eindhoven, 1975, p. 257.
3. S. G. Barolskii, N. V. Jermokhin, B. M. Kovaliov, P. P. Kulik, V. A. Riabii. XII Intern. Conf. Phenom. Ioniz. Gases, Eindhoven, 1975, p. 181.
4. И. Я. Дилгер, В. А. Зейгарник. ДАН СССР, 227, № 3, 656, 1976.
5. А. С. Каклюгин, Г. Э. Норман. ТВТ, 11, № 2, 238, 1973.
6. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы (под ред. Л. С. Полака). «Наука», 1971.
7. J. W. Robinson. J. Appl. Phys., 38, 210, 1967.
8. E. A. Martin. J. Appl. Phys., 31, № 2, 255, 1960.
9. Г. А. Вонн. Оптика и спектроскопия, 18, № 3, 529, 1965.
10. В. В. Арсентьев. ПМТФ, вып. 5, 51, 1965.
11. К. А. Наугольных, Н. А. Рой. Электрические разряды в воде. «Наука», 1971.
12. И. З. Окунь. ЖТФ, 41, 302, 1971.
13. Г. А. Гулый, И. С. Швеи, А. А. Посохов, В. В. Иванов. Материалы Всес. конф. по методам импульсной обработки материалов. Минск, 1978, стр. 15.
14. Д. А. Франк-Каменецкий. Лекции по физике плазмы. Атомиздат, 1964.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. «Наука», 1976.
16. М. Митчнер, Ч. Кругер. Частично ионизированные газы. «Мир», 1976.
17. S. F. Edwards. Philos. Mag., 3, № 33, 1020, 1958.
18. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. «Наука», 1962.
19. M. Gell-Mann, K. A. Brueckner. Phys. Rev., 106, № 2, 364, 1957.
20. Л. П. Кудрин. Статистическая физика плазмы. Атомиздат, 1974.
21. Л. Л. Пасечник, П. Д. Старчик, О. А. Федорович. Тез. докл. I Всес. конф. Электрический разряд в жидкости и его применение в технологии машиностроения и металлообработке, ч. 1. «Наукова думка», Киев, 1976, стр. 32.
22. Г. А. Гулый, Ю. В. Королев, Л. Л. Пасечник, П. Д. Старчик, О. А. Федорович, И. С. Швеи. Тез. докл. I Всес. конф. Электрический разряд в жидкости и его применение в технологии машиностроения и металлообработке, ч. 1. «Наукова думка», Киев, 1976, стр. 45.
23. Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошенский, П. И. Демидов. Оптико-механическая промышленность, № 1, 1980.
24. А. С. Давыдов. Квантовая механика. «Наука», 1973.
25. Д. Хартри. Расчеты атомных структур. ИЛ, 1960.