



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. С. Воробьев, А. Л. Хомкин, К вопросу о составе равновесной плазмы,  
*ТВТ*, 1977, том 15, выпуск 6, 1304–1306

<https://www.mathnet.ru/tvt7280>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.90

24 мая 2025 г., 23:19:09



$10^{-3}$  мм рт. ст. Замечено, что момент теплового разрушения катода наступает тогда, когда величина  $\gamma$ , предлагаемая в качестве критерия и равная

$$\gamma = I_p V_i / I_q S \quad (1)$$

превышает некоторое пороговое значение. В уравнении (1):  $I_p$  — ток разряда;  $I_q$  — расход плазмообразующего вещества, выраженный в амперах (для газа  $I_q \approx 1,7 G$ , где  $G$  — расход в  $\text{см}^3/\text{с}$ ; для паров металлов  $I_q \approx 10^8 G/M$ , где  $G$  — расход в  $\text{кг}/\text{с}$ ;  $M$  — атомная масса элемента);  $V_i$  — потенциал ионизации вещества, эВ;  $S = \pi dl$  — площадь привязки разряда к катоду,  $\text{см}^2$ . Экспериментальные значения параметра  $\gamma$ , соответствующие разрушению катода, приведены в таблице.

Из данных таблицы видно, что тонкостенный полый катод сохраняет работоспособность до тех пор, пока выполняется неравенство

$$\gamma \approx 1 \cdot 10^4 \text{ эВ}/\text{см}^2. \quad (2)$$

С ухудшением условий радиационного охлаждения, т. е. в толстостенных полых катодах (см. рисунки, в, г), величина  $\gamma$  становится существенно меньшей.

Представляется возможным использовать неравенство (2) для оценки геометрических размеров полых катодов, работающих без теплового разрушения на предельно больших токах разряда при заданном расходе плазмообразующего вещества.

Московское высшее техническое училище  
им. Н. Э. Баумана

Поступило в редакцию  
21 V 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Ямпольский, С. Д. Братчук, В. В. Иванов, В. С. Магнитов. Изв. вузов, Машиностроение, 8, 182, 1973.
2. С. Д. Гришин, М. К. Марахтанов, С. А. Мубояджян, В. В. Яминский. В сб. Материалы II Всес. конф. по плазменным ускорителям, ИФАН БССР, Минск, 1973.
3. J. L. Delcroix, H. Mino, A. R. Trandade. J. Phys., 29, 605, 1968.
4. Г. К. Клименко, В. И. Ковалев, В. Н. Лысаков, А. А. Ляпин, М. М. Чурсин. ТВТ, 14, 201, 1976.
5. V. K. Rawlin, W. R. Kerlake. AIAA Paper, 69-304, 1969.

УДК 533.93

### К ВОПРОСУ О СОСТАВЕ РАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ

Воробьев В. С., Хомкин А. Л.

Для описания свойств низкотемпературной плазмы необходим состав. Обычно его определяют из условия химического равновесия, записывая реакции ионизации, диссоциации и т. д. Таким путем получают известные соотношения ионизационного и диссоциационного равновесия. При попытке учета влияния неидеальности на состав возникают трудности (см., например, [1]). Для атомарной плазмы они связаны в первую очередь с неопределенностью выбора атомной статсуммы и поправок на снижение потенциала ионизации. Как следствие этого, не существует единого соотношения, связывающего концентрацию атомов и свободных зарядов.

В настоящем сообщении мы обращаем внимание на то, что деление зарядов лишь на свободные и связанные в неидеальной плазме, по-видимому, вообще недостаточно. Исследование спектра коррелированных электрон-ионных нейтральных пар показывает, что наряду с традиционными свободными и связанными состояниями в плазме существуют слабосвязанные (квазисвязанные) электрон-ионные комплексы и аналогичные образования с положительной энергией — столкновительные комплексы. При формальном разложении термодинамических функций по степеням плотности эти состояния никак не проявляют себя, поскольку увеличение плотности над средним значением за счет электрон-ионных взаимодействий интегрально компенсируется ее уменьшением за счет электрон-электронных взаимодействий. Однако в кинетических процессах проявление корреляционных пар, связанных с притяжением и отталкиванием, совершенно различно. В работе определена равновесная концентрация коррелированных электрон-ионных пар различных энергий в виде разложения по степеням активности в большом каноническом ансамбле (по аналогии с известным разложением термодинамических величин). Установлена связь концентраций этих пар с полным числом зарядов и атомов. Показано, что учет пар заметно влияет на вид уравнения ионизационного равновесия.

Разложения для полной концентрации зарядов и давления по степеням активности в большом каноническом ансамбле получены в [2, 3] и имеют вид

$$n = z_e (1 + \alpha/2 + z_i \Lambda_e^3 \Sigma_{II} + \alpha^2/4); \quad \beta P = z_e (2 + \alpha/3 + z_i \Lambda_e^3 \Sigma_{II} + \alpha^2/4), \quad (1)$$

где  $\alpha = \beta e^2 \sqrt{4\pi\beta e^2(z_c + z_i)}$  — плазменный параметр;  $\Sigma_{\Pi} = \sum_{n=1}^{\infty} g_n (e^{-\beta E_n} - 1 + \beta E_n)$  —

статистическая сумма Планка;  $g_n$  и  $E_n$  — соответственно статистический вес и энергия связи состояния  $n$ ;  $z_c$  и  $z_i$  — активности электронов и ионов;  $\Lambda_e^3 = h^3 \beta^{3/2} / (2\pi m)^{3/2}$ .

Нас будет интересовать количество и распределение по энергиям электрон-ионных пар, в первом приближении не взаимодействующих с окружением. Такому требованию удовлетворяют пары: электрон — ближайший ион. Размер этих пар фактически не превосходит  $R_{cp}$  (среднее расстояние между зарядами). Запишем классическое выражение для плотности их внутренних состояний в виде [4]

$$g(E) = z_i \int \frac{d\mathbf{p} d\mathbf{R}}{(2\pi\hbar)^3} F(R) [\delta(E - p^2/2m + e^2/R) - \delta(E - p^2/2m)], \quad (2)$$

где  $\mathbf{p}$ ,  $m$  — импульс и масса электрона;  $F(R) = \exp[-4\pi R^3(z_c + z_i)/3]$  — плотность вероятности нахождения ближайшего иона в объеме  $d\mathbf{R}$ .

Характер относительного движения частиц в паре в зависимости от энергии меняется радикальным образом. Поэтому целесообразно провести классификацию пар. Выделим четыре характерные группы.

**1. Атомы** — состояния с большими отрицательными энергиями  $E < -T$ . Их концентрацию удобно записать в виде

$$n_A = z_e \int_{-\infty}^0 dE g(E) (e^{-\beta E} - 1 + \beta E). \quad (3)$$

В (3) мы ввели вместо интегрирования от  $-\infty$  до  $-T$  фактор  $(e^{-\beta E} - 1 + \beta E)$ , обрезающий состояния с  $E > -T$ . Смысл такой процедуры становится ясным при записи квантовомеханического аналога (3)

$$n_A = z_e z_i \Lambda_e^3 \sum_{n=1}^{\infty} g_n (e^{-\beta E_n} - 1 + \beta E_n). \quad (4)$$

Сравнивая с (1), видим, что именно в такой комбинации связанные состояния входят в разложение термодинамических величин.

**2. Возбужденные атомы.** Понятие атом в плазме не лишено смысла, пока размер атома не превосходит  $R_{cp}$ . В противном случае взаимодействие между частицами пары сравняется с взаимодействием каждой из частиц пары с окружением. Поэтому можно отнести к атомам состояния с  $-T < E < -e^2/R_{cp}$ . Легко показать, что количество возбужденных атомов в этом интервале энергии

$$n_{BA} = z_e \int_{-T}^{-e^2/R_{cp}} dE g(E) e^{-\beta E} \sim a\alpha, \quad (5)$$

где  $a$  — численный коэффициент.

**3. Квазисвязанные состояния** ( $-e^2/R_{cp} < E < 0$ ) можно себе представить как водородные с размером орбиты большим  $R_{cp}$ . Для реализации таких состояний необходимы флуктуации плотности с размером  $R > R_{cp}$ , которые маловероятны. Это обстоятельство приводит к ограничению  $g(E)$  для этих состояний по сравнению с идеальным водородным случаем, когда  $g(E)$  при  $E \rightarrow 0$  неограниченно возрастает.

Фактически движение электрона осуществляется по части эллиптической орбиты в поле одного ближайшего иона, затем электрон переходит в поле другого и т. д. Концентрацию квазисвязанных состояний определим из соотношения  $n_{KC} =$

$$= z_e \int_{-e^2/R_{cp}}^0 dE g(E) e^{-\beta E}. \quad \text{Удобнее, однако, найти суммарную концентрацию возбужденных атомов и квазисвязанных состояний}$$

$$n_{BA} + n_{KC} = z_e \int_{-T}^0 dE g(E) e^{-\beta E} = z_e [2\alpha/3\sqrt{3} + 4\Gamma(1/6)\alpha^{2/3}/15\sqrt{\pi} 3^{3/4}]. \quad (6)$$

В (6) слагаемое  $\sim \alpha$  отвечает  $n_{BA}$ , второе — квазисвязанным состояниям.

4. Столкновительные комплексы - состояния с  $E > 0$ . Их число определим из соотношения

$$n_{СК} = z_e \int_0^{\infty} dE g(E) e^{-\beta E}.$$

Подставляя сюда (2) и проводя вычисления, находим

$$n_{СК} = z_e [\Gamma(2/3) \alpha^{2/3} \cdot 2 \cdot 3^{1/3} - 2\alpha / 3\sqrt{3} + \Gamma(1/3) \alpha^{4/3} / 4 \cdot 3^{2/3} - 4\Gamma(1/6) \alpha^{5/3} / 15\sqrt{\pi} 3^{3/2}]. \quad (7)$$

В отличие от предыдущего случая это электроны, движущиеся в поле ближайшего соседа по гиперболическим орбитам в пределах сферы  $R_{ср}$ , после чего происходит смена ближайшего соседа. Заметим, что речь идет о малых энергиях, так что эллипсы и гиперболы близки к параболам. Вычитая из полной концентрации зарядов  $n$ , концентрацию коррелированных пар  $n^* = n_A + n_{ВА} + n_{КС} + n_{СК}$  найдем концентрацию свободных зарядов  $n_e$

$$n_e = n - n^* = z_e [1 + \alpha / 2 - \Gamma(2/3) \alpha^{2/3} / 3^{1/2} - \Gamma(1/3) \alpha^{4/3} / 4 \cdot 3^{2/3} + \alpha^2 / 4]. \quad (8)$$

Формулы (4), (6) - (8) позволяют установить соотношения между всеми группами электронов через активности  $z_e, z_i$ . Для связи с давлением в системе следует воспользоваться (1). Тем самым число частиц, находящихся в различных состояниях, полностью определено.

В работе [5] деление зарядов на свободные и связанные выполнено на основе разложения (1). Свободными считаются состояния  $n_e = z_e(1 + \alpha/2)$ , а связанными  $n_A = z_e z_i \Lambda_d^3 \Sigma_{\Pi}$ . Отсюда легко получается уравнение ионизационного равновесия с атомной статсуммой  $\Sigma_{\Pi}$  и дебаевским снижением потенциала ионизации. На нашем языке такому разбиению соответствует  $n_e = n - n_A$ , т. е. все коррелированные пары с  $E > -T$  отнесены к свободным состояниям. Вместе с тем квазисвязанные состояния и столкновительные комплексы характеризуются конечным временем жизни. Вклад их в электропроводность и излучение следует вычислять иначе, нежели свободных состояний и атомов. Определенные в работе концентрации коррелированных пар необходимы при расчете вклада этих состояний в кинетические коэффициенты.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
1 IX 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Форгов, Б. П. Ломакин, Ю. Г. Красников. ТВТ, 9, 869, 1971.
2. А. А. Веденов, А. И. Ларкин. ЖЭТФ, 36, 1133, 1959; А. И. Ларкин. ЖЭТФ, 36, 1896, 1960.
3. G. Bartsch, W. Ebeling. Beitr. Plasmaphys., 11, 393, 1971.
4. В. С. Воробьев, А. Л. Хожкин. ТМФ, 26, 364, 1976.
5. W. Ebeling, R. Sändig. Ann. Phys. (DDR), 28, 269, 1973.

УДК 537.312.5

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЖИДКОГО СПЛАВА ЛИТИЯ С НАТРИЕМ

Савченко В. А., Шпильрайн Э. Э.

Ранее [1] было исследовано электросопротивление сплавов лития с натрием при концентрациях до 1,44 ат. % Li. Сплавы (четыре составов), исследованные в этих экспериментах, по диаграмме состояния [2] находились в области, где существует полная взаимная растворимость лития в натрии. Однако при концентрациях лития в натрии свыше 3,7 ат. % существует зона несмесимости, где до определенной температуры находятся две различные натриево-литиевые жидкости.

Таблица 1

Натрий		Натрий		Литий		Литий	
примесь	вес. %	примесь	вес. %	примесь	вес. %	примесь	вес. %
Литий	$3 \cdot 10^{-4}$	Никель	$2 \cdot 10^{-3}$	Натрий	$1 \cdot 10^{-1}$	Никель	$1 \cdot 10^{-4}$
Калий	$3 \cdot 10^{-3}$	Хлор	$2 \cdot 10^{-4}$	Калий	$5 \cdot 10^{-3}$	Хлор	—
Рубидий	$1 \cdot 10^{-5}$	Водород	$1 \cdot 10^{-2}$	Рубидий	—	Водород	—
Цезий	$1 \cdot 10^{-5}$	Кислород	$5 \cdot 10^{-3}$	Цезий	—	Кислород	$1 \cdot 10^{-1}$
Кальций	$1 \cdot 10^{-3}$	Азот	$1 \cdot 10^{-3}$	Кальций	$3 \cdot 10^{-3}$	Азот	$1 \cdot 10^{-3}$
Хром	$4 \cdot 10^{-3}$	Углерод	—	Хром	$1 \cdot 10^{-4}$	Углерод	$5 \cdot 10^{-4}$