

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 541.12.03

О МОДЕЛЬНОМ ОПИСАНИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Б. М. Ковалев, П. П. Кулик, Б. Н. Ломакин,  
В. А. Рябый, В. Е. Фортов  
(Москва)

Ввиду серьезных трудностей теоретического определения теплофизических свойств неидеальной плазмы в последнее время особое внимание уделяется экспериментальному исследованию плазмы с сильным межчастичным взаимодействием. Полученная экспериментальная информация по электропроводности [1—4] слабонидеальной плазмы ( $\gamma \sim 0,1$ ) и уравнению состояния плазмы с  $\gamma \sim 1$  [5] указывает на наличие корреляции между кинетическими и равновесными свойствами, что является основанием для попыток обобщения этих данных в виде тех или иных аналитических зависимостей. Здесь уместно подчеркнуть аналогию между исследованием конденсированных сред при помощи ударных волн [6] и изучением неидеальной плазмы. При этом в динамических методах исследования конденсированных сред при обобщении полученных экспериментальных данных используется метод потенциалов [7, 8]: в начале устанавливается основанная на моделях функциональная зависимость той или иной термодинамической величины от температуры и объема, а затем с помощью экспериментальных данных определяются числовые параметры в этих зависимостях. В настоящей работе предпринята попытка разработки полуэмпирического уравнения состояния неидеальной плазмы и выполнения корреляции между переносными и термодинамическими свойствами такой среды.

Анализ экспериментальных данных по ударно-волновому сжатию неидеальной цезиевой плазмы [3] показывает, что поправки к потенциалу ионизации и уравнению состояния, вызванные взаимодействием заряженных частиц непрерывного спектра, оказываются ниже соответствующих дебаевских величин [8]. С другой стороны, интерпретация данных по проводимости [9] в терминах эффективного сечения кулоновского рассеяния указывает на завышение этого сечения по сравнению с результатами расчета, основанного на дебаевском приближении. Предположив, что эти обнаруженные в опытах отклонения обусловлены электростатическим взаимодействием свободных зарядов, считаем, что коллективные свойства такого взаимодействия могут быть описаны как эффекты поляризации (экранирования). В этом случае модельный потенциал взаимодействия заряженных частиц можно представить в виде потенциала [9]:

$$\varphi(r) = \frac{e^2}{r} \exp(-r/r_k). \quad (1)$$

Эмпирическая константа  $\alpha(\gamma)$  выбирается из анализа экспериментальных данных. В соответствии с «химической» моделью плазмы [7] и потенциалом (1) уравнения ионизационного равновесия и состояния (в обычных обозначениях) имеют вид:

$$\frac{n_e^2}{n_a} = \frac{2}{Q_a \lambda_e^3} \exp\left\{-\frac{I}{kT} + \frac{\gamma}{\alpha(\gamma)}\right\}, \quad (2)$$

$$\frac{p}{kT} = n_a + 2n_e \left(1 - \frac{e^2 n_e^{1/3}}{6\alpha kT}\right), \quad (3)$$

$$\frac{H}{kT} = \frac{5}{2} n_a + 5n_e + n_a \frac{\sum_m E_m g_m \exp(-\beta E_m)}{Q_a} + I n_e - \frac{5}{6} \frac{e^2 n_e}{\alpha kT}, \quad (4)$$

где статистическая сумма

$$Q_a = \sum_m^{m^*} g_m \exp(-\beta E_m), \quad (5)$$

кулоновская проводимость

$$\sigma_k = \frac{(kT)^{3/2}}{e^2 m_e^{1/2}} K_0 \cdot \frac{3\sqrt{2}}{16\sqrt{\pi}} \frac{\gamma^2}{\alpha^2 (\gamma) Q_{eu}^{(11)*}(\gamma)}. \quad (6)$$

В (6)  $K_0$  — безразмерная поправка на высшие приближения теории Чепмена — Эпского и  $Q_{eu}^{(11)*}$  — безразмерное транспортное кулоновское сечение. Ввиду громоздкости аналитических выражений этих величин [9], ниже приводится таблица их численных значений в зависимости от  $\gamma/\alpha$ :

$\gamma/\alpha$	$Q_{eu}^{(11)*}$	$\sigma_k$
10	6,3	21,2
1	$4,5^{-1}$	4,37
0,3	$8,6^{-2}$	2,63
0,1	$1,21^{-2}$	1,72
0,03	$1,86^{-3}$	1,26
0,01	$2,21^{-4}$	0,97
0,003	$3,04^{-5}$	0,79
0,001	$3,3^{-6}$	0,65

Обработка результатов измерения электропроводности неидеальной плазмы [9] дает величину  $\alpha$ , существенно превосходящую дебаевское значение  $\alpha_{Дебай} = (8\pi\gamma)^{-1/2}$ . Результаты расчета изотерм и кривых постоянной энтальпии  $H$  цезиевой плазмы при  $\alpha = 10$  представлены на рис. 1, 2. Видно непротиворечивое описание экспериментальных данных предложенными полуэмпирическими уравнениями состояния (1) — (5).

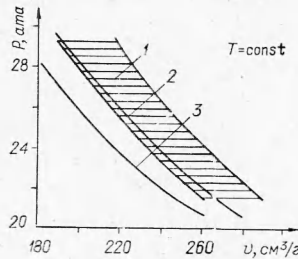


Рис. 1. Изотерма  $T=7000^\circ\text{K}$   $p$ - $v$ -диаграммы цезия.

1 — эксперимент [1]; 2 — расчет по рекомендациям настоящей работы с ограничением статсуммы атома цезия на основном состоянии; 3 — дебаевское приближение с ограничением статсуммы атома цезия на  $kT$ .

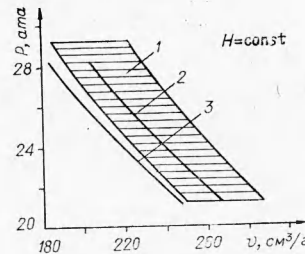


Рис. 2. Изозэнтальпийная кривая  $H=2,23 \cdot 10^{10}$  эрг·г $^{-1}$   $p$ - $v$ -диаграммы цезия.

1 — эксперимент [1]; 2—3 — расчет по рекомендациям настоящей работы с ограничением статсуммы атома цезия на основном состоянии и на  $kT$  соответственно.

Особо следует остановиться на вкладе связанных состояний в термодинамические функции плазмы. Расчетным путем на примере цезия в [8] было показано, что вклад дискретного спектра в термодинамические функции неидеальной плазмы оказывается существенным и в ряде случаев с ростом давления может превосходить вклад от взаимодействия частиц непрерывного спектра. Эксперимент [5] также указывает на значительную величину этого вклада (особенно в уравнение для энтальпии (4)), делая необходимым при интерпретации экспериментальных данных в рамках химической модели, введение более сильного, чем это принято [8], и следует из потенциала (1), ограничения сумм в уравнениях (4) и (5). Возможно, это вызвано сильным ограничением и перестройкой электронных энергетических спектров с ростом плотности. Этот эффект, естественно, не учитывается модельным потенциалом (1), отражающим коллективный характер дальних кулоновских взаимодействий на расстояниях много больше межчастичного. По этой причине представляется разумным, например, использование в модели (1) — (5) ограничения сумм по связанным состояниям на среднем межчастичном расстоянии. Отметим, что вклад дискретного спектра в термодинамические функции определяется конкретной электронной структурой элемента так, что в соответствующие полуэмпирические модели уравнения состояния наряду с безразмерными плазменными параметрами должен вероятно входить и заряд ядра элемента.

В заключение подчеркнем, что предложенный здесь метод построения уравнения состояния является, разумеется, не единственно возможным. В рамках полученных экспериментальных данных и по мере проведения новых измерений могут быть предложены другие более аккуратные методы учета взаимодействия непрерывного спектра и, что более существенно, корректные способы описания вклада связанных состояний.

Авторы признательны Е. К. Розанову за активное участие в дискуссиях по работе и помощь в проведении расчетов.

Поступила в редакцию  
8/X 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

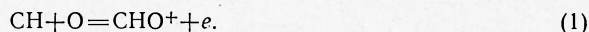
1. Н. В. Ермохин, Б. М. Ковалев и др. ТВТ, 1971, 9, 4, 665.
2. А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский. ТВТ, 1970, 8, 207; 1970, 8, 1121.
3. А. А. Бакеев, Т. П. Нарожняя и др. ТВТ, 1971, 9, 4.
4. П. В. Минаев, В. М. Батенин. ТВТ, 1971, 9, 676.
5. Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов. ЖЭТФ, 1972, 63, 1 (7), 92.
6. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 197.
7. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
8. В. Е. Фортов, Б. Н. Ломакин, Ю. Т. Красников. ТВТ, 1971, 9, 5, 869.
9. Б. М. Ковалев, П. П. Кулик, В. А. Рябый. ИФЖ, 1972, 22, 1, 92.

УДК 536.46+537.56+539.124

#### ОБ ИЗМЕРЕНИИ КОНСТАНТ СКОРОСТИ РЕКОМБИНАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАМЕНАХ

Г. В. Карачевцев  
(Долгопрудный)

Известно, что во фронте пламени концентрации заряженных частиц могут значительно превышать равновесные [1—3]. В углеводородном пламени наиболее вероятным процессом неравновесной химической ионизации является



Обычно предполагается [1, 2], что реакция (1) существенна только в узкой зоне фронта пламени, а ниже по потоку происходит только рекомбинация заряженных частиц, описываемая уравнением

$$d[\text{CHO}^+]/dt = -k[\text{CHO}^+][e] = -k[\text{CHO}^+]^2. \quad (2)$$

Измеряя концентрацию ионов  $n^+ = [\text{CHO}^+]$  вдоль потока продуктов сгорания, определяют константу скорости рекомбинации  $k$  с помощью соотношения

$$1/n^+ = 1/n_0^+ + k(t - t_0), \quad (3)$$

где  $n_0^+$  — концентрация заряженных частиц в начальный момент времени  $t_0$ .

В работе [2] было обнаружено, что измеренная таким способом константа скорости рекомбинации в ацетиленовом пламени сильно зависит от процентного состава горючей смеси. Этот интересный эффект авторы [2] объяснили образованием отрицательных ионов при составе смеси, отличающемся от стехиометрического. В настоящем сообщении обращается внимание на другое возможное объяснение этого эффекта.

При некотором соотношении горючего и окислителя может оказаться, что в продуктах сгорания на значительном расстоянии от фронта пламени сохраняются существенные неравновесные концентрации радикалов  $\text{CH}$  и  $\text{O}$ . Если считать, что концентрации  $\text{CH}$  и  $\text{O}$  равны ( $[\text{CH}] = [\text{O}] = N$ ) и реакция (1) является единственным существенным процессом, определяющим зависимость от времени  $N$  после прохождения потоком зоны пламени, то для зависимости от времени концентрации ионов получим уравнение

$$dn^+/dt = -kn^+ + k'N_0^2/[1 + k'N_0(t - t_0)]^2$$

( $N_0$  — концентрация радикалов при  $t=t_0$ ), которое сводится к уравнению Риккати