

СВЧ-РАЗРЯД В ГЕЛИИ

В. М. Батенин, В. С. Зродников, В. Ф. Чиннов

Источником гелиевой плазмы атмосферного давления служил СВЧ-плазмотрон коаксиального типа, зона разряда в котором создавалась вихревой стабилизацией кварцевой трубкой с соплом. Частота электромагнитного поля $\omega = 10^{10}$ сек $^{-1}$, и в плазме атмосферного давления при небольших степенях ионизации $v_{эф} = v_{ea} + v_{ei} \gg \omega$. Вследствие этого и в случае слабоионизованной плазмы ($v_{ea} \gg v_{ei}$) правая часть уравнения баланса энергии для электронного газа содержит только упругие потери

$$T_e - T_a = \frac{2e^2 E^2}{3kT\delta(\omega^2 + v_{эф}^2)} \approx \frac{2e^2 E^2}{3k\delta_{упр} v_{ea}^2}. \quad (1)$$

С учетом того, что сечение упругого рассеяния электронов на атоме гелия в области энергий 0,5–2 эв практически неизменно [1], а его усредненное значение $\langle Q_{ea} \rangle = 8,4 \cdot 10^{-16}$ см 2 , уравнение (1) позволяет найти простую связь между T_e , T_a и E

$$T_e/T_a = 0,5 + \sqrt{0,25 + 3,5 \cdot 10^{-3} E^2}, \quad (E - \text{в см}). \quad (2)$$

Полученное соотношение может быть использовано для определения одного из параметров плазмы.

Плазменное образование цилиндрической формы длиной ~ 40 и диаметром 4 мм исследовалось при расходе газа 0,1 г/сек и полной вкладываемой в плазму мощности 900 Вт. Использовался гелий высокой чистоты с примесями не более 0,1%. Спектральные измерения при наблюдении в радиальном направлении велись с помощью спектрографа ИСП-30 (скрещенного с интерферометром Фабри – Перо ИТ-28-30) и монохроматора МДР-3 с дифракционной решеткой 1200 штр/мм, обеспечивающей дисперсию 13 Å/мм. На фотопластинке регистрировался спектр излучения гелиевой плазмы в интервале 2000–6000 Å с распределением интенсивности вдоль оси разряда. При скрещивании с ИТ-28-30 (выбранная толщина кольца интерферометра 0,5 см) на высокочувствительную пленку регистрировались интерференционные картины в свете линий He I 5876 и 3889 Å. С помощью монохроматора и сканирующего зеркала записывались радиальные распределения интенсивности излучения спектральных линий и континуума. Монотонный характер (без провалов и плато в центре разряда) пересчитанных с использованием преобразования Абеля распределений по радиусу интенсивностей спектральных линий He I 4471, 3889 Å и континуума указывает на то, что плазма является слабоионизованной $n_e \ll n_a$.

Концентрация и температура электронов могут быть определены по заселенности высоковозбужденных уровней гелия, если для них выполняется критерий преобладания ударных процессов над радиационными [2]. Оценка показывает, что для уровней с главным квантовым числом $n \geq 4$ этот критерий выполняется при $n_e \geq 10^{13}$ см $^{-3}$. Характер заселения излучающих уровней атома гелия в осевой зоне разряда показан на рис. 1. Используя метод определения T_e по заселенности трех уровней [3]: 4^3D (4471 Å), 5^3D (4026 Å) и 6^3D (3820 Å), энергия связи которых удовлетворяет критерию ЧЛТР [2], определяем температуру электронов на оси разряда: $T_e = 19\,000 \pm 2000^\circ$ К. Концентрацию электронов найдем, используя значение $T_e = 19\,000^\circ$ К и приводимое в [3] соотношение между заселенностью двух высоковозбужденных уровней гелия (4^3P и 5^3P) и концентрацией свободных электронов: $n_e = 0,5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Температура тяжелой компоненты определялась по доплеровским ширинам спектральных линий. Анализ механизмов уширения линий He в плазме с параметрами $n_e = 10^{13} + 10^{15}$ см $^{-3}$ и $T_e = 10\,000 + 20\,000^\circ$ К показывает, что для сильных мультиплетов 5876, 3889 Å преобладающим является Доплер-эффект. Полуширины этих линий, полученные с помощью интерферограмм, дают температуру атомов $T_a = 6500 \pm 500^\circ$ К. Поскольку плазма слабоионизованная, концентрация нейтралов в осевой зоне

$$n_a \approx P_{\Sigma} / kT_a = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Справедливость полученного значения электронной температуры может быть подтверждена следующей оценкой. Уравнение кинетики для электронного газа вследствие значительной неравновесности плазмы ($y_e = n_e/n_a \ll 1$) и малой роли неупругих процессов содержит только два члена: ударная ионизация компенсируется потоком зарядов вследствие амбиполярной диффузии, так называемый режим ионизации, типичный для неравновесной плазмы с большими градиентами параметров, см. [4], подтверждением чему служит и характер заселения возбужденных уровней, рис. 1. Следствием этого является условие $\beta_n(T_e) n_a \tau_D \approx 1$. Время диффузии $\tau_D = R_0^2 / 6D_0 \approx 10^{-4}$ сек, величина $R_0 = 0,2$ см соответствует оптическому радиусу разряда, а D_0 рассчитывается с использованием данных [5] и экспериментальных значений T_e , T_a , n_e и n_a . Полученное из названного условия значение коэффициента ионизации β_n согласно [4] соответствует $T_e \approx 20\,000^\circ$ К.

Наблюдаемый в интервале 2400–6000 Å континуум гелиевой плазмы не имеет характерных порогов фотоионизации в области длин волн 3680–2600 Å (пороги 2^1P^0 ,

2^1S , 2^3P^0 , 2^3S) и согласно условию преобладания тормозных процессов на атомах над тормозными процессами на ионах [6] $n_e/n_a \ll 10^{-3} \langle Q_{ea} \rangle T_e^{-2}$; $\langle Q_{ea} \rangle$ в л.а.^2 , T_e в эв может быть отождествлен как тормозной континуум на атомах гелия. Сопоставление экспериментальных значений интенсивности непрерывного спектра с расчетом согласно [6, 7], представленное на рис. 2, показывает, что частотная зависимость соответствует $T_e \approx 16\ 000^\circ\text{K}$, а абсолютные значения интенсивности несколько меньше расчетных значений при $n_e \cdot n_a = 0,6 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-6}$ и $T_e = 19\ 000^\circ\text{K}$.

Исходя из величины вкладываемой в плазму мощности $P = 900 \text{ вт}$, геометрии разряда и полученного из радиальных распределений характера изменения $\sigma(r)$, определяем величину среднего эффективного греющего поля $\bar{E} = \sqrt{P/\sigma} = \sqrt{1800 \text{ вт/см}^2 / 0,2 \text{ мо/см}} = 95 \text{ в/см}$. Оценка затухания поля в рассматриваемой

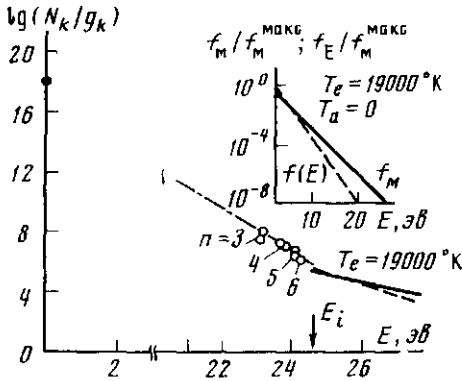


Рис. 1. Экспериментальные заселенности уровней гелия и вид функции распределения электронов по энергиям

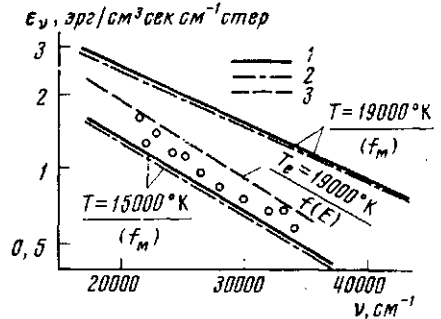


Рис. 2. Сопоставление экспериментально измеренной интенсивности континуума с расчетами [6, 7]:

1 — [6]; 2 — [7]; 3 — с учетом реальной функции распределения

плазме показывает, что напряженность поля на оси разряда составляет примерно половину от величины E . Подстановка в уравнение (2) $E_0 = 50 \text{ в/см}$ приводит к отношению $T_e/T_a = 3,5$, тогда как $(T_e/T_a)_{\text{экс}} \approx 3$.

Выполненный в пренебрежении электрон-электронными взаимодействиями расчет функции распределения электронов по скоростям* объясняет по крайней мере качественное названное расхождение. Из анализа реальной функции распределения (рис. 1, а) следует, что она характеризуется более крутым спадом, а в области энергий $< 3 \text{ эв}$ — и большими значениями по сравнению с максвелловской функцией распределения, которая использовалась для определения $\sigma = f(T_e, n_e, n_a)$. В случае отличия функции распределения от равновесной выражение для электропроводности слабоионизованной плазмы имеет вид [8]

$$\sigma = \frac{4\pi e^2}{3} \int \frac{v(v)v^3}{\omega^2 + v^2(v)} \frac{\partial f_0}{\partial v} dv. \quad (3)$$

Как видно из рис. 1, определяющая значение электропроводности величина $\partial f_0/\partial v$ заметно возрастает (f_0 — симметричная часть реальной функции распределения). Это должно приводить к увеличению σ и, следовательно, к уменьшению различия между $T_e/T_a = f(\sqrt{P/\sigma})$ и $(T_e/T_a)_{\text{экс}}$.

Следует отметить, что полученные авторами [6, 7] соотношения для интенсивности тормозного континуума в исходной форме содержат реальную функцию распределения $f(E)$, тогда как конечный вид формул, используемых при построении зависимостей на рис. 2, предполагает максвелловское распределение. На рис. 2 пунктиром нанесена интенсивность ϵ_{ν}'' согласно [7] при использовании реальной функции.

Таким образом, СВЧ-разряд в гелии, характеризующийся удельным энерго-вкладом $\sim 2 \text{ квт/см}^2$, обнаруживает значительный отрыв электронной температуры от атомной; при этом функция распределения электронов по скоростям вследствие низкой плотности зарядов $n_e \approx 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и довольно высокой ($\sim 50 \text{ в/см}$) напряженности внешнего поля может отличаться от максвелловской.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12 III 1975

* Авторы выражают благодарность А. А. Белевцеву за выполненный расчет.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. S. Frost, A. V. Phelps. Phys. Rev., 136, 1538, 1964.
2. Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, 1968.
3. В. С. Воробьев, М. В. Железняк. Оптика и спектроскопия, 35, 619, 1973.
4. Л. М. Виберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. Успехи физ. наук, 107, 353, 1972.
5. R. S. Devoto, C. P. Li, J. Plasma Phys., 2, 17, 1968.
6. О. Б. Фирсов, М. И. Чибисов. Ж. эксперим. и теор. физ., 39, 1770, 1960.
7. В. А. Касьянов, А. П. Старостин. Ж. эксперим. и теор. физ., 48, 295, 1965.
8. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1967.

УДК 621.564.25

ПАРАМЕТРЫ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ЛЕННАРД-ДЖОНСА (12-6), ШТОКМАЙЕРА (12-6-3) 6-ЭХР И КИХАРЫ ДЛЯ ДИФТОРМОНОХЛОРЕТАНА CHF_2Cl

Р. К. Никульшин, Е. Ф. Петриман, Д. А. Боскис

Межмолекулярные модельные потенциалы в настоящее время широко используются при расчетах различных свойств веществ. При этом параметры таких потенциалов находят из экспериментальных данных и, в частности, из данных по вязкости газов.

Дифтормонохлорметан (CHF_2Cl) — это слабополярный газ [1], что позволяет использовать данные по его вязкости для определения параметров межмолекулярных потенциалов, как для неполярных, так и для полярных веществ с последующей проверкой воспроизводимости расчетных и экспериментальных значений вязкости.

Используя имеющиеся в [2] данные по вязкости дифтормонохлорметана, авторы методом трансляции координатных осей определили параметры наиболее употребительных потенциалов Леннард-Джонса (12-6), Штокмайера (12-6-3), 6-эчр и Кихары.

1) Потенциал Леннард-Джонса (12-6):

$$U(r) = 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right],$$

$U(r)$ — потенциал парного взаимодействия; ϵ — глубина потенциальной ямы; σ — эффективный диаметр молекул;

$$U(\sigma) = 0; \quad U(r_m) = \epsilon; \quad r_m = \sqrt[6]{2} \sigma.$$

2) Потенциал Штокмайера (12-6-3):

$$U(r) = 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 + \delta \left(\frac{\sigma}{r} \right)^3 \right],$$

$\delta = \mu^2 / 4\epsilon\sigma^3$ — приведенный дипольный момент; μ — дипольный момент. Потенциал учитывает диполь-дипольное взаимодействие.

3) 6-эчр:

$$U(r) = \frac{\epsilon}{[1 - (\delta/\alpha)]} \left\{ \frac{\delta}{\alpha} \exp \left[\alpha \left(1 - \frac{r}{r_m} \right) \right] - \left(\frac{r_m}{r} \right)^6 \right\},$$

α характеризует крутизну отталкивающей части потенциала

$$U(r_m) = -\epsilon.$$

4) Потенциал Кихары:

$$U(r) = 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma - a}{r - a} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma - a}{r - a} \right)^6 \right],$$

a — диаметр «твердого ядра» молекулы.

Обозначив $\gamma = a/\sigma$ и $r^* = r/\sigma$, записывают потенциал Кихары следующим образом:

$$U(r) = 4\epsilon \left[\left(\frac{1 - \gamma}{r^* - \gamma} \right)^{12} - \left(\frac{1 - \gamma}{r^* - \gamma} \right)^6 \right].$$

При $\gamma = 0$ потенциал переходит в потенциал (12-6). Значения параметров приведены в таблице; r_m соответствует минимуму; σ — нулевому значению потенциальной энергии взаимодействия соответственно.