

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ξ -ФАКТОРА
ДЛЯ ДВУКРАТНЫХ ИОНОВ АРГОНА

Н. С. Вержилек, Л. С. Николаевский и И. В. Подмошенский

В плазме с преимущественной концентрацией двукратных ионов аргона, полученной в стабилизированной импульсной дуге, произведены измерения ξ -фактора при $P=0.1$ атм и $T=25\ 000$ К. Показано, что в спектральной области $3500\text{--}7000$ Å ξ -фактор близок к единице. Экспериментальные результаты сопоставляются с теорией.

Если в настоящее время рекомбинационно-тормозной континуум в поле однократного иона аргона Ag II изучен достаточно полно [1-4], то этого нельзя сказать о втором ионе аргона Ag III. Дело тут не в принципиальных трудностях, а в отсутствии подходящего источника, который бы позволил создать газовую плазму необходимой температуры и давления. В то же время знания сечений фотопоглощения или ξ -факторов, относящихся ко второму иону аргона, приобретают немаловажное значение, поскольку они необходимы при проведении расчетов излучения высокотемпературной ($T > 20\ 000$ К) плазмы.

В данной работе впервые произведены подобные измерения. Ag-плазма создавалась в стабилизированной импульсной дуге, позволяющей получить столб однородной вдоль оси и стационарной плазмы вполне определенного состава, давления и температуры [5]. Измерения проводились при двух давлениях: $P=1.0$ атм и $P=0.1$ атм и соответствующих токах: $i=800$ и 400 А. Способ регистрации спектров — фотографический; длина дугового столба 40 см; радиус ограничивающих трубок 0.5 см.

Первый этап работы был связан с измерением коэффициентов непрерывного испускания ϵ , и температуры при $P=1.0$ атм. Он преследовал двоякую цель: во-первых, проверить теорию излучения для первого тока при более высоких температурах (упомянутые работы [1-4] относятся к $T \leq 16\ 000$ К) и, во-вторых, проверить на хорошо изученном газе всю диагностику, применявшуюся ранее [6-8] при измерении континуума азота, кислорода и воздуха. Метод измерения ϵ , и T абсолютный. В качестве эталонного излучателя применялся источник непрерывного излучения ЭВ-45 с яркостной температурой $T=39\ 000$ К.

Температура определялась по абсолютным интенсивностям оптически тонких линий Ag II: $\lambda=3181.0$, 3350.93 и 3888.53 Å, вероятности переходов для которых были заимствованы из [9]. Использовать для измерения линии Ag II, рекомендованные в [10], не представилось возможным, поскольку в случае осевых наблюдений эти линии оказались реабсорбированными. Полученное при $P=1.0$ атм значение температуры составило $20\ 000 \pm 500$ К. Если положить радиус токового канала $r=0.45$ см, то это значение температуры хорошо согласуется с корреляционной зависимостью между средней плотностью тока и осевой температурой, построенной на основании многочисленных работ в [11]. Состав аргоновой плазмы при $P=1.0$ атм и $T=20\ 000$ К, согласно [12], составляет: $n_e \approx n^+ = 1.87 \times 10^{17}$ см⁻³, $n^{++} = 1.89 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

На втором этапе были измерены коэффициенты испускания континуума ϵ , при $P=0.1$ атм. Как было показано ранее [13], при этом давле-

нии и $T=25\ 000\ \text{K}$ аргоновая плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. При этом плазма состоит из: $n_e=2.0 \times 10^{16}$, $n^+=1.67 \cdot 10^{15}$, $n^{++}=8.33 \cdot 10^{15}\ \text{см}^{-3}$ и, следовательно, в ней имеется $\sim 85\%$ двукратных ионов аргона n^{++} . В этом случае для определения ϵ , был использован относительный метод измерения, при котором в качестве вторичного эталона использовалось стабильное излучение аргоновой плазмы при $P=1.0\ \text{атм}$. Результаты измерений ϵ , для обоих давлений представлены на рис. 1.

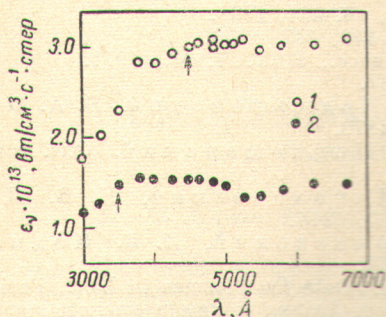


Рис. 1. Интенсивность континуума аргоновой плазмы.

Стрелками отмечено положение смещенных границ фотоионизации. 1 — $P=1\ \text{атм}$, $T=20\ 000\ \text{K}$; 2 — $P=0.1\ \text{атм}$, $T=20\ 000\ \text{K}$; 3 — $P=0.1\ \text{атм}$, $T=25\ 000\ \text{K}$.

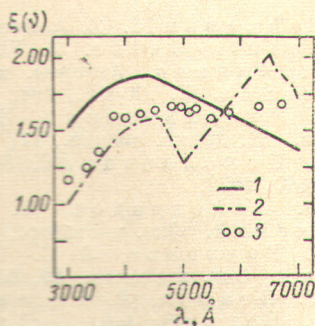
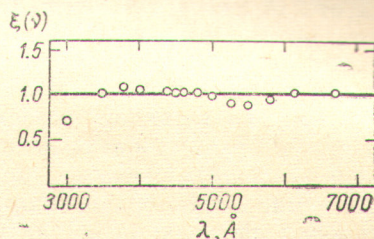


Рис. 2. Функция $\xi(\nu)$ для атома аргона.

$T_e=20\ 000\ \text{K}$, $p=1.0\ \text{атм}$. 1 — расчет по [14], 2 — расчет по [15], 3 — данный эксперимент.

Сравнение с теорией, как это принято, производится путем сопоставления функций $\xi(\nu)$. Как видно из рис. 2, все экспериментальные точки при $P=1.0\ \text{атм}$ и $T=20\ 000\ \text{K}$ лежат между теоретическими кривыми, построенными по Биберману [14] и Шлютеру [15], которые отличаются друг от друга в области спектра $3000\text{--}7000\ \text{\AA}$ в среднем на $30\text{--}50\%$. В отличие от данных Шлютера спектральный ход их не выявляет рекомбинационных скачков. Однако в интервале длин волн $5650\text{--}5750\ \text{\AA}$ наблюдается полное совпадение как теоретических, так и экспериментальных значений.

Рис. 3. Фактор $\xi(\nu)$ для иона Ag II , определенный из эксперимента; $T_e=25\ 000\ \text{K}$, $p=0.1\ \text{атм}$.



При $P=0.1\ \text{атм}$ и $T=25\ 000\ \text{K}$ измеренный континуум Ag -плазмы представляет собой сумму рекомбинационно-тормозного излучения в поле первых n^+ и вторых n^{++} ионов аргона

$$\epsilon_{\nu}^{\text{в}} = 6.36 \cdot 10^{-47} n_e (kT)^{-1/2} \left[n^+ \xi^0(\nu) e^{\frac{\hbar \Delta \nu_a}{kT}} + n^{++} \xi^+(\nu) z^2 e^{\frac{\hbar \Delta \nu_i}{kT}} \right], \text{ если } \nu \leq \nu_{\text{гр}}.$$

Оптические сдвиги порогов фотоионизации $\Delta \nu_a$ и $\Delta \nu_i$ (рис. 1) имеют практически одинаковую величину, что можно объяснить их слабой зависимостью ($\sim z^{1/3}$) от электрического поля. В нашем случае $\Delta \nu \approx 3600\ \text{см}^{-1}$. Наблюдаемый сдвиг примерно на $1500\ \text{см}^{-1}$ больше вычисленного по формуле Инглиса—Теллера и несколько меньше величины, получаемой из экспериментальной зависимости Батенина и Минаева [16].

Следовательно, чтобы определить $\xi^+(\nu)$ -фактор для ионов аргона, достаточно из наблюдаемого суммарного коэффициента испускания $\epsilon_{\nu}^{\text{в}}$ вычесть небольшую долю излучения, относящуюся к первым ионам аргона n^+ . Как видно из рис. 3, $\xi(\nu)$ -фактор для двукратного иона аргона имеет постоянное, близкое к единице значение в спектральной области 3500--

7000 Å. Этот результат хорошо согласуется с теорией [14]. Следует отметить, что результаты данных измерений можно распространить на двукратно ионизованный азот и кислород, поскольку континуумы последних в видимой области спектра обуславливаются рекомбинацией на возбужденные состояния $3d$ ионов азота и кислорода, энергии связи которых подобны энергии связи смещенных уровней ионов аргона $3p'$.

Литература

- [1] R. Schnarauff. *Z. Astrophysik*, **68**, 431, 1968.
- [2] E. Schulz-Gulde. *Z. Physik*, **230**, 449, 1970.
- [3] П. В. Минаев. Автореф. канд. дис., ИВТАН, М., 1971.
- [4] B. Wende. *Z. Physik*, **198**, 1, 1967.
- [5] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский, Б. А. Филиппов. *Ж. прикл. спектр.*, **12**, 615, 1970.
- [6] Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский. *Опт. и спектр.*, **22**, 460, 1972.
- [7] В. Ю. Виноградов, Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский. *Опт. и спектр.*, **37**, 387, 1974.
- [8] Н. С. Груздева, Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский. *Опт. и спектр.*, **36**, 857, 1974.
- [9] H. W. Drawin, P. Felenbok. *Date for Plasmas in LTE*. Paris, 1965.
- [10] В. М. Гольдфарб. В сб.: *Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы*. «Наука», М., 1971.
- [11] В. М. Гольдфарб. *ТВТ*, **11**, 180, 1973.
- [12] H. N. Olsen. *Proc. V Biennial Gas Dynamics Sympos.*, 1964.
- [13] Н. С. Груздева, Л. С. Николаевский, И. В. Подмошенский. *Опт. и спектр.*, **37**, 1002, 1974.
- [14] L. M. Viberman, G. E. Norman. *JQSRT*, **3**, 221, 1963.
- [15] D. Schlüter. *Z. Astrophys.*, **61**, 67, 1965.
- [16] В. М. Батенин, П. В. Минаев. *ТВТ*, **7**, 604, 1969.

Поступило в Редакцию 22 июня 1977 г.
