

## ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В РТУТНОЙ ПЛАЗМЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

П. В. Минаев

Проведены измерения интенсивности излучения атомных линий в плазме ртути. Обнаруженное согласие с расчетом при малой плотности зарядов ( $N_e = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $p = 0.66 \text{ атм}$ ) нарушается с ростом плотности ( $N_e = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $p = 39 \text{ атм}$ ), так как измеренные интенсивности спектральных линий оказываются на два порядка ниже расчетных. Получено удовлетворительное согласие с теорией, учитывающей исчезновение линий вблизи порогов фоторекомбинации. Экспериментальные данные свидетельствуют о смене механизма перехода линейчатого излучения в непрерывное с ростом плотности зарядов. Показано, что обнаруженное снижение интенсивности линий, если его не учитывать, может привести к грубым ошибкам в диагностике. Вместе с тем это явление предлагается использовать для диагностики параметров плотной плазмы. Отмечается оставшийся небольшой по величине сдвиг порога фоторекомбинации.

1. При диагностике низкотемпературной плазмы спектроскопическими методами часто проводятся измерения абсолютных интенсивностей спектральных линий. Известные величины вероятностей переходов предполагаются не зависящими от параметров плазмы. Однако в литературе существуют теоретические [1] и экспериментальные [2] указания на то, что в плазме с высокой плотностью зарядов это предположение не оправдывается. Ранее было показано, что вследствие воздействия микрополей верхние возбужденные состояния атомов не реализуются [3], а спектральные линии «растворяются» [4]. Это приводит, например, в спектрах излучения к исчезновению высших членов спектральных серий, что при определенных параметрах плазмы может быть экспериментально зафиксировано [2]. Интенсивность линий уменьшается практически до полного их исчезновения. С другой стороны, в спектре всегда есть линии, обусловленные переходами с глубоко лежащих возбужденных состояний, не подверженных воздействию микрополей плазмы, а также частично «растворенные» [4], интенсивность которых заметно ниже величин, рассчитанных без учета явления нереализации. В данной работе на примере ртути в продолжение исследования [2] проводятся измерения интенсивности последних реализующихся спектральных линий с целью количественного анализа явления нереализации и сопоставления с теорией.

2. Техника и методика эксперимента. Исследовалась плазма, получаемая в стандартных выпускаемых промышленностью ртутных кварцевых лампах высокого (ПРК-4) и сверхвысокого давления (ДРШ-250). Лампы были подобраны с целью получения существенно отличающихся по плотности зарядов состояний плазмы. Вертикально установленные лампы с верхним электродом — катодом включались в цепь постоянного тока последовательно с балластным сопротивлением. Давление в лампах рассчитывалось, согласно формулам [5], связывающим его с электрическими и геометрическими характеристиками лампы.

Регистрация излучения плазмы проводилась на спектрографе ДФС-13 (4 Å/мм) фотографическим методом. При абсолютных измерениях интен-

сивности линий в качестве эталонного использовалось излучение анодного кратера угольной дуги [6]. Зарегистрированное на фотопластинках распределение излучения поперек дугового столба для линий и континуума пересчитывалось в радиальное с помощью интегрального уравнения Абея. Приведенные данные по интенсивности линий и диагностике плазмы относятся к оси дугового столба.

3. Диагностика параметров плазмы. Предполагая локальное термодинамическое равновесие для осевой зоны столба плазмы, мы использовали спектральные методы определения температуры по спаду континуума от фоторекомбинации в состоянии  $7s^1S_0$ ,  $7s^3S_1$  и концентрации электронов от абсолютной интенсивности континуума плазмы на частоте  $0.7 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Более подробно особенности использования этих методов для диагностики ртутной плазмы изложены в [2]. В лампе ПРК-4 в номинальном режиме этими методами были определены осевые значения температуры  $T=6800 \pm 1000 \text{ К}$  и концентрации электронов  $N_e=(5.0 \pm 1.2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , в режиме перегрузки  $N_e=(1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а в лампе ДРШ-250 соответственно  $T=9000 \pm 1500 \text{ К}$  и  $N_e=(4.0 \pm 0.8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Измеренным значениям концентрации электронов соответствуют равновесные значения температуры  $T=6450 \pm 200$ ,  $7200 \pm 200$  и  $8400 \pm 300 \text{ К}$ , согласующиеся с измерениями по спаду континуума. Указанная погрешность определяется ошибкой измерения абсолютной интенсивности континуума. Погрешность параметров плазмы будет на самом деле несколько выше из-за некоторой неопределенности использованного значения  $\epsilon$ -фактора для ртути [7]. Ниже для сопоставления будут указаны значения температур, полученные из измерений интенсивности атомных линий ртути.

4. Интенсивности линий. Были выбраны четыре атомные линии ртути с длинами волн  $3341.48 (8s^3S_1-6p^3P_2^0)$ ,  $2925.41 (9s^3S_1-6p^3P_2^0)$ ,  $2893.59 (8s^3S_1-6p^3P_1^0)$  и  $2752.78 \text{ \AA} (8s^3S_1-6p^3P_0^0)$ . Верхние возбужденные уровни переходов лежат достаточно близко к границе ионизации (главное квантовое число  $n=8-9$ ), так что их интенсивности относительно невелики. Контуров линий не свидетельствуют о существовании самообращения, а по оценкам оно невелико. С другой стороны, это последние линии в сериях, для которых известны вероятности переходов [8].

В [4] для оценки степени исчезновения линии вводится фактор «растворения»  $W_n$ , равный отношению интенсивности линии с учетом явления нереализации к ее интенсивности без учета этого явления. Там же рассчитана зависимость  $W_n$  для водорода от плотности зарядов, главного квантового числа уровня и температуры. От последней фактор «растворения» зависит слабо.

В настоящей работе были измерены интенсивности атомных линий (последних трех из перечисленных выше) для плазмы в лампе ПРК-4 в номинальном режиме. Эти величины, отнесенные к интенсивностям, рассчитанным по известным вероятностям перехода и параметрам плазмы, дают численные значения фактора «растворения», близкие к единице (рис. 1). Это вполне соответствует тому, что определенная по интенсивности линий температура, равная  $6350 \pm 150 \text{ К}$ , согласуется с результатами диагностики по континууму плазмы.

Для плазмы в лампе ДРШ-250 также были измерены интенсивности атомных линий (первых трех из перечисленных выше). Полученные значения фактора «растворения» много меньше единицы (рис. 1). Этому соответствует более низкие значения температуры, определенной по интенсивности линий ( $\sim 6000 \text{ К}$ ), относительно температуры, определенной по континууму.

Значительное снижение интенсивности линий, обусловленных переходами с высоковозбужденных состояний, лежит далеко за пределами возможных погрешностей и подтверждает постепенное исчезновение спектральных линий в соответствии с явлением нереализации. Учет эффекта Эберхардта приведет к некоторому дополнительному снижению фактора  $W_n$ .

Хорошее совпадение экспериментальных значений фактора «растворения» с расчетной зависимостью (рис. 1), по-видимому, в какой-то мере случайно вследствие различий схем термов ртути и водорода, ибо экспериментальные точки заметно сдвигаются влево при пересчете главных квантовых чисел возбужденных уровней ртути на соответствующие им по энергиям главные квантовые числа уровней водорода.

Таким образом, при повышенных плотностях зарядов в плазме наблюдается снижение интенсивности спектральных линий переходов с высоковозбужденных состояний, обусловленное воздействием микрополей. Вероятности переходов уменьшаются [1]. Использование таких линий для диагностики может привести к значительным ошибкам. Выражение

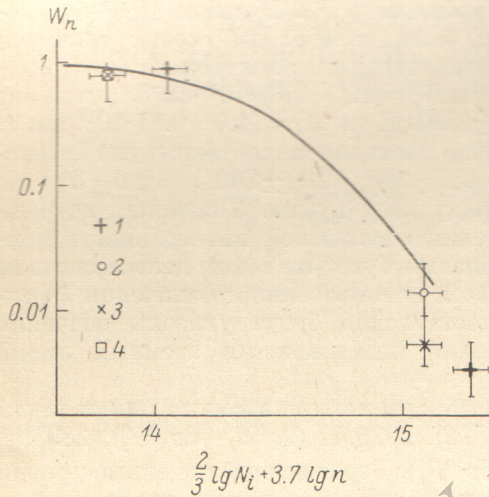


Рис. 1. Зависимость фактора «растворения» спектральных линий от плотности зарядов ( $N_i = N_e$ ) и главного квантового числа излучающего уровня.

Кривая — расчет для водорода ( $T=20\,000\text{ К}$ ) [4], точки — экспериментальные данные: 1 — Hg I (2925.41), 2 — Hg I (3341.48), 3 — Hg I (2893.59), 4 — Hg I (2752.78 Å).

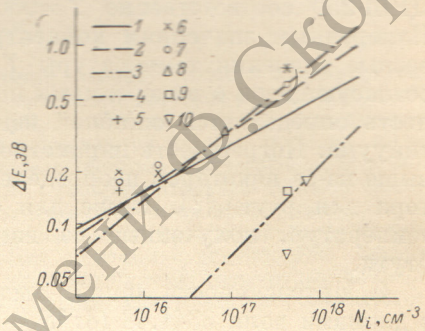


Рис. 2. Зависимость границы перехода линейчатого излучения в непрерывное от плотности зарядов.

Теория: 1 — [9], 2 — [2], 3 — [4], 4 — [11]. Экспериментальные данные: (по первой исчезнувшей ртутной линии в сериях), 5 —  $ns^2S_0 - 6p^1P_0$ , 6 —  $ns^3S_1 - 6p^1P_0$ , 7 —  $ndD - 6p^1P_0$  (по положению фоторекомбинационного порога), 8 — в аргоне [10] (остаточные сдвиги порогов), 9 — в ртути [2], 10 — в аргоне [10].

для оценки области нереализации уровней дано в [2], однако область энергий, в которой уровни подвергаются статистическому воздействию микрополей, больше. Частично «растворенные» линии перспективны с точки зрения создания новых методов диагностики плотной плазмы.

5. На сложность явлений, происходящих при переходе линейчатого излучения в непрерывное, указывалось в [7] и к настоящему времени предложены различные механизмы перехода [9, 7, 1]. На рис. 2 представлены расчетные зависимости, определяющие границу перехода линейчатого излучения в континуум. Пересечение кривой, соответствующей слиянию линий вследствие штарковского уширения, с кривой, определяющей границу нереализации уровней, указывает на смену с ростом плотности зарядов одного механизма другим. Для ртути смена механизмов качественно продемонстрирована на спектрах излучения плазмы [2]. На рис. 2 представлены экспериментальные данные, которые определяют энергию верхнего уровня первой исчезнувшей линии в серии, отсчитываемую от границы ионизации. Точки приведены для двух режимов лампы ПРК-4 и одного — лампы ДРШ-250. Здесь же нанесена точка для аргона [10]. Максимальная погрешность определяется интервалами энергий до соседнего верхнего и нижнего уровня той же серии. В целом экспериментальные данные соответствуют представлениям о смене механизма.

6. В условиях, когда определяющим становится явление нереализации уровней, припороговая область освобождается от линий и порог фоторекомбинации отступает к невозмущенному положению. Однако остается небольшой по величине сдвиг порога фоторекомбинации. Порог несколько размыт из-за статистического характера явления. Эффективный остаточный сдвиг порога определялся по точке перегиба кривой возрастания интенсивности. На рис. 2 приведены несколько экспериментальных точек, соответствующих остаточному сдвигу порога в ртути [2] и аргоне [10]. По величине остаточный сдвиг близок величине снижения потенциала ионизации [11].

В заключение автор выражает благодарность С. В. Калинину за помощь в обработке и Ю. К. Куриленкову за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] Г. А. Кобзев, Ю. К. Куриленков, Г. Э. Норман. Теплофиз. выс. темпер., 15, 193, 1977.
- [2] Ю. К. Куриленков, П. В. Минаев. ЖЭТФ, 74, 563, 1978.
- [3] И. В. Авилова, Г. Э. Норман. Теплофиз. выс. темпер., 2, 517, 1964.
- [4] V. Vujnović. Glaznik mat. — fiz. i astron., 19, 97, 1964; J. Quant. Spectr. Rad. Tr., 10, 929, 1970.
- [5] Г. Н. Рохлин. Газоразрядные источники света «Энергия», М.—Л., 1966.
- [6] J. Euler. Arbeitsmethoden optische Pyrometrie, Leipzig, 1960.
- [7] Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. Усп. физ. наук, 91, 193, 1967.
- [8] П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 22, 169, 1967.
- [9] D. R. Ingliss, E. Teller. Astrophys. J., 90, 439, 1939.
- [10] В. М. Батенин, П. В. Минаев. Теплофиз. выс. температур, 7, 604, 1969; J. Quant. Spectr. Rad. Tr., 18, 171, 1974.
- [11] G. Ecker, W. Kröll. Phys. Fluids, 6, 62, 1963.

Поступило в Редакцию 2 февраля 1978 г.