

## Особенности формирования плазмы в импульсе цезиевого импульсно-периодического разряда

© А.А. Богданов, И.И. Столяров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: a.bogdanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 мая 2023 г.

В окончательной редакции 7 сентября 2023 г.

Принято к публикации 30 октября 2023 г.

Представлены результаты спектроскопических измерений в импульсно-периодическом разряде в парах цезия. Зарегистрированы спектры рекомбинационного континуума в различные моменты времени импульса линейно нарастающего тока (с разрешением  $1 \mu\text{s}$ ) и в распаде. Это позволило определить параметры плазмы: концентрацию и температуру.

**Ключевые слова:** газовый разряд, цезий, рекомбинационный континуум, концентрация плазмы, температура плазмы.

DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56870.100A

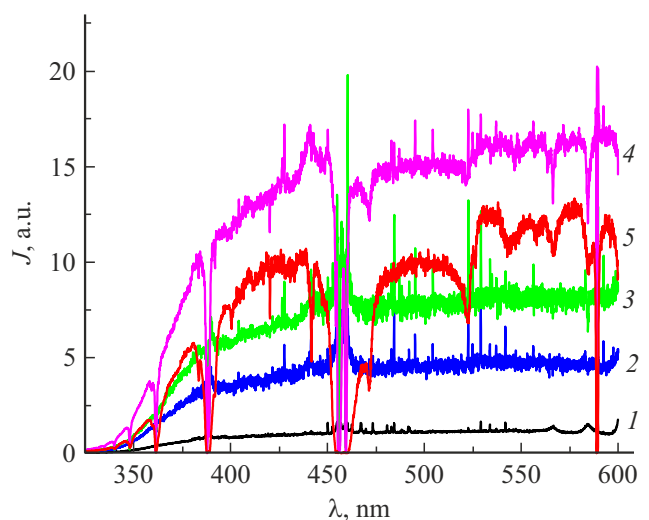
Излучение цезиевых сильноточных осветительных ламп импульсно-периодического разряда (ИПР) формируется в основном за счет 6P- и 5D-рекомбинационных континуумов. В оптимальных по светоотдаче режимах разрядная плазма оптически достаточно плотная в голове 6P-континуума и радиально неоднородная. Тем не менее в [1] было показано, что для исследуемых нами разрядных трубок (горелок) диаметром 5 mm излучение рекомбинационного континуума позволяет без большой ошибки определять температуру электронов  $T$  и концентрацию электронов плазмы  $n_e$  в приосевой центральной области разряда во всей области рабочих давлений паров цезия. Отметим, что в плазме с однозарядными ионами  $n_e = n_i = n$ , где  $n_i$  — концентрация ионов,  $n$  — концентрация плазмы. Целью настоящей работы является диагностика плазмы цезиевого ИПР по рекомбинационному континууму.

Конструкция ламп, на которых проводились исследования, а также методика измерений описаны в [1]. Давление в горелке задавалось температурой ее холодной точки, для поджига холодной лампы использовался ксенон с давлением 40 Torr. Внутренний диаметр горелки из монокристаллического сапфира составлял 5 mm, межэлектродное расстояние 22 mm, диаметр витых вольфрамовых электродов 2 mm. Питание лампы осуществлялось от генератора тока импульсами чередующейся полярности с линейно нарастающим током длительностью 20–50  $\mu\text{s}$  с быстрым (2–3  $\mu\text{s}$ ) обрывом. Спектроскопические измерения выполнялись на монохроматоре МДР-23 методом стробируемого интегрирования с временным разрешением  $\sim 1 \mu\text{s}$ . В качестве приемника излучения использовался ФЭУ-79.

На рис. 1 представлена серия спектров, зарегистрированных для широкого диапазона мощностей лампы и соответственно давлений паров цезия  $p_{\text{Cs}}$  при одном и том же импульсе тока амплитудой  $I_m = 60 \text{ A}$  и длительностью  $\tau = 30 \mu\text{s}$ . Увеличение средней электрической

мощности  $P$ , вкладываемой в разряд, осуществлялось при этом за счет увеличения частоты следования импульсов  $f$ . При увеличении мощности (и давления) становится сильной реабсорбция континуума, что приводит даже к уменьшению его интегрального излучения начиная примерно с 200 W (см., например, спектр 5, оценка давления  $\sim 1 \text{ atm}$ ).

Измерения показали, что при мощности 90 W в спектрах в диапазонах 390–405 и 450–520 nm появляются провалы в интенсивности, которые увеличиваются с ростом мощности разряда (давления цезия). Эти провалы вызваны поглощением молекулами  $\text{Cs}_2$ . Известно, что равновесные пары цезия содержат кроме атомов Cs еще и молекулы  $\text{Cs}_2$ , причем с ростом давления относительная доля молекул растет и при давлении



**Рис. 1.** Спектры разряда с максимальным током 60 А при изменении средней мощности.  $P$ , W: 1 — 20, 2 — 44, 3 — 67, 4 — 107, 5 — 324 (давление цезия от  $\sim 10$  Torr до  $\sim 1 \text{ atm}$ ).  $\lambda$  — длина волны. Спектры зарегистрированы в конце импульса.

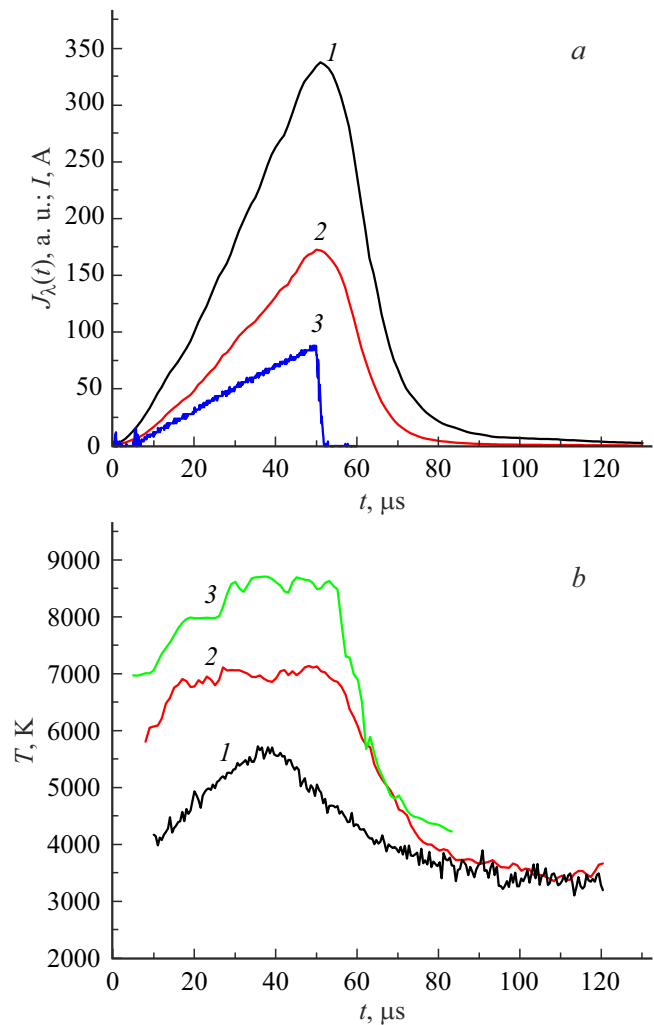
30 Torr составляет 2%, а при 1 atm — 6% [2]. С ростом температуры при постоянном давлении концентрация молекул  $\text{Cs}_2$  уменьшается, поэтому в цезиевой лампе молекулы  $\text{Cs}_2$  сосредоточены в сравнительно холодной (температура  $\sim 1000$  K) узкой пристеночной зоне. Поэтому при прохождении излучения через холодную пристеночную зону в спектре континуума возникают провалы на месте молекулярных полос. Уменьшение интегрального излучения, вызванное молекулярным поглощением, зависит от режима работы лампы и может составлять до 20%. Столь значительное поглощение сказывается даже на светоотдаче лампы, и тем более его необходимо учитывать при диагностике лампы по рекомбинационному континууму. Спектры поглощения  $\text{Cs}_2$  исследуются давно. К настоящему времени получены весьма подробные данные о молекулярных переходах (см., например, [3,4]).

В рамках модели [5] зависимость  $\ln(I_\lambda \lambda^3)$  от  $1/\lambda$  является прямой, из наклона которой определяется температура электронов  $T$ . Отметим, что в случае высокого давления (более 50 Torr) и большой концентрации плазмы температуры электронов, ионов и атомов практически совпадают в большей части горелки. Только в очень узкой пристеночной области наблюдается отрыв температуры электронов. В случае молекулярного поглощения имеются отклонения от прямой в местах молекулярных полос. Естественно, эти участки не следует учитывать при построении прямой и определении ее наклона. Для определения зависимости  $T(t)$  необходима длительная запись 10–15 спектров 6P-континуума в диапазоне длин волн короче 520 nm [1] в различных точках по времени в импульсе и распаде. Можно значительно упростить измерения, зарегистрировав зависимости от времени излучения континуума  $J_\lambda$  на двух длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  из указанного диапазона. Очевидно, что на  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  не должно быть атомарных линий и молекулярного поглощения.

На рис. 2, *b* приведены зависимости температуры от времени, рассчитанные по кривым, представленным на рис. 2, *a*, и еще для двух других режимов, где режимам 2 и 3 на рис. 2, *b* соответствует окончание импульса тока 50  $\mu\text{s}$ , а режиму 1 — 40  $\mu\text{s}$ . Из рисунка видно, что погрешность определения  $T$  составляет  $\pm 300$  K. Систематическая погрешность, связанная с радиальной зависимостью  $T$ , не превышает 5–10% [1].

Калибровка чувствительности системы регистрации по эталонной ленточной лампе позволила получать абсолютные значения интенсивности континуума  $J_\lambda(t)$  и вычислять по ним зависимость концентрации от времени. Типичный результат для зависимости  $n(t)$  приведен на рис. 3 для режима, близкого к режиму 3 на рис. 2, *b*. Погрешность определения концентрации определяется радиальной зависимостью  $T$  и некоторым разбросом значений сечения фоторекомбинации в разных работах. По нашим оценкам эта погрешность составляет  $\pm 50\%$ .

Из рис. 2, *b* видно, что изменение температуры электронов по импульсу существенно зависит от режима

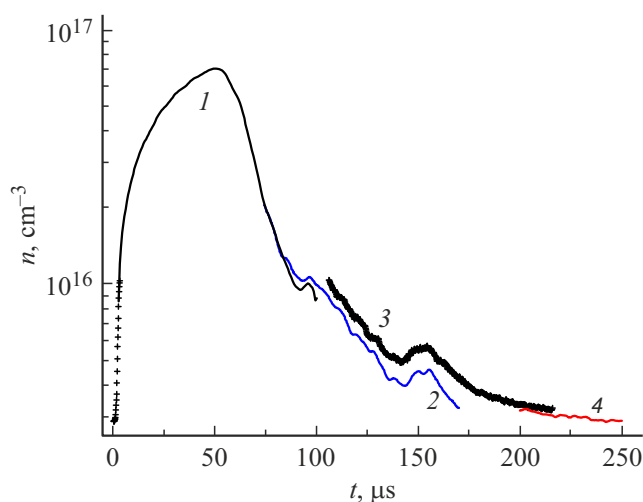


**Рис. 2.** *a* — зависимости  $J_\lambda(t)$  на длине волн  $\lambda = 531$  (1) и 410 nm (2) и тока  $I$  (3) от времени для мощности 105 W; *b* — зависимости  $T(t)$  для мощности  $P = 14$  (1), 105 (2), 92 W (3).

разряда. При больших давлениях (режимы 2, 3) температура электронов быстро возрастает в начале импульса (в первые 5–7  $\mu\text{s}$ ), а в остальной его части, когда, собственно, и формируется плотная плазма, меняется незначительно, в некоторых режимах даже уменьшаясь перед обрывом тока.

Для режима 1 малой мощности и низкого ( $\sim 10$  Torr) давления с распределенным разрядом характер изменения температуры по импульсу совсем иной: температура почти равномерно растет по всему импульсу.

Но на стадии распада, после прекращения подвода энергии к разрядной плазме, ее температура для всех режимов меняется одинаково. Сначала быстро (за время около 30  $\mu\text{s}$ ) происходит уменьшение температуры до 4000–3500 K (рис. 2, *b*). Поскольку в рассматриваемых условиях должно заведомо выполняться локальное термодинамическое равновесие [6], так же быстро падает и концентрация (рис. 3). После этого скорость уменьшения  $T$  и  $n$  снижается. Можно полагать, что



**Рис. 3.** Зависимость концентрации плазмы от времени в ИПР для режима  $I_m = 85$  А,  $f = 515$  Hz,  $P = 75$  W. Участки 1–4 этой кривой были получены при разной ширине щелей монохроматора.

- [4] T. Ban, H. Skenderović, S. Ter-Avetisyan, G. Pichler, Appl. Phys. B, **72** (3), 337 (2001). DOI: 10.1007/s003400000488
- [5] L. Agnew, W.H. Reichelt, J. Appl. Phys., **39** (7), 3149 (1968). DOI: 10.1063/1.1656749
- [6] Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин, Успехи прикладной физики, **5** (6), 525 (2017).

первоначальное быстрое остывание плазмы обусловлено главным образом выходом рекомбинационного излучения. Изменение температуры почти прекращается, когда интенсивность излучения падает на два порядка. Из рис. 3 видно, что концентрация в дальнем распаде меняется медленно, так что к началу следующего импульса сохраняется на уровне по крайней мере  $10^{14}$  см $^{-3}$ . Это хорошо объясняет быстрое развитие разряда в каждом импульсе в отсутствие слаботоочного дежурного разряда. Характерные времена спада в дальнем распаде (1–3 ms) не противоречат оценкам времени амбиполярной диффузии (0.01–0.1 s). Окончательный вывод о столь высокой остаточной концентрации нуждается в дополнительном исследовании.

### Благодарности

Авторы благодарят С.В. Гавриша за предоставление цезиевой лампы и А.М. Марциновского за полезное обсуждение.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] А.А. Богданов, С.В. Гавриш, А.М. Марциновский, И.И. Столяров, Успехи прикладной физики, **8** (5), 326 (2020).
- [2] M. Lapp, L.P. Harris, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, **6** (2), 169 (1966). DOI: 10.1016/0022-4073(66)90035-5
- [3] T. Ban, S. Ter-Avetisyan, R. Beuc, H. Skenderović, G. Pichler, Chem. Phys. Lett., **313** (1-2), 110 (1999). DOI: 10.1016/S0009-2614(99)01049-0