

04;07

## Баланс энергии импульсного излучающего разряда в смеси паров натрия с ксеноном

© Ф.Г. Бакшт, В.Ф. Лапшин

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 29 июля 1996 г.)

1. Разряд в парах Na является эффективным источником видимого излучения [1]. В последнее время активно ведутся работы по созданию на его основе безртутных маломощных натриевых ламп высокого давления [2–4]. Большая часть этих исследований, однако, посвящена стационарному разряду. В то же время импульсный режим горения лампы позволяет добиться значительного улучшения ее световых характеристик [1–3]. Изучение такого режима горения дуги связано с большими трудностями, которые вызваны сильной неоднородностью плазмы, большим разнообразием и нестационарным характером протекающих в ней процессов. В [5] показано, что импульсный разряд характеризуется сложной картиной газодинамических течений компонент, относительное содержание которых меняется по радиусу. В настоящей работе приводятся результаты расчетов баланса энергии в столбе импульсного разряда небольшой мощности  $W = 5–60$  Вт/см. Показано, что доля энергии, излучаемой в видимом диапазоне, достигает 50–55% мощности  $W$ , выделяющейся в единице длины столба разряда, что значительно больше, чем в стационарном разряде высокого давления [1].

2. В расчетах рассматривается импульсный разряд в длинной ( $L \gg R$ ) цилиндрической трубке с внутренним радиусом  $R = 1.5$  мм. Считается, что трубка заполнена ксеноном под давлением 20 Тор при температуре 293 К. Количество натрия определяется по насыщающему давлению  $P_{\text{sat}}$  у наиболее холодной части трубки с температурой  $T_{\text{cold}}$ . Предполагалось, что  $T_{\text{cold}} = T_w - 300$  К, где  $T_w$  — температура внутренней поверхности трубки в рабочей зоне горелки. Ниже рассматривается установившийся режим работы лампы, когда импульс тока заданной формы  $I(t)$  пропускается через плазму дежурного разряда. Частота следования импульсов  $\nu = 800$  Гц, продолжительность импульса  $t_i = 0.1/\nu$ .

Система газодинамических уравнений для отдельных компонент плазмы, граничные условия к ней и методика расчета электро- и теплопроводности плазмы описаны в [5]. При расчете радиационных потерь из единицы объема плазмы учитывались излучения в линиях, соответствующих переходам в основное состояние с уровней  $3P, 4P, 5P$ , переходам в  $3P$ -состояние с уровней  $4S, 5S, 6S, 3D, 4D, 5D$ , в состояние  $4S$  с уровней  $5P, 6P$ , а также излучение рекомбинационного и тормозного электрон-ионного континуумов. Излучение во всех линиях рассчитывалось с учетом реабсорбции в приближе-

нии эффективного времени жизни для однородной плазмы [6]. При расчете коэффициента поглощения профиль всех линий считался лоренцевским. Для линии  $3P \rightarrow 3S$  учитывались два механизма уширения: атомами при резонансной передаче возбуждения [7] и штарковский электронами [8]. Для всех остальных линий учитывалось только уширение электронами. Уширение резонансной линии за счет образования эксимерных молекул  $\text{NaXe}^*$  и молекул  $\text{Na}_2$  не рассматривалось ввиду сравнительно небольшой их концентрации (по этому поводу см. [9,10]). Рекомбинационный континуум при захвате электрона в  $k$ -состояние рассчитывался с использованием сечения фотоионизации  $\sigma_k^{ph}$  соответствующего уровня

$$W_{\text{rec}}^{(k)} = \sqrt{\frac{2}{\pi m k_B T}} \frac{1}{m c^2} n_i n_e \int_0^\infty e^{-x} (\varepsilon + E_{\text{ion}}^{(k)})^3 g_k \sigma_k^{ph} dx.$$

Здесь  $m$  — масса электрона,  $n_e = n_i$  — концентрация плазмы,  $g_k$  и  $E_{\text{ion}}^{(k)}$  — статистический вес и энергия ионизации атома Na в  $k$ -состоянии,  $\varepsilon = x k_B T$  — энергия рекомбинирующего электрона. Сечения фотоионизации  $nS, nP$  ( $n \geq 3$ )- и  $3D$ -состояний заимствованы из [11–14], а для  $nD, nF$  ( $n \geq 4$ ) и  $nG$  ( $n \geq 5$ ) использовались значения сечений в квазиклассическом приближении для водородоподобных атомов [15]. При вычислении радиационных потерь учитывалось, что в дискретном

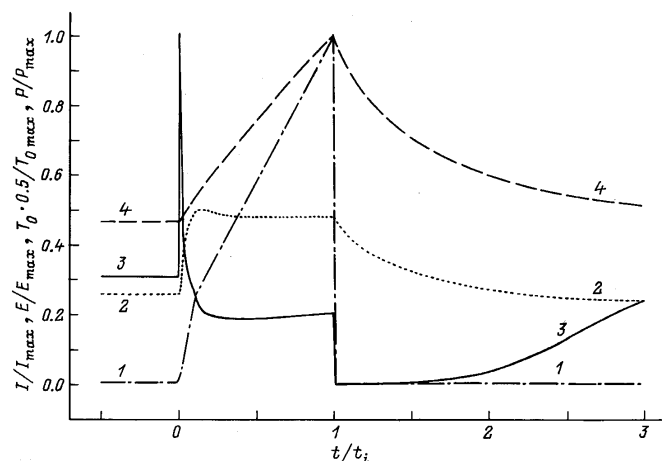
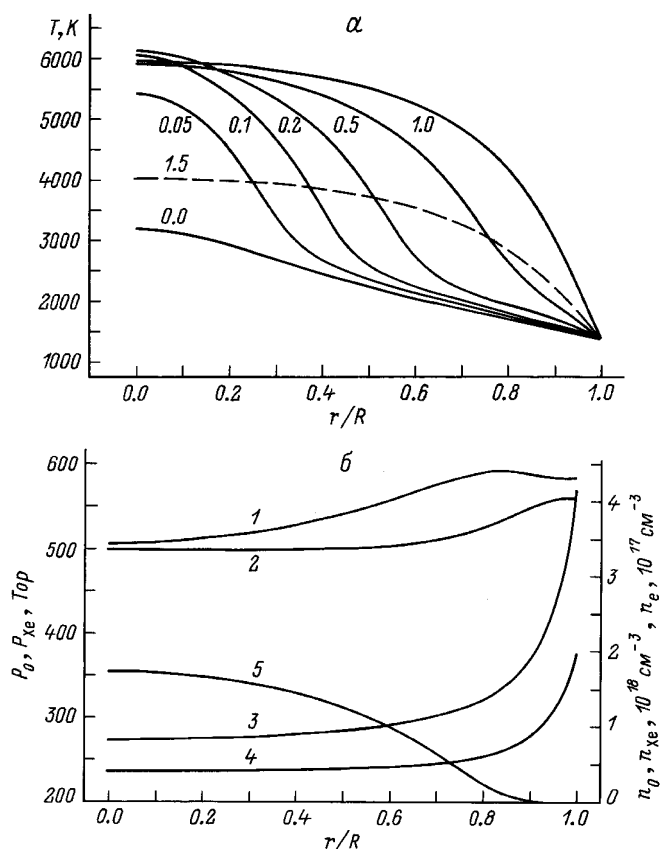


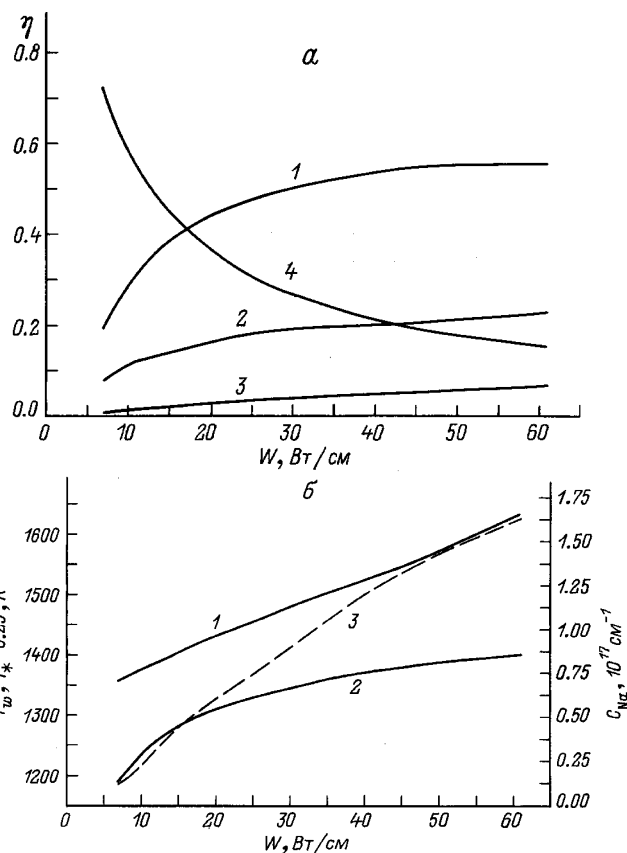
Рис. 1. Временная зависимость основных параметров плазмы. 1 —  $I/I_{\text{max}}$ , 2 —  $T_0 \cdot 0.5/T_{0\text{max}}$ , 3 —  $E/E_{\text{max}}$ , 4 —  $P/P_{\text{max}}$ ;  $T_0$  — температура на оси разряда,  $T_{0\text{max}} = 5900$  К.

спектре реализуются лишь те возбужденные состояния атомов Na, для которых эффективное главное квантовое число  $n_l < n_{\max}$ , где  $n_{\max}$  определялось по формуле Инглиса–Теллера  $n_{\max} = 0.5(a_0^3 n_e)^{-2/15}$ ,  $a_0$  — радиус Бора.

3. На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов основных параметров плазмы разряда для значения мощности  $W = 34$  Вт/см. Форма импульса тока подбиралась такой, чтобы за время  $t/t_i \sim 0.1$  происходил быстрый разогрев холодной плазмы дежурного разряда до высоких температур, а затем температура возможно большей части плазмы была одинаковой по радиусу трубки и не менялась в течение импульса (рис. 1 и 2, а). При этом горячая излучающая плазма занимает к концу импульса большую часть трубки и отделена от ее стенок значительно более плотным и холодным газом (рис. 2, б). Соответствующая форма импульса включает в себя участок  $0 \leq t/t_i \leq 0.1$  быстрого нарастания тока от значения  $I(0) = 0.1$  А в дежурном разряде до  $I(0.1) = 5$  А и участок  $0.1 \leq t/t_i \leq 1.0$  последующего более плавного роста тока до  $I_{\max} = 20$  А. Отметим, что величина напряженности продольного электрического поля  $E$  имеет



**Рис. 2.** Радиальные распределения параметров плазмы. а — температура в различные моменты времени от начала импульса (на кривых указано время в единицах импульсов  $t/t_i$ ); б — концентрация  $n_e$  и  $n_0 = n_i + n_{Na}$ , давление  $P_0 = P_i + P_{Na}$  и  $P_{Xe} \cdot 2$  в момент времени  $t = t_i$ : 1 —  $P_0$ , 2 —  $P_{Xe}$ , 3 —  $n_0$ , 4 —  $n_{Xe}$ , 5 —  $n_e$ .



**Рис. 3.** Зависимость от мощности  $W$  баланса энергии (а) и параметров разряда (б). а: 1 —  $\eta_{\text{vis}}$ , 2 —  $\eta_{\text{unvis}}$ , 3 —  $\eta_{\text{rec}}$ , 4 —  $\eta_w$ ; б: 1 —  $T_* \cdot 0.25$ , 2 —  $T_w$ , 3 —  $C_{Na}$ .

характерный для импульсного режима резкий максимум ( $E_{\max} = 129$  В/см) в самом начале импульса. Величина же полного давления  $P$  меняется в течение импульса относительно плавно ( $P_{\max} = 863$  Тор). На рис. 3, а приведены расчеты долей мощности, вкладываемой в плазму, выносимых линейчатый излучением в видимом  $\eta_{\text{vis}}$  и невидимом  $\eta_{\text{unvis}}$  спектре, в рекомбинационном континууме  $\eta_{\text{rec}}$  и тепловым излучением стенок трубки  $\eta_w$ . Величина  $\eta_{\text{vis}}$  включает в себя излучение, соответствующее переходам  $5D \rightarrow 3P$  (498 нм),  $6S \rightarrow 3P$  (515 нм),  $4D \rightarrow 3P$  (569 нм),  $3P \rightarrow 3S$  (589 нм) и  $5S \rightarrow 3P$  (616 нм). Поскольку в видимую часть спектра попадает и часть рекомбинационного континуума, соответствующая захвату электронов в  $3D$ - и  $4P$ -состояния, то энергетический КПД лампы в видимой области спектра будет несколько больше  $\eta_{\text{vis}}$ . На рис. 3, б приведены зависимости от мощности  $W$  температуры  $T_*$  горячей плазмы на оси разряда в момент окончания импульса, температуры стенок трубки  $T_w$  и количества натрия  $C_{Na}$ , приходящегося на единицу длины трубки

$$C_{Na} = 2\pi P_{\text{sat}} \int_0^R r T^{-1} dr.$$

Здесь  $T(r)$  — профиль температуры в дежурном разряде перед импульсом. Видно, что с повышением мощности  $W$  увеличивается разогрев плазмы и стенок трубки. В рамках принятой модели это и приводит к зависимости  $C_{\text{Na}}$  от  $W$ .

Таким образом, импульсный излучающий разряд в смеси натрия с ксеноном при оптимизации формы и скважности импульсов обладает заметно большим энергетическим КПД в видимой области спектра по сравнению со стационарным разрядом.

В заключение авторы благодарят В.Г. Иванова и В.Б. Каплана за полезные обсуждения работы.

## Список литературы

- [1] *Рохлин Г.Н.* Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
- [2] *Айзенберг Ю.В.* // Светотехника. 1993. № 5–6. С. 1–17.
- [3] *Горнов В.О.* // Светотехника. 1994. № 1. С. 19–28. Там же. 1995. № 1. С. 24–28. Там же. 1995. № 9. С. 24–27.
- [4] *Альшиев С.В., Кокинов А.М., Кирдяшкина Л.И., Меркушкин В.В.* // Светотехника. 1995. № 10. С. 6–9.
- [5] *Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 11. С. 170.
- [6] *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [7] *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
- [8] *Грим Г.* Уширение линий в плазме. М.: Мир, 1978. 425 с.
- [9] *York G., Scheps R., Gallagher A.* // J. Chem. Phys. 1975. Vol. 63. N 3. P. 1052–1063.
- [10] *Галлагер А.* // Экимерные лазеры. М.: Мир, 1981. 245 с.
- [11] *Aumar M., Luc-Koenig E., Combet Farnoux F.* // J. Phys. B. 1976. Vol. 9. N 8. P. 1279–1291.
- [12] *Aumar M.* // J. Phys. B. 1978. Vol. 11. N 8. P. 1413–1423.
- [13] *Msezane A.Z., Manson S.* // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 30. N 4. P. 1795–1799.
- [14] *Preses J.M., Burkhardt C.E., Corey R.L. et al.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. N 12. P. 1264–1266.
- [15] *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. 320 с.