

# ЭФФЕКТИВНАЯ ВУФ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ДИМЕРОВ $Xe_2^*$ В НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОМ И САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕМСЯ РАЗРЯДАХ

В.А. Долгих, В.В. Капустин,  
О.М. Керимов, И.Г. Рудой,  
А.М. Сорока

Возможность использования больших возбуждаемых объемов ввиду отсутствия пленения излучения стимулирует интерес к ВУФ лампам на димерах инертных атомов в фотохимии [1]. При накачке ксенона сильноточным электронным пучком ( $j \approx 10 \text{ А/см}^2$ , мощность накачки  $P_H \approx 3 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^3$ ) эффективность люминесценции „эксимерной лампы“ составляла  $\zeta \approx 40-50\%$  [2]. Однако переход при такой мощности ионизации к несамостоятельному разряду, что могло бы позволить резко увеличить удельную мощность накачки и излучения, не привел к увеличению энерго-вклада [3] из-за развития ступенчато-ионизационной неустойчивости [4].

В настоящей работе показано, что при умеренном уровне возбуждения сжатых инертных газов эффективность полевой накачки может быть весьма высока, а разряд устойчив. Экспериментально обнаружена самоподдерживающаяся стадия объемного горения разряда.

Анализ кинетики электронов при накачке несамостоятельным разрядом сжатого инертного газа с учетом процессов ионизации и возбуждения атомов внешним ионизатором, конверсии атомарных частиц в молекулярные (константа скорости для возбужденных атомов  $k_{ex}$ ), возбуждения атомов и ионизации возбужденных состояний атомов и эксимерных молекул ( $k_e, k_i$ ) вторичными электронами, приобретающими энергию от поля, а также рекомбинации молекулярных ионов ( $\beta$ ) и излучательного распада димеров ( $\nu_{sp}$ ) дает, что при плотности внешнего ионизатора ( $N$  - концентрация газа)

$$q < \frac{4}{27} \cdot \frac{\beta \nu^2}{k_i^2} [1 - k_i k_e N / \beta \nu]^3, \quad \nu = \nu_{sp} k_{ex} N^2 / (\nu_{sp} + k_{ex} N^2) \quad (1)$$

разряд устойчив. Таким образом, в слабом поле ( $k_i, k_e$  малы) несамостоятельный разряд устойчив и при „жестком“ ионизаторе, однако эффективность полевого возбуждения инертных атомов низка. С увеличением параметра  $E/p$  ( $p$ -давление газа) предельная величина  $q_*$  быстро уменьшается, а при превышении критического поля  $(E/p)_*$ , когда  $k_e(E/p) \cdot k_i(E/p) / \beta(E/p) > \nu/N$ , такой контролируемый внешним ионизатором разряд невозможен. Оценка для ксенона по расчетам [5] дает  $(E/p)_* \approx 1.5 \text{ кВ/см} \cdot \text{атм}$  - слабая зависимость от давления здесь обусловлена резкой,

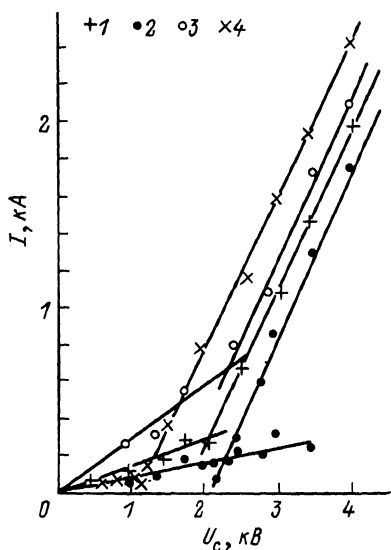


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики разряда при различных давлениях ксенона: 1 - 2 атм, 2, 3 - 1 атм, 4 - 0.5 атм. Плотность тока электронного пучка: 1, 2, 4 -  $0.1 \text{ А/см}^2$ , 3 -  $2 \text{ А/см}^2$ . Расстояние между электродами: 2, 3, 4 - 2 см, 1 - 1 см.

экспоненциальной зависимостью  $k_e(E/p)$ , и принципиально важно, что уже в существенно меньшем поле  $\sim 0.6-0.7 \text{ кВ/см} \cdot \text{атм}$  возбуждение электронных уровней ксенона происходит достаточно эффективно. В то

же время, поскольку с увеличением приведенной напряженности электрического поля возрастает как эффективность возбуждения, так и (резко) вкладываемая от поля мощность, то при данном ионизаторе  $Q$  предпочтительно использовать максимально допустимое, согласно (1), поле  $(E/p)_M$ . В таком поле стационарная концентрация электронов  $n_e^E \approx \sqrt[3]{2QV/\beta k_i}$  в отличие от "стандартной" зависимости  $n_e^Q = \sqrt{Q/\beta}$  для случая, когда размножение электронов отсутствует; с уменьшением мощности ионизатора вклад поля в стационарное значение  $n_e$  быстро увеличивается.

В экспериментах в качестве внешнего ионизатора использовался пучок быстрых электронов энергией 150 кэВ с плотностью тока  $0.1-2 \text{ А/см}^2$ , длительность импульса  $\approx 150 \text{ нс}$ . С целью обеспечения однородной ионизации всего разрядного объема расстояние между электродами площадью  $20 \text{ см}^2$  составляло  $z=2 \text{ см}$  при  $p \leq 1 \text{ атм}$  и 1 см при давлении 1-2 атм (потери энергии быстрых электронов в ксеноне  $\approx 50 \text{ кВ/см} \cdot \text{атм}$ ). Емкость батареи конденсаторов  $C=0.12 \text{ мкФ}$ , индуктивность разрядного контура  $L=0.2 \text{ мкГ}$ .

На рис. 1 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда. Наличие двух участков ВАХ свидетельствует о существовании двух фаз разряда: контролируемой пучком (КП) и самоподдерживающейся (СП). Величина  $(E/p)_* \approx 1 \text{ кВ/см} \cdot \text{атм}$ , соответствующая переходу от КП к СП режиму, практически не зависела от давления ксенона и тока пучка. На границе КП стадии при  $p=1 \text{ атм}$  и токе пучка  $0.1 \text{ А/см}^2$  ток разряда  $\approx 150 \text{ А}$  ( $\approx 7.5 \text{ А/см}^2$ ), что соответствует  $n_e \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а учет только внешнего ионизатора дает  $n_e^Q \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Полученная

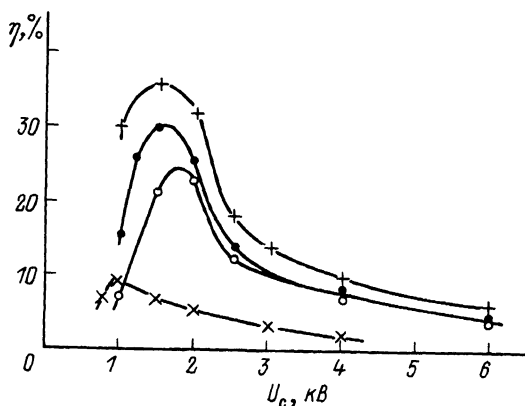


Рис. 2. Зависимость КПД ВУФ люминесценции при разрядном возбуждении от зарядного напряжения. Обозначения аналогичны рис. 1.

величина  $(E/p)_*$  и степень размножения электронов хорошо соответствуют приведенным выше оценкам.

На СП стадии приведенная напряженность электрического поля  $(E/p)_{сп}$  определяется условием равенства скоростей рождения и гибели электронов (оба процесса квадратичны по  $n_e$ ) и близка к  $(E/p)_*$ . Концентрация электронов и ток разряда теперь определяются внешним сопротивлением, в качестве которого при импульсном возбуждении может служить волновое сопротивление цепи питания  $\sqrt{L/C}$ . В результате напряжение на разряде практически постоянно (что соответствует эксперименту) и ВАХ на этой стадии описывается уравнением прямой [6]:

$$I = \{ U_c - (E/p)_{сп} Z_p \} / \sqrt{L/C}, \quad (2)$$

$U_c$  - зарядное напряжение батареи конденсаторов. Фотографирование разрядного промежутка показало, что при  $U_c$  вплоть до 6-10 кВ самоподдерживающийся режим разряда имеет объемный характер и не сопровождается дугообразованием, длительность СП разряда достигала 1 мкс. Устойчивость разряда мы связываем с наличием собственного ВУФ излучения в плазме, способного ионизовать возбужденные атомы и молекулы [7].

На рис. 2 приведена зависимость КПД ВУФ люминесценции по вложенной в газ электрической энергии от зарядного напряжения при различных давлениях ксенона и плотности тока пучка. Вложенная энергия определялась интегрированием осциллограмм тока и напряжения, а энергия света - по сравнению с импульсом ВУФ излучения при накачке газа только электронным пучком,

эффективность пучкового возбуждения при  $j \approx 1$  А/см<sup>2</sup> принималась 40 %. Для  $j_0 = 0.1$  А/см<sup>2</sup> получена энергия излучения  $U_0 \approx 3$  мДж/см<sup>3</sup>, максимальная эффективность  $\eta = 37\%$  достигается при переходе от КП к СП стадии. Такая величина КПД существенно ниже предельно возможного  $\approx 60\%$  (до 80 % эффективность возбуждения электронных уровней ксенона [5] и 80–85 % квантовый КПД). Снижение КПД обусловлено значительными потерями энергии электронов разряда на возбуждение атомов Хе из 6s в 6p состояния с характерной константой скорости  $(2-3) \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с (обратная дезактивация происходит в атомных столкновениях со скоростью  $\sim 1$  нс/атм [8]). Именно поэтому с уменьшением  $n_e$  (тока пучка) и повышением давления (скорости конверсии возбужденных атомов в молекулы)  $\eta$  возрастает и с уменьшением тока пучка, по-видимому, удастся приблизиться к  $\eta \approx 50-60\%$ .

Сопоставим среднюю мощность излучения „эксимерной лампы“ при чисто пучковом возбуждении и обсуждающемся в настоящей работе. В случае накачки электронным пучком максимальная средняя мощность ВУФ люминесценции определяется предельной средней плотностью тока пучка  $\bar{j} \approx 100$  мкА/см<sup>2</sup> (при большем среднем токе перегревается разделительная фольга электронной пушки). Поэтому для одной атмосферы Хе с учетом известных потерь энергии при торможении быстрых электронов  $dV/dz$  получим  $\bar{W}^A \approx \eta \bar{j} \frac{dV}{dz} \approx 1$  Вт/см<sup>3</sup>.

При использовании пучка  $j_0 = 0.1$  А/см<sup>2</sup> длительностью  $\tau = 150$  нс максимальная частота следования импульсов  $f_{max} = \bar{j}/j_0 \tau \approx 6$  кГц. Поскольку в одном импульсе энергия излучения достигала  $U_0 = 3$  мДж/см<sup>3</sup>, то предельная средняя мощность  $\bar{W}^E = f_{max} U_0 \approx 20$  Вт/см<sup>3</sup> при близкой внутренней эффективности (отношении энергии ВУФ люминесценции к вложенной в газ). Отметим, что с уменьшением импульсной плотности тока пучка величина  $f_{max} \tau$  возрастает линейно, в то время как мощность накачки по полюс снижается значительно слабее (в оптимальном режиме  $n_e$ ,  $p_H \sim j^{1/3}$ ), а ее эффективность даже возрастает. В результате выигрыш по средней мощности ВУФ излучения может превышать два порядка. Необходимо также указать, что, поскольку длительность разряда и люминесценции существенно превышала длительность ионизирующего импульса, то в мощных „эксимерных лампах“ возможно использование более простых (по сравнению с электронными пушками) систем с двойным (комбинированным) разрядом.

Таким образом, в настоящей работе на примере ксенона исследованы режимы устойчивого объемного горения разряда в сжатых инертных газах и продемонстрирована возможность создания эффективных „эксимерных ламп“ с рекордными удельными характеристиками.

## Л и т е р а т у р а

- [1] О к а б е Х. Фотохимия малых молекул, М.: Мир, 1981.
- [2] D i z у С., В о п е с s J. - IEEE J. QE-16, 1980, v. 16, N 6, p. 640-649.
- [3] Б а с о в Н.Г., Д а н и л ы ч е в В.А., Д о л г и х В.А. и др. - Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 1, с. 28-36.
- [4] В о й т и к М.Г., М о л ч а н о в А.Г., П о п о в Ю.М. - Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 15, с. 771-774.
- [5] А л е к с а н д р о в Н.Л., К о н ч а к о в А.М., С о н Э.Е. - ЖТФ, 1980, т. 50, № 3, с. 481-486.
- [6] Б а с о в Н.Г., Д а н и л ы ч е в В.А., Д о л г и х В.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 10, с. 628-632.
- [7] А л е к с а н д р о в В.В., Г л о т о в Е.П., Д а н и л ы ч е в В.А. - и др. - Труды ФИАН, 1983, т. 142, с. 46-94.
- [8] М а к - Д а н и э л ь И., Н и г э н У. Газовые лазеры, М.: Мир, 1986.

Поступило в Редакцию  
6 января 1988 г.