

ные значения при $Z_i=4$ и $Z_i \approx 12$. Таким образом, для ионов Li^+ и Be^{2+} найденные в эксперименте отношения η в азоте, неоне и аргоне близки к минимальным, а для ионов N^{5+} — к максимальным. Поэтому при столкновении ионов Li^+ и Be^{2+} с атомами с $Z_i=4$ и 13 следует ожидать больших значений η , а при соударении ионов N^{5+} с теми же атомами — более низких значений η (см. рис. 3).

6. Заключение. В результате проведенных экспериментов установлено, что во всех исследованных средах сечения перезарядки гелиеподобных ионов N^{5+} понижаются с увеличением относительного количества α метастабильных частиц в ионном пучке, сечения перезарядки ионов Be^{2+} почти не зависят от α , а для ионов Li^+ возрастают при увеличении α . Это объясняется тем, что у метастабильных ионов Li^+ преобладает перезарядка в состоянии $1s$, а у ионов N^{5+} в большинстве сред — перезарядка в состояниях с главным квантовым числом $n \geq 2$. Расчеты сечений перезарядки в приближении Оппенгеймера—Бринкмана—Крамерса качественно правильно описывают поведение экспериментальных сечений при изменении заряда ядер Z и атомов среды Z_i . Из расчетов следует, что при изменении Z_i сечения перезарядки для метастабильных и невозбужденных ионов и их отношения η испытывают значительные периодические колебания, амплитуда которых для более легких ионов больше, чем для ионов N^{5+} . Показано, что при перезарядке на атомах Be и Al сечения для метастабильных и невозбужденных ионов Li^+ , Be^{2+} и N^{5+} должны различаться в еще большей степени, чем при перезарядке в азоте, неоне и аргоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Дмитриев И. С. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, с. 1987. [2] Dmitriev I. S. et al. In: XII ICPEAC, Abstract of Papers. Berlin, 1983, p. 530. [3] Николаев В. С., Дмитриев И. С., Фатеева Л. Н., Теплова Я. А. ЖЭТФ, 1961, 40, с. 989. [4] Дмитриев И. С., Николаев В. С., Ташаев Ю. А., Теплова Я. А. ЖЭТФ, 1974, 67, с. 2047. [5] Пивовар Л. И., Левченко Ю. З., Кривоносов Г. А. ЖЭТФ, 1970, 59, с. 19. [6] Дмитриев И. С., Теплова Я. А., Николаев В. С. ЖЭТФ, 1971, 61, с. 1359. [7] Сафронова У. И., Сенашенко В. С., Симонов Г. А. В кн.: Автоионизационные явления в атомах и ионах. М.: Изд. АН СССР, 1983, с. 166.

Поступила в редакцию
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.213.2:535.211

НЕРАВНОВЕСНОЕ СВЕЧЕНИЕ СТЕКЛА ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

Н. Е. Каск, Е. Г. Лексина, Г. М. Федоров, М. Т. Яборов

Под действием лазерного излучения в прозрачных диэлектриках наблюдается ненаправленное свечение со сплошным спектром. Излучению области пробоя приписывается, как правило, равновесный тепловой характер с эффективной температурой $(3 \div 10) \cdot 10^3$ К [1, 2]. Выделение неравновесной компоненты в излучении усложняется газодинамическим разлетом плазмы пробоя, определяющим кинетику затухания свечения. За более слабое свечение, наблюдаемое до появления макроскопического разрушения, ответственны неравновесные процессы различной природы: 1) люминесценция примесных центров с аномально широким спектром (свыше $10\,000$ см⁻¹) [3, 4]; 2) рассеянная параметрическая люминесценция на неоднородностях кристалла [5]; 3) рекомбинационная люминесценция, в частности в антистоксовой области [6], возникающая при лазерном отжиге и фотовозбуждении центров окраски, наведенных лазерным излучением и аналогичных радиационным центрам окраски [7, 8]; 4) триболоминесценция [9, 10] и т. д.

Характерными свойствами неравновесного свечения являются пропорциональность интенсивности свечения мощности лазерного потока и независимость спектра свечения от температуры.

Цель настоящей работы состоит в выделении неравновесной компоненты в свечении плазмы оптического пробоя, возникающего под действием лазерного излучения в прозрачном диэлектрике. Изучались кинетика затухания и влияние тушащей смеси на характеристики свечения. В качестве объекта исследования были использованы стекла, в которых удается реализовать квазистационарную стадию оптического пробоя — оптический разряд [11].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Для лазерного нагрева использовалось квазинепрерывное излучение неодимового лазера с $\tau_{\text{имд}}=10$ мс. Свечение плазмы в узких спектральных интервалах, задаваемых интерференционными

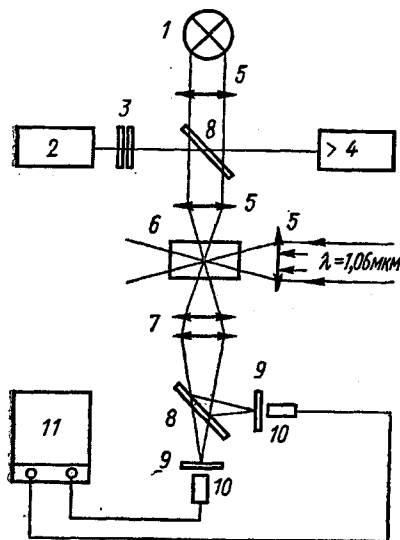


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — эталонный источник света СИ8—200У; 2 — Аг-лазер; 3 — ослабители; 4 — измеритель мощности ИМО-2М; 5 — линзы; 6 — изучаемый образец стекла; 7 — микроскоп; 8 — светоделительные пластины; 9 — интерференционные фильтры; 10 — ФЭУ; 11 — ЭВМ

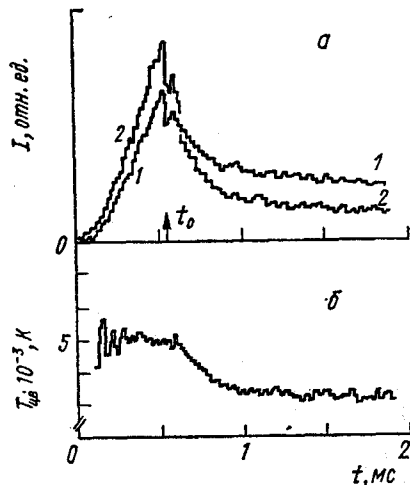


Рис. 2. Временной ход интенсивности свечения (а) и эффективной цветовой температуры (б) для стекла К8: $\lambda = 0,699$ (1) и $0,492$ мкм (2). Начало отсчета времени $t=0$ соответствует моменту возникновения оптического разряда, t_0 — момент обрыва лазерного импульса. Провал непосредственно после t_0 вызван наводкой

светофильтрами, регистрировалось ФЭУ. Сбор и обработка информации в эксперименте осуществлялись при помощи измерительно-вычислительного комплекса, который запускал лазерную установку и синхронизовал работу измерительной аппаратуры. Сигналы с ФЭУ подавались на блок аналого-цифровых преобразователей с временем преобразования 3 мкс. Программируемый интерфейсный модуль, выполненный в стандарте КАМАК, осуществлял аппаратную упаковку данных блока в 16-разрядное слово, считываемое в память ЭВМ с частотой 125 кГц.

На рис. 2 приведены сигналы свечения на двух длинах волн и рассчитанная на ЭВМ кинетика изменения эффективной цветовой температуры. Представленные результаты подтверждают выводы [12], где было установлено, что свечение плазмы оптического пробоя характеризуется различными эффективными цветовыми температурами при наличии греющего лазерного излучения и его отсутствии. В случае силикатных стекол после обрыва лазерной накачки эффективная цветовая температура для свечения плазмы выходит на постоянный уровень, который совпадает с эффективной яркостной температурой, равной (3000 ± 300) К, тогда как при распространении плазменной области под действием лазерного излучения эффективная яркостная температура поглощающих слоев плазмы (~ 3500 К) заметно меньше их цветовой тем-

пературы (~ 4500 K). В рамках тепловой модели этот факт рассматривался или как следствие малой поглощательной способности горячих слоев плазмы в видимой области спектра [12], или как результат поглощения излучения во внешних, более холодных слоях стеклообразующего вещества на границе плазма — расплав стекла [13]. Приведенные модели не описывают всей совокупности экспериментальных результатов. Предположим, что существует нейтральный поглощающий приповерхностный слой, ослабляющий излучение горячей плазмы. Эффективная яркостная температура излучения следует из уравнения [14]

$$-\int_0^{T_{\text{эф}}} \mu_v(T) \frac{dx}{dT} dT = 1. \quad (1)$$

Зависимость коэффициента поглощения от температуры для оценок определим согласно результатам работ [15, 16] в виде

$$\mu(T) = 10^6 \exp(-3 \cdot 10^4/T). \quad (2)$$

Тогда в случае экспоненциального спада температуры

$$T = T_0 \exp(-x/a) \quad (3)$$

для поглощающего слоя с шириной $a \approx 10^{-2}$ см, сравнимой с поперечным размером плазменного образования, значение эффективной яркостной температуры $T_{\text{эф}} \approx 3500$ K. Зондирование области взаимодействия моноимпульсным лазерным излучением ($\lambda = 0,53$ мкм) указывает на заметно меньшую ширину ($a \approx 10$ мкм) переходного температурного слоя (рис. 3).

Экспериментальные результаты исследования свечения плазмы оптического разряда находят объяснение, если допустить, что существенный вклад в излучение плазмы вносит процесс рекомбинации активных частиц, образующихся при фотодеструкции материала. Отметим, что рекомбинационный характер предполагается для свечения со сплошным спектром, наблюдаемым при лазерной сонолюминесценции жидкостей [17].

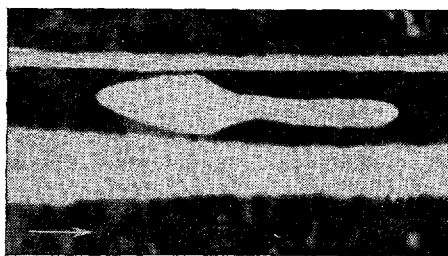


Рис. 3. Просвечивание области разряда излучением моноимпульсного лазера ($\lambda = 0,53$ мкм). Направление греющего излучения показано стрелкой. Длина плазменной области ~ 1 мм

Отличительным признаком рекомбинационного свечения является гиперболический закон его затухания [18]. Неравновесное допороговое свечение в стекле К8 хорошо удовлетворяет этому закону. На рис. 4 в двойном логарифмическом масштабе иллюстрируется кинетика затухания сигналов допорогового свечения после обрыва лазерной накачки для следующих систем: 1 — стекло ЖС12, где кинетика интенсивности свечения имеет экспоненциальный характер; 2 — γ -облученное стекло К8. Природа неравновесного процесса термовысвечения кристаллофосфоров достаточно хорошо изучена [18]. Упрощенную модель явления можно представить

в виде следующей последовательности: термоактивация ловушек в запрещенной зоне, миграция электронов в зоне проводимости или туннелирование между возбужденными состояниями различных центров, рекомбинация с противоположным по характеру дефектом. Роль кинетических единиц [19] могут исполнять не только электроны и дырки, но и междоузельные ионы, вакансии и пр. Для процесса высвечивания, наблюдаемого нами в γ -облученных стеклах, очевидно, достаточно заменить термоактивацию ловушек на фотовозбуждение. На рис. 4 приведены также результаты исследования начального этапа затухания свечения плазмы оптического разряда после обрыва лазерной накачки — зависимость 3. Предполагалось, что доля равновесного излучения не зависит от того, присутствует или нет лазерное излучение. Гиперболический закон затухания свечения хорошо выполняется и в этом случае.

Дополнительным доводом в пользу неравновесного характера излучения плазмы оптического разряда является обнаруженная нами сильная зависимость параметров свечения от концентрации тушащей примеси. В образцах стекла К8, содержащих примесь ионов железа, при повышении ее концентрации в диапазоне — 0,1—0,7% и

наличии лазерной накачки наблюдалось монотонное понижение эффективной цветовой температуры; при этом эффективная цветовая температура оставалась неизменной на стадии затухания, где свечение имеет тепловой характер. Результаты обработки сигналов свечения, подобных изображенным на рис. 2, приведены на рис. 5.

Сравнение спектральных интенсивностей свечения, наблюдаемого при воздействии лазерного импульса и после [12], позволяет заключить, что спектр неравновесной компоненты является сплошным, без ярко выраженных полос или линий, а его длинноволновый край приходится на ближний инфракрасный диапазон. В видимом участке спектра интенсивность неравновесного излучения сравнима с интенсивностью теплового. В отличие от допорогового свечения (см. [6]) для интенсивности неравновесного свечения плазмы оптического разряда не обнаружено зависимости от плотности мощности лазерного излучения.

Таким образом, на примере оптического разряда в стекле показано, что свечение плазмы пробоя, даже в тех случаях, когда распределение интенсивности по спектру носит планковский характер, не является чисто тепловым по природе. Для выяснения элементарных процессов, приводящих к неравновесному свечению, необходимы дальнейшие исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Пилипецкий П. Ф., Таурин Н. Ф., Эпштейн В. А. ЖТФ, 1971, 41, с. 1502. [2] Архипов Ю. В., Морачевский Н. В., Морозов В. В., Файзуллов Ф. С. ФТТ, 1974, 16, с. 71. [3] Ачилов М. Ф. и др. В кн.: Тез. докл. IV Всесоюз. совещ. по нерезонансному взаимодействию оптич. излучения с веществом. Л., 1978, с. 51. [4] Карапетян Г. О. и др. ФТТ, 1983, 25, с. 1505. [5] Ачилов М. Ф. и др. Квант. электроника, 1977, 4, с. 1992. [6] Каск Н. Е., Федоров Г. М., Чопорняк Д. Б., Яборов М. Т. Там же, 1984, 11, с. 1862. [7] Ероныхо С. Б., Чмель А. Физика и химия стекла, 1983, 9, с. 665. [8] Глебов Л. Б., Докучаев В. Г., Никоноров Н. В., Петровский Г. Т. В кн.: Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по нерезонансному взаимодействию оптич. излучения с веществом. Вильнюс, 1984, с. 159. [9] Агранат М. Б. и др. ЖЭТФ, 1971, 60, с. 1748. [10] Новиков Н. П., Портнягин А. И. ЖТФ, 1979, 49, с. 2219. [11] Каск Н. Е., Радченко В. В., Федоров Г. М., Чопорняк Д. Б. Письма в ЖТФ, 1978, 4, с. 775. [12] Каск Н. Е., Корниенко Л. С. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, с. 1010. [13] Попов С. П., Федоров Г. М. ЖТФ, 1983, 53, с. 778. [14] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963. [15] Моричев И. Е., Онохов А. П., Савинов В. П. ЖТФ, 1979, 49, с. 2652. [16] Диденко И. А., Капорский Л. Н., Либенсон М. И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 6, с. 1257. [17] Беляева Т. В. и др. Письма в ЖТФ, 1980, 8, с. 860. [18] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолуминесценции кристаллофосфоров. М.: Наука, 1966. [19] Закис Ю. Р., Тале И. А. Физика и химия стекла, 1982, 8, с. 3.

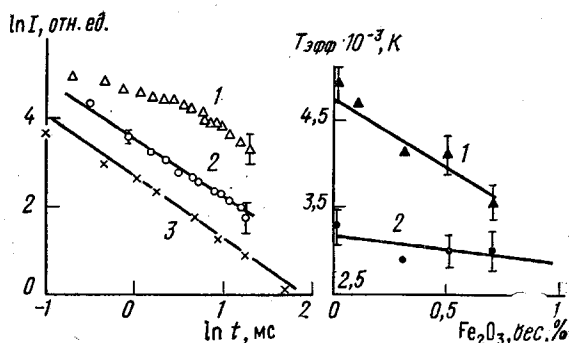


Рис. 4. Кинетика послесвечения стекла

Рис. 5. Эффективные цветовые температуры оптического разряда в стекле К8 с примесью Fe на стадии разгорания (1) и затухания (2)

Поступила в редакцию
24.06.85