

02; 10

СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА, ВОЗБУЖДАЕМОГО БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В. М. Здециц, М. Д. Тарасов, В. А. Цукерман

Исследована в спектральном диапазоне 300—650 нм люминесценция воздуха под действием наносекундного импульса электронов с энергией 200 кэВ. В интервале давлений газа 10^1 — 10^5 Па получены результаты с временным разрешением менее 1 нс. Зарегистрирован спектр люминесценции, состоящий из полос молекулярного азота. Определены времена жизни возбужденных состояний и сечения межмолекулярных столкновений, приводящих к тушению люминесценции. В нормальных условиях продолжительность послесвечения воздуха определяется двумя постоянными: $\tau_1=0.5$ нс, $\tau_2=0.06$ нс. Эффективность высвечивания составляет 10^{-4} фотонов на один быстрый электрон.

Надежная регистрация временных характеристик ионизирующих излучений является актуальной задачей экспериментальной физики. Для ее решения используются обычные газы и их смеси, преобразующие мощность поглощенной дозы в световое излучение [1, 2]. Предельное временное разрешение этого метода определяется временами τ жизни возбужденных состояний атомов и молекул. В свечение воздуха при облучении основной вклад дают возбужденные молекулы азота [2]. Их излучательные времена жизни $\tau_H=40$ —60 нс [3]. Известно, что за счет тушения люминесценции в столкновительных процессах значения τ с ростом давления существенно уменьшаются [2]. Однако до последнего времени эти изменения были изучены недостаточно полно. Имелись лишь отдельные публикации [4, 5] по продолжительности свечения газов под действием быстрых электронов в зависимости от давления без корректной привязки к импульсу возбуждения и ответственным за свечение излучательным переходам. К сожалению, эти данные не могут быть использованы для прогнозирования формы светового отклика газов на импульсное воздействие ионизирующим излучением продолжительностью порядка 1 нс и менее.

Задачей настоящей работы явилось детальное исследование спектрально-временных характеристик свечения воздуха под действием быстрых электронов для выяснения возможности его использования в качестве сцинтиллятора с наносекундным и субнаносекундным разрешением.

Возбуждение люминесценции воздуха осуществлялось наносекундными импульсами быстрых электронов. Их источником служил объединенный с электронной трубкой ИМАЗ-150Э высоковольтный блок серийного импульсного рентгеновского аппарата РИНА-1Д. Максимальная энергия электронов, измеренная с помощью магнитного спектрометра за окном трубки, $E=200$ кэВ. Для регистрации амплитуды и формы тока электронного пучка использовался цилиндр Фарадея с записью сигналов на осциллографе СРГ-6. Плотность электронного тока в плоскости окна трубки достигала значения $I=100$ А·см⁻². Соответствующая осциллограмма тока показана на рис. 1, а.

Полученный с помощью быстродействующего сцинтиллятора СПС-16 и фотоэлемента СДФ-14 характер изменения во времени мощности электронного пучка совпал с формой электронного тока (рис. 1, в). Слабая зависимость формы тока пучка от расстояния до трубки (рис. 1, б), а также практическое совпаде-

ние импульсов тока и мощности пучка послужили основанием считать, что с точностью до постоянного множителя импульс тока повторяет импульс возбуждения газа.

Камера для изучения свечения воздуха представляла собой герметизированный объем, выполненный в виде цилиндра диаметром 200 мм и высотой 350 мм. В основание цилиндра на резиновом уплотнении вставлялась электронная трубка. Для исключения влияния на результаты измерений времени распространения электронного пучка регистрация света осуществлялась в направлении, перпендикулярном оси пучка, из области, прилегающей к окну трубки. С помощью смонтированной в корпус камеры собирающей линзы с фокусным расстоянием $F=50$ мм изображение светящегося участка проецировалось на входную щель светосильного монохроматора МДР-2. За его выходной щелью

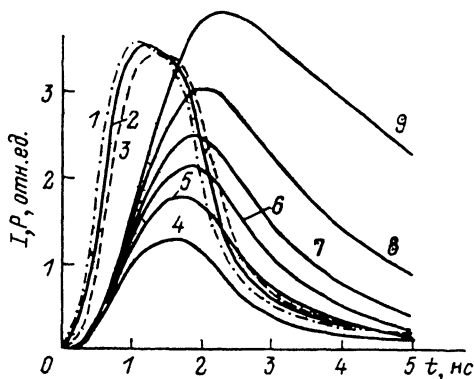
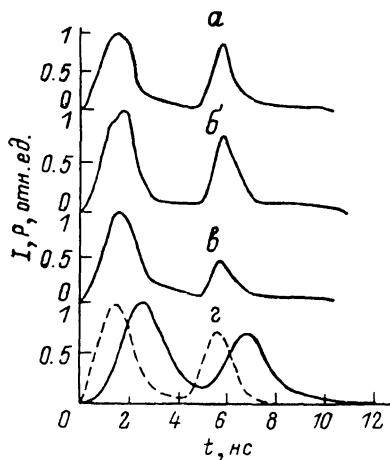


Рис. 1. Осциллограммы импульсов.

а — ток за окном трубки, б — ток на расстоянии 4 см от окна, в — мощность пучка, г — световой импульс (силошная линия — исходный, штриховая — восстановленный).

Рис. 2. Расчетные формы световых импульсов.

1 — ток, 2—9 — свет; τ , нс: 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.4, 5 — 0.6, 6 — 0.8, 7 — 1.0, 8 — 1.5, 9 — 3.

помещался фотоэлектронный умножитель СНФТ-8. Длительность импульсной характеристики ФЭУ на полувысоте $t_{0,5}=1.5$ нс. Анодная чувствительность $S=100$ А/лм. При проведении временных измерений запись сигналов ФЭУ осуществлялась на осциллографе С7-19. Регистрация интегрального по спектру свечения воздуха проводилась через стеклянное окно в дальнем от трубки основании камеры. Оценка эффективности световых выходов проводилась из полученных осциллограмм с учетом геометрии опыта и чувствительности ФЭУ и осциллографа. Полученные на пределе временного разрешения световые импульсы восстанавливались на ЭВМ методом инверсной фильтрации [6] (рис. 1, 2). Таким способом временное разрешение системы было улучшено в 2—3 раза.

Спектр свечения воздуха в диапазоне длин волн 300—650 нм регистрировался путем последовательного прохождения спектра на монохроматоре сначала с широкими (1 мм), а затем на отдельных участках с узкими (0.05 мм) щелями. Точность определения длины волны $\Delta\lambda = \pm 0.1$ нм. Относительные изменения световой энергии с поправкой на спектральную чувствительность фотокатода осуществлялись путем регистрации сигналов с ФЭУ импульсным цифровым вольтметром В4-17.

Значения времен жизни возбужденных состояний определялись двумя способами. Первый заключался в непосредственном измерении постоянной спада свечения с привязкой по времени $t \geq 10$ нс относительно начала тока. Второй метод, предназначенный для меньших значений τ , основан на сравнении восстановленного светового сигнала с расчетным. В расчетах использовалась следующая система уравнений:

$$\frac{dN_i(x, t)}{dt} = I(t) \left(-\frac{dE}{dx} \right) \frac{\rho\eta}{e} - \frac{N_i(x, t)}{\tau}, \quad (1)$$

$$P(x, t) = h\nu \frac{N_i(x, t)}{\tau_R}, \quad (2)$$

где N_i — концентрация молекул, находящихся в i -том возбужденном состоянии, излучательный переход с которого создает данную спектральную линию; P — световая мощность. В уравнении (1) первый член правой части описывает скорость возбуждения молекул; ρ — плотность газа; e — заряд электрона; $-dE/dx$ — распределение плотности потерь энергии быстрого электрона в зависимости от расстояния до источника, η — эффективность возбуждения;

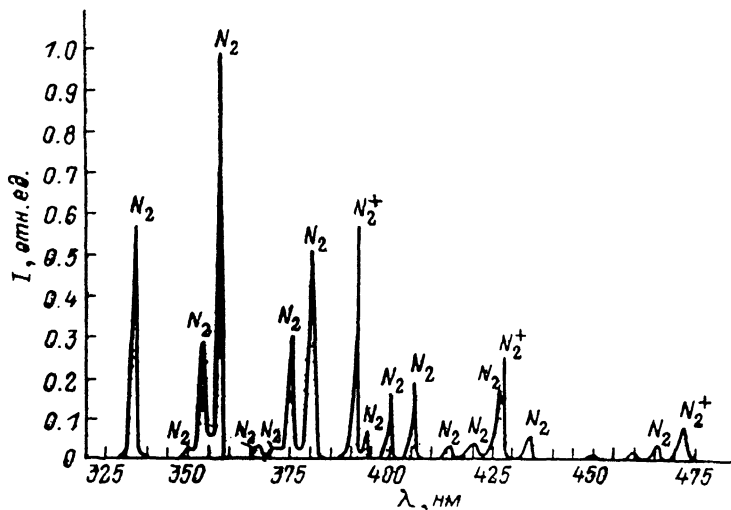


Рис. 3. Спектр свечения воздуха.

$N_i(x, t)/\tau$ — скорость рекомбинации возбужденных молекул, у которой, согласно работе [2],

$$\tau^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_{NR}^{-1}, \quad (3)$$

где τ_R и τ_{NR} — времена жизни возбужденных состояний, обусловленные соответственно излучательными и безизлучательными переходами.

Часть результатов решения на ЭВМ системы (1), (2) для $\rho\eta/e (-dE/dx) = 1/\text{А} \cdot \text{см} \cdot \text{с}$ представлена на рис. 2. В качестве конкретного параметра, связанного с величиной τ , была выбрана максимальная скорость нарастания световой мощности (dP^{\max}/dt) на переднем фронте светового сигнала. Из рис. 2 следует, что световой импульс повторяет импульс возбуждения при $\tau \ll 1$ нс. В этом случае большие (в процентном выражении) изменения τ приводят к незначительному изменению dP^{\max}/dt . За счет этого минимальная ошибка в определении τ была ограничена величиной $\Delta\tau = \pm 0.25$ нс.

В ранних работах было установлено, что спектр свечения воздуха слабо зависит от типа ионизирующей частицы и состоит из электронно-колебательных полос молекулярного азота [2, 7]. В наших условиях при возбуждении воздуха нормальной плотности почти 98 % световой энергии излучается в спектральном диапазоне 325—475 нм (рис. 3). Максимум свечения приходится на область 330—395 нм. Общая эффективность световых выходов составляет 10^{-4} световых квантов на один падающий электрон. Основной вклад в свечение (80 %) дает вторая положительная система полос нейтральной молекулы N_2 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$). Примерно 20 % световой энергии обеспечивает первая отрицательная система полос, принадлежащая молекулярному иону N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$). Около 94% общей световой энергии излучается при переходах из верхнего возбужденного состояния с колебательными квантовыми числами $v_1=0, v_2=1$ (табл. 1).

Таблица 1

Молекула, ион	λ , нм	I , отн. ед	ν'	ν''	Молекула, ион	λ , нм	I , отн. ед	ν'	ν''	
N ₂	337.2	0.68	0	0	N ₂	394.3	0.061	2	5	
	350.1	0.031	2	3		399.8	0.15	1	4	
	353.7	0.3	1	2		405.9	0.17	0	3	
	357.7	1.0	0	1		414.2	0.018	3	7	
	367.2	0.028	3	5		420.7	0.037	2	6	
	371.1	0.028	2	4		N ₂ ⁺	427.0	0.16	1	5
	375.5	0.28	1	3		N ₂	427.8	0.25	0	1
N ₂ ⁺	380.5	0.46	0	2		434.4	0.059	0	4	
	391.4	0.50	0	0		464.9	0.024	4	10	
					N ₂ ⁺	472.4	0.075	3	9	

Переходы из этих состояний определяют свечение воздуха под действием ионизирующего излучения. Им соответствуют пять интенсивных спектральных полос с длинами волны кантов 337.2, 353.7, 357.7, 380.5, 391.4 нм. Измерения, выполненные на первых 4-х длинах волн, с точностью эксперимента совпали. Поэтому в табл. 2 приведены характерные результаты только для двух длин волн, соответствующих кантам наиболее интенсивных спектральных полос: $\lambda = 357.7$ ($C^3\Pi_u$) и 391.4 нм ($B^2\Sigma_u^+$).

Таблица 2

P , кПа	τ ($B^2\Sigma_u^+$), нс	τ ($C^3\Pi_u$), нс	P , кПа	τ ($B^2\Sigma_u^+$), нс	τ ($C^3\Pi_u$), нс
100	0.25 ± 0.25	0.7 ± 0.2	1		20 ± 2
80	0.25 ± 0.25		0.66	8 ± 0.8	23 ± 2.3
53	0.25 ± 0.25	1.2 ± 0.2	0.27	16 ± 1.6	
27	0.4 ± 0.25	1.8 ± 0.3	0.11	29 ± 2.9	31 ± 3.1
14		3.0 ± 0.3	0.08	29 ± 2.9	34 ± 3.4
10	0.6 ± 0.25		0.066	30 ± 3.0	32 ± 3.2
8	0.85 ± 0.2	6.5 ± 0.65	0.04	39 ± 3.9	37 ± 3.7
5.3	1 ± 0.2		0.029	42 ± 4.2	37 ± 3.7
2.7	2 ± 0.4	12 ± 1.2	0.02	48 ± 4.8	36 ± 3.6
1.3	3 ± 0.45	18 ± 1.8	0.013	49 ± 4.9	

Ранее в работе [3] были определены излучательные времена жизни состояний $C^3\Pi_u$ и $B^2\Sigma_u^+$ с колебательными квантовыми числами $\nu'_1=0$, $\nu'_2=1$, $\nu'_3=2$. Соответствующие величины имели значения τ_R ($C^3\Pi_u$) ≈ 37 нс, τ_R ($B^2\Sigma_u^+$) ≈ 59 нс. Аналогичные результаты получаются и в нашем случае путем аппроксимации зависимостей из табл. 2 в нуль величины P . Отсюда следует, что с увеличением давления $P > 0.1$ кПа величина τ ($B^2\Sigma_u^+$) становится существенно меньше величины τ ($C^3\Pi_u$) и при $P > 30$ кПа стремится к величине τ ($B^2\Sigma_u^+$) $= 0.25 \pm 0.25$ нс, определяемой временным разрешением регистрирующей системы.

Для уточнения экспериментальных результатов запишем зависимости $\tau = f(P)$. Выразим величину τ_{NR} в выражении (3) через частоту молекулярных столкновений [2]

$$\tau_{NR} = (r_r \bar{\sigma} N_0)^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $\bar{\sigma}$ — эффективное сечение тушения возбужденного состояния, N_0 — концентрация молекул в воздухе.

При максвелловском распределении молекул газа по скоростям относительная скорость сталкивающихся молекул

$$v_r = 4(kT/\pi M)^{0.5}, \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, M — масса молекулы.

С учетом (4), (5) можно записать

$$\tau_{NR} = \left[4 \left(\frac{N_A}{\pi M R_0 T} \right)^{0.5} \bar{\sigma} P \right]^{-1}, \quad (6)$$

где R_0 и N_A — универсальная газовая постоянная и число Авогадро соответственно.

Обозначив $\tau_{NR} = m/P$ выражение (3) представим в виде

$$\tau = \frac{\tau_R m}{\tau_R P + m}, \quad (7)$$

где для азота при $T = 300$ К $m = 6.2 \cdot 10^{-24} / \bar{\sigma}$ Па·с.

Зависимость (7) хорошо описывает экспериментальные результаты (рис. 4), проходя с учетом ошибки измерений через все экспериментальные точки. Для состояний C^3P_u и $B^2\Sigma_u^+$ коэффициенты в выражении (7) соответственно равны $m_1 = 5 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $m_2 = 6.25 \cdot 10^{-6}$ Па·с, $\tau_{R1} = 37 \cdot 10^{-9}$ с, $\tau_{R2} = 59 \cdot 10^{-9}$ с. Соответствующие эффективные сечения тушения $\bar{\sigma}(C^3P_u) = 1.2 \cdot 10^{-19}$ м² и $\bar{\sigma}(B^2\Sigma_u^+) = 9.9 \cdot 10^{-19}$ м². Для состояния $B^2\Sigma_u^+$ близкий результат был получен ранее в работе [8] путем непосредственного измерения времени тушения люминесценции. Воспользовавшись значениями коэффициентов из выражения (7) для $P = 10^5$ Па, получаем $\tau(B^2\Sigma_u^+) = 6 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau(C^3P_u) = 5 \cdot 10^{-10}$ с.

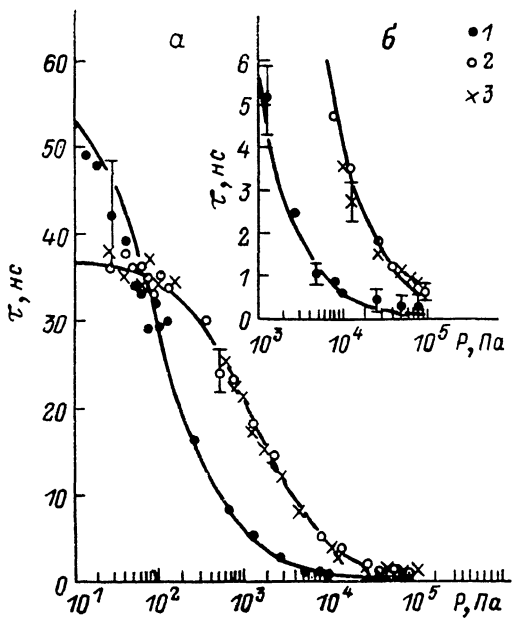


Рис. 4. Зависимость от давления времени жизни возбужденных состояний азота.

а, б — разные масштабы по оси ординат. λ, нм: 1 — 391.4, 2 — 337.2, 3 — 353.7; сплошные кривые — зависимость (7).

Полученные значения времени жизни возбужденных состояний будут определять предельное временное разрешение воздушного сцинтиллятора. Оно может быть улучшено в несколько раз путем выборочной регистрации свечения отдельных полос N_2^+ . В этом случае длительность импульсной характеристики газового сцинтиллятора на полувысоте составит $\tau_{0.5} \approx 5 \cdot 10^{-11}$ с. Это обеспечит лучшее временное разрешение по сравнению с современными быстродействующими пластмассовыми сцинтилляторами [9].

Литература

- [1] Самылов С. В., Цукерман В. А., Модель И. Ш. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 3. С. 599—608.
- [2] Жемерев А. В., Степанов Б. М. Физика импульсного радиационного возбуждения свечения воздуха. М.: Энергоатомиздат, 1984. 96 с.
- [3] Johnson A. W., Faylor R. G. // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 53. N 1. P. 65—72.
- [4] Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В. // УФН. 1972. Т. 107. Вып. 2. С. 201—228.
- [5] Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В. // ПТЭ. 1977. № 1. С. 203—204.
- [6] Василенко Г. И. Теория восстановления сигналов. М.: Сов. радио, 1979. 271 с.
- [7] Бабич Л. П., Березин И. А., Лойко Т. В., Тарасов М. Д. // Радиофизика. 1982. Т. 25. № 10. С. 1131—1137.
- [8] Hirsh M. N., Poss E., Eisner P. N. // Phys. Rev. 1970. Vol. 1. N 6A. P. 1615—1625.
- [9] Веретенников А. И., Горбачев В. М., Предеин Б. А. Методы исследования импульсных излучений. М.: Энергоатомиздат, 1985. 150 с.