

УДК 621.317.799 : 621.387

Волновые и колебательные процессы в плазме газоразрядных лазеров как источник диагностической информации / В.А. Степанов, М.В. Чиркин // Научное приборостроение. - 1992. - Т. 2. - № 3: Лазеры и современное приборостроение. - С. 7-20.

Исследована возможность выбора диагностической информации для предсказания срока службы и надежности газоразрядного лазера по характеристикам ионизационных волн положительного столба и для определения частотной зависимости импеданса модуляционного разряда. Полученные результаты дают возможность реализовать неразрушающий контроль активных ячеек газоразрядных лазеров. Библ. 30 назв. Ил. 8. Табл. 1.

В. А. Степанов, М. В. Чиркин

(Педагогический институт, Рязань)

**ВОЛНОВЫЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В ПЛАЗМЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ
КАК ИСТОЧНИК ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ**

Широкое применение газоразрядных лазеров в различного рода информационных и измерительных системах привело к возникновению проблемы разработки эффективных методов неразрушающего контроля качества лазеров при их серийном производстве, включающей две взаимосвязанные задачи.

Первая задача заключается в определении критериев достаточности электровакуумной обработки активного элемента, позволяющих вносить обоснованные коррективы в технологический процесс и предотвращать возможность брака на стадии производства приборов. Вторая заключается в создании надежных методов индивидуального прогнозирования долговечности активного элемента на основе результатов его испытаний в течение относительно непродолжительного времени (100—200 ч при сроке службы 10—30 тыс. ч).

Последняя задача требует поиска параметров, наиболее чувствительных к скорости деградационных процессов в приборе, и реализации на этой основе методов, подобных применяемым для диагностики полупроводниковых приборов [1, 2]. К этой группе параметров не могут быть отнесены ни мощность лазерной генерации, ни коэффициент усиления активной среды, зависящие от весьма большого количества различных факторов. Кроме того, условия работы лазеров, как правило, выбираются таким образом, чтобы на характеристиках их излучения как можно слабее сказывались изменения физических условий в активной среде. По этим причинам для достоверного индивидуального прогнозирования требуется время для половины срока службы лазера [3].

Волновые и колебательные процессы, самовозбуждающиеся в газовом разряде или вызванные внешней модуляцией, в большинстве случаев весьма чувствительны к изменению тех или иных условий разряда, причем вследствие существования принципиальной возможности регистрации достаточно большого числа параметров такого рода появляется возможность выделения из них небольшой группы величин, обладающих избирательной чувствительностью. Такой подход создает возможность разделения информации о физических процессах в различных частях разряда и идентификации конкретной причины брака. Реальные перспективы для построения системы диагностики качества газоразрядных лазеров, реализующей подобные принципы, и рассматриваются в публикуемой статье.

Ионизационные волны в положительном столбе и процесс деградации гелий-неоновых лазеров

Бегущие страты (ионизационные волны) представляют собой волны скорости ионизации, концентрации электронов и напряженности электрического поля, возникающие из-за неустойчивости положительного разряда и в значительной степени модулирующие параметры плазмы [4]. Если произведение коэффициента усиления страт в положительном столбе на модуль коэффициента передачи обратной связи через электрическую цепь разряда хотя бы на одной из частот, для которой обратная связь положительна, превысит единицу, произойдет самовозбуждение соответствующей моды. Вблизи порога самовозбуждения амплитуда страт A увеличивается по закону [5]:

$$A = A_0 \left(\frac{i}{i_1} - 1 \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где i_1 — ток самовозбуждения. Зависимость вида (1) реализуется в автоколебательных системах с "мягким" самовозбуждением и может быть использована для точного измерения величины критического тока i_1 .

Самовозбуждение и режимы генерации бегущих страт. Зависимость коэффициента усиления и закона дисперсии страт от параметров плазмы (тока, давления наполнения, диаметра разрядного канала) определяет наличие в пространстве этих величин границ между бесстратовой областью и областью существования страт. В гелий-неоновом лазере такие границы исследованы в работах [6—12]. Основные результаты этих работ сводятся к следующему:

существуют две области изменения тока разряда, в которых возбуждаются бегущие страты с частотами в диапазоне 0,6—2,0 МГц. Их разделяет бесстратовая область, ограниченная со стороны малых и больших токов;

С ростом давления неона и длины положительного столба бесстратовая область сужается. Зависимость ширины бесстратовой области от диаметра разрядного канала имеет экстремальный характер с минимумом при диаметре около 2 мм;

Граничные токи самовозбуждения страт зависят от парциального давления легкоионизируемых примесей в разряде. С ростом давления примесей вплоть до 1—1,5 Па ширина бесстратовой области монотонно увеличивается;

Частота самовозбуждающихся страт монотонно уменьшается с ростом тока разряда и давления газа. После превышения критического значения тока i_1 устанавливается одномодовая генерация, даже если условия самовозбуждения выполняются одновременно для нескольких типов колебаний. Конкуренция мод, черпающих энергию из общего источника, приводит к генерации того типа колебаний, усиление которого максимально. Ближайшим аналогом стратифицированной плазмы является в этом случае лазер с однородным уширением контура усиления. Многомодовый режим в средах с сильной связью между типами колебаний может установиться только благодаря их резонансному взаимодействию.

На рис. 1, а приведен частотный спектр страт в случае одновременной генерации трех мод ионизационных волн. Частоты мод удовлетворяют соотношению

$$2f_{35} = f_{34} + f_{36}, \quad (2)$$

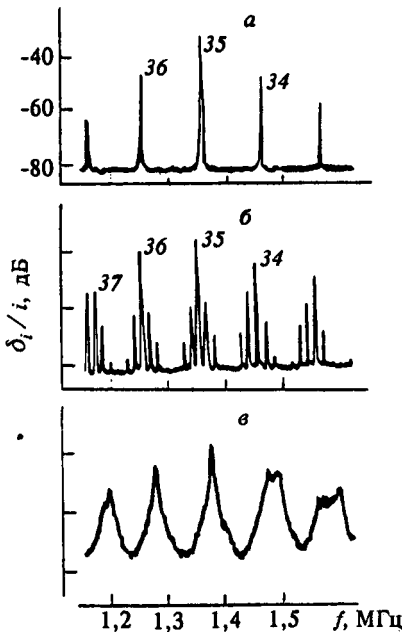


Рис. 1. Частотные спектры колебаний тока разряда при различных режимах генерации страт.

a — двухчастотные квазипериодические колебания (самосинхронизация мод), *б* — периодическая самомодуляция мод, *в* — режим динамического хаоса (цифры над пиками указывают число длин волн, укладываемых на положительном столбе длиной 120 мм).

совпадающему с условием временного синхронизма для резонансного взаимодействия волн в среде с кубической нелинейностью [13].

Решение гидродинамических уравнений пространственно неоднородной низкотемпературной плазмы [4] следует искать в виде суперпозиции трех мод с меняющимися во времени и пространстве амплитудами [6]

$$\frac{n_e(x,t) - n_0}{n_0} = \sum_q A_q(x,t) e^{j(\omega_q t + K_q x)} + \text{К.С.},$$

где n_e — концентрация электронов; q — количество длин волн, укладываемых на длине положительного столба; ω_q, K_q — частота и волновое число страт, соответственно.

Применение к гидродинамической модели стандартной процедуры укорачивания приводит к следующим уравнениям для комплексных амплитуд волн:

$$\begin{aligned} \dot{A}_m = & \frac{\omega_m}{K_m} \psi_m A_m - (\alpha_m - j\beta_m) [A_m (|A_m|^2 + \\ & + 2|A_{m+1}|^2 + 2|A_{m-1}|^2) + 2\bar{A}_m A_{m+1} A_{m-1} e^{j\delta\omega t}], \\ \dot{A}_{m\pm 1} = & \frac{\omega_{m\pm 1}}{K_m} \psi_{m\pm 1} A_{m\pm 1} - (\alpha_{m\pm 1} - j\beta_{m\pm 1}) [A_{m\pm 1} (|A_{m\pm 1}|^2 + \\ & + 2|A_m|^2 + 2|A_{m\pm 1}|^2) + A_m^2 A_{m\pm 1} e^{-j\delta\omega t}], \\ & q = m - 1, m, m + 1, \delta\omega = 2\omega_m - \omega_{m-1} - \omega_{m+1}. \end{aligned}$$

Параметры β_q и α_q описывают неизохронность и диссипативную нелинейность среды; их отношение следующим образом зависит от характеристик плазмы:

$$\frac{\beta_q}{\alpha_q} = \frac{K_q \frac{T_{e0}}{E_0} \frac{d}{dT_e} (4\nu_i + 5\nu_r) + \frac{T_{e0}}{2K_q E_0^2} \frac{d^3}{dT_e^3} (\nu_i + \nu_r)}{\left(\frac{9}{2} \frac{d}{dT_e} - T_e \frac{d^2}{dT_e^2} \right) (\nu_i + \nu_r)},$$

где T_e — температура электронов; ν_i и ν_r — частоты ионизации и возбуждения атомов неона в резонансные состояния.

В приближении $q = m \gg 1$ необходимое и достаточное условие потери устойчивости одномодовой генерации и перехода к многомодовому режиму приобретает вид

$$\frac{\beta_m}{\alpha_m} > \left\{ 7(\xi + 7/2)^2 + (K_m^2 T_{e0}^2 / E_0^2) (\xi + 7) \right\} / \left\{ K_m T_{e0} \xi \frac{\xi + 7}{E_0} + \right. \\ \left. \left\{ + \frac{7}{2} \sqrt{7 \xi [\xi + 7/2] + (K_m^2 T_{e0}^2 / 49 E_0^2) \xi (\xi + 7)} [49 + 4\xi (\xi + 7)] \right\} \right\},$$

где $\xi = \frac{i - i_1}{i_1} m^2$.

Зависимость критического значения отношения β_m / α_m от параметра ξ приведена на рис. 2 для нескольких значений $K_m T_{e0} / E_0$ из диапазона 1,0—1,5, который определен по измеренным экспериментально длине страт и напряженности поля в плазме, а также типичной для гелий-неонового разряда темпера-

туры электронов. Если $m \sim 30-40$, то значение ξ находится в диапазоне $10^2 - 10^3$, т.е. на восходящей ветви критической кривой. Отношение β_m / α_m определяется производными частот ионизации и возбуждения атомов по температуре электронов. Вызывающий рост тока разряда приводит к увеличению отношения β_m / α_m : высшие производные частот ионизации и возбуждения быстро возрастают с уменьшением T_e . Поэтому увеличение тока, сопровождающееся возрастанием величин β_m / α_m и ξ , должно неминуемо привести к переходу из области под критической кривой на плоскости параметров

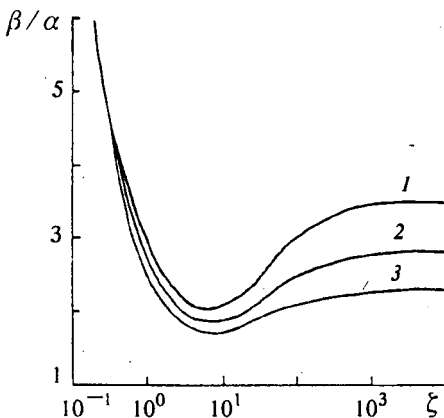


Рис. 2. Условие перехода к многомодовой генерации страт.
 T_e / E_0 : 1—1,0; 2—1,25; 3—1,5.

($\xi, \beta_m / \alpha_m$), соответствующей устойчивому одномодовому режиму генерации, в область над кривой, в которой одномодовая генерация неустойчива. Это и происходит при достижении некоторого критического значения тока i_2 .

В результате устанавливается режим самосинхронизации мод ионизационных волн [13, 14]. В этом режиме спектр модовых частот эквидистантен, амплитуда и разности фаз мод во времени не изменяются.

Кроме составляющих на частотах страт в спектре присутствуют разностная частота и ее высшие гармоники, а также составляющие на комбинационных тонах. Эквидистантности частотного спектра требует условие временного синхронизма для резонансного взаимодействия мод вида (2).

Дальнейший рост тока разряда, сопровождающийся увеличением степени неравномерности плазмы, вызывает в конечном счете разрушение режима синхронизации. Это происходит вследствие подключения к резонансному взаимодействию волн, затухающих в плазме [15, 16], причем особую роль здесь играет неравномерность межмодового интервала: подключение новых мод уже не может происходить с сохранением эквидистантности спектра. В результате устанавливается низкочастотная периодическая либо хаотическая автомодуляция типов колебаний (рис. 1, б, в). Конечная ширина линий в спектре хаотических колебаний расширяет возможности для подключения к резонансному взаимодействию новых мод. Исчерпывание всех возможных вариантов комбинаций мод, которые могут реализовываться через резонансное взаимодействие, соответствует насыщенности формы спектра.

На рис. 3 показаны спектры колебаний выходной мощности лазера для трех областей изменения тока: $i_2 < i < i_3$, $i_3 < i < i_4$ и $i > i_4$, где i_3 — ток появления периодической самомодуляции волн, i_4 — ток перехода к режиму динамического хаоса. Режим хаотической генерации страт сопровождается сильным шумом выходной мощности лазера, имеющим сплошной спектр.

Описанные выше явления не специфичны только для гелий-неоновых лазеров. Подобные эффекты зарегистрированы и в других лазерах, возбуждаемых разрядом постоянного тока: на углекислом газе [17, 18], гелий-кадмиевых [19—21], гелий-селеновых [22, 23].

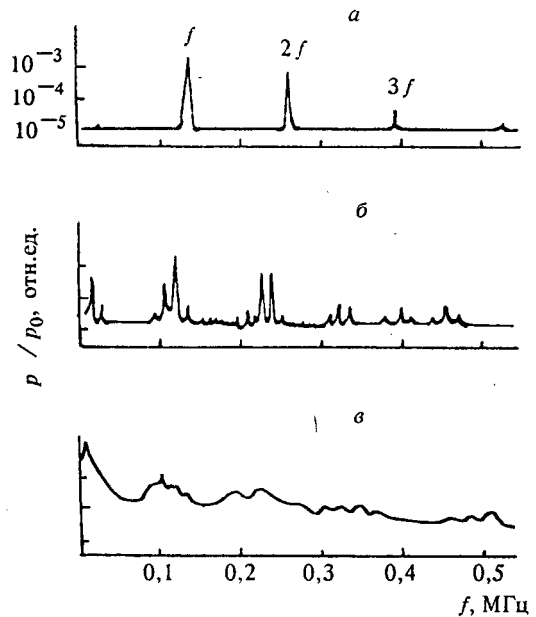


Рис. 3. Низкочастотные флуктуации выходной мощности лазера ЛГН-208 при качественно различающихся режимах генерации бегущих страт. а — режим синхронизации мод, б — периодическая самомодуляция типов колебаний, в — режим динамического хаоса.

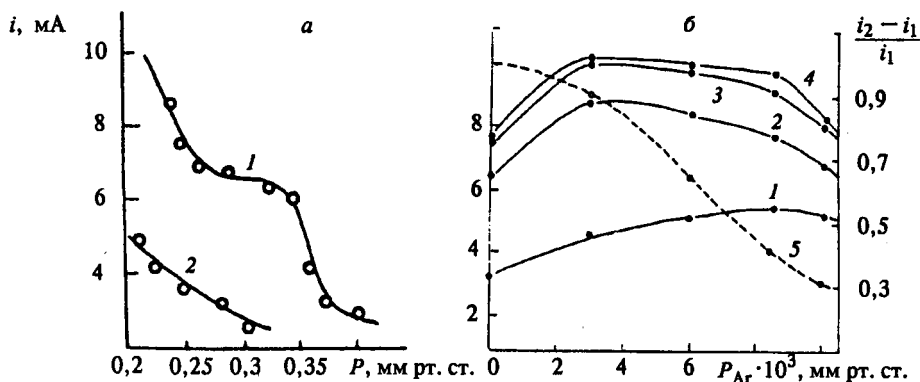


Рис. 4. Влияние легкоионизируемых примесей в разряде на критические токи страт. а — зависимость тока самовозбуждения страт от парциального давления неона при температурах обезгаживания активного элемента (1 — 120 °С, 2 — 325 °С); б — зависимость критических токов от давления аргона (1 — i_1 , 2 — i_2 , 3 — i_3 , 4 — i_4 , 5 — $(i_2 - i_1) / i_1$).

Критические токи для ионизационных волн как информативный критерий качества лазера. Свойства положительного столба разряда в гелий-неоновых лазерах с точки зрения возбуждения страт могут быть охарактеризованы заданием четырех критических значений тока: i_1 — тока самовозбуждения страт, i_2 — тока возникновения самосинхронизации мод ионизационных волн, i_3 — тока появления низкочастотной периодической автомодуляции волн, i_4 — тока перехода к режиму динамического хаоса. Все четыре значения тока могут быть относительно легко и с довольно большой точностью измерены.

В работах [7, 9] предпринята попытка установить параметрическую зависимость тока самовозбуждения страт от давления газа и диаметра разрядного канала. Однако на критические значения токов влияет достаточно большое количество различных факторов. Например, наличие в разряде легкоионизируемых примесей и вызванная ими реакция Пеннинга приводят к зависимости порога самовозбуждения от технологии обезгаживания активного элемента. На рис. 4 приведены зависимости тока самовозбуждения страт от парциального давления неона для капилляра диаметром 1 мм, длиной 125 мм, обезгаженного в вакууме при температурах 120 и 325 °С с последующей тренировкой в разряде. Если активный элемент недостаточно обезгажен, то под действием ионной бомбардировки внутренней поверхности капилляра примеси (пары воды, углекислый газ), растворенные в стекле, будут выходить в капилляр и снижать коэффициент усиления страт.

Увеличение парциального давления легкоионизируемых газов в активном элементе вызывает также снижение температуры электронов и соответствующий рост отношения β_m / α_m . Поэтому рост парциального давления примесей снижает значение ζ , соответствующее переходу через критическую кривую (см. рис. 2). Следовательно, переход к многомодовой генерации страт с увеличением парциального давления будет происходить при все меньшем значении отношения $(i_2 - i_1) / i_1$.

На рис. 4, б приведены экспериментальные зависимости критических значений тока в гелий-неоновом разряде от парциального давления аргона [6], подтверждающие выводы, сделанные из проведенного анализа устойчивости:

штриховая кривая, соответствующая отношению $(i_2 - i_1) / i_1$, монотонно снижается с ростом давления аргона. Это позволяет по изменениям отношения $(i_2 - i_1) / i_1$ судить об изменениях концентрации примесей в гелий-неоновом разряде при фиксированных парциальных давлениях гелия и неона.

В процессе эксплуатации активного элемента критические значения токов изменяются, несмотря на постоянство давлений гелия и неона (рис. 5), о чем свидетельствует постоянство выходной мощности лазера. Эти изменения связаны с очищением активного элемента вследствие катафореза и связывания примесей на поверхности катода, на что указывают увеличение с течением времени значения $(i_2 - i_1) / i_1$ и напряжения возникновения разряда.

Испытания приборов в течение более длительного времени показали, что монотонный спад выходной мощности, связанный с распылением катода и связыванием рабочих газов, начинается после 11 тыс. ч непрерывной работы, а монотонный рост второго критического значения тока, связанный с этим обстоятельством, обнаруживается сразу же после 2 тыс. ч непрерывной работы, т.е. после снижения давления примесей ниже предела чувствительности для пороговых токов ($5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.) Рост измеренного значения i_2 происходит по линейному закону со скоростью 0,7 мкА / ч и минимальными статистическими флуктуациями, не превышающими погрешности измерения тока.

Таким образом, параметром, однозначно характеризующим изменения концентрации посторонних примесей в активном элементе и, следовательно, качество его электровакуумной обработки, является относительное превышение тока возникновения многомодовой генерации страт над током их самовозбуждения. После очищения активного элемента под действием протекающего через него электрического тока скорость изменения одного из критических токов несет информацию о скорости поглощения рабочих газов катодом вследствие распыления его поверхности.

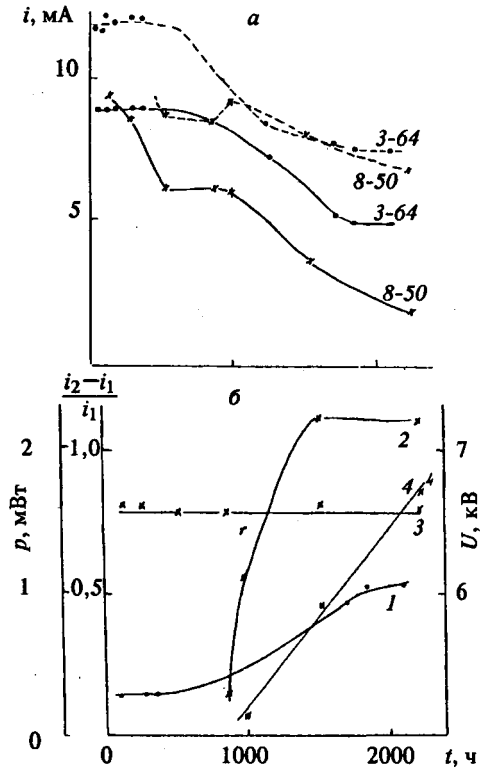


Рис. 5. Результаты испытаний лазера ЛГН-208.

a — поведение критических токов во времени (сплошная линия — первый критический ток, штриховая — второй критический ток, около кривых поставлены номера приборов); *b* — изменение параметров активного элемента (1, 2 — относительное превышение второго критического тока над первым для приборов 3-64 и 8-50 соответственно, 3 — мощность лазерной генерации, 4 — напряжение возникновения разряда в приборе 8-50).

Модуляционная диагностика разряда в газовых лазерах

Комплексное сопротивление катодного слоя разряда и эмиссионная эффективность поверхности холодного катода. Одним из основных факторов, определяющих скорость жестчения газа в гелий-неоновых лазерах, является процесс распыления защитной окисной пленки на поверхности холодного катода. Интенсивное распыление сопровождается быстрым уменьшением давления неона и падением выходной мощности лазера. Скорость распыления сильно зависит от величины катодного падения потенциала U_k и произведения давления газа на размер области катодного падения pl_k , а точнее, от отношения U_k / pl_k . При той же поверхности катода изменение этого отношения всего лишь в полтора раза приводит к изменению скорости распыления примерно на порядок. Поэтому величина катодного падения и размер катодного слоя являются одними из основных информативных критериев качества катода и прибора в целом.

Измерения вольт-амперных характеристик катодной области разряда в экспериментальных макетах специальной конструкции показали сильную зависимость величины катодного падения потенциала от технологии формирования защитной окисной пленки на поверхности катода и ее электровакуумной обработки. В зависимости от качества обработки поверхности при неизменном материале катода и внешних условиях разряда величина катодного падения потенциала может изменяться от 90 до 250 В.

Важную информацию о параметрах, характеризующих качество поверхности холодного катода, содержит частотная зависимость комплексного сопротивления катодного слоя разряда $Z(\omega)$ [24]. Она измеряется при модуляции напряжения на разряде малым гармоническим сигналом и определяется как отношение комплексных амплитуд переменных составляющих напряжения на разрядном промежутке и тока разряда. Возможность извлечения информации из зависимости $Z(\omega)$ основана на различии времен протекания физических процессов, ответственных за прохождение тока через катодный слой.

Обычно зависимость $Z(\omega)$ представляется в виде годографа на комплексной плоскости (R, iX) , $R = \text{Re } Z$, $X = \text{Im } Z$. Если частотная зависимость комплексного сопротивления некоторого двухполюсника формируется одним инерционным процессом, годограф представляет собой полуокружность. На рис. 6 представлены экспериментально измеренные зависимости от частоты модуляции комплексного сопротивления катодного слоя разряда для цилиндрического катода из сплава АД1, подвергнутого одинаковой технологической обработке при безмасляной (кривая 1) и масляной (кривая 2) откачке. Катодное падение потенциала составляет 117 В для кривой 1 и 136 В для кривой 2.

Анализ годографа показывает, что в обоих случаях частотная зависимость формируется двумя инерционными процессами с временами порядка 1 мкс (высокочастотный) и 100—200 мкс (низкочастотный). Изменение знака у мнимой части комплексного сопротивления с ростом частоты связано с возрастающим вкладом тока смещения. Для частот меньше 10 кГц частотная зависимость описывается эквивалентной схемой замещения, состоящей из последовательно соединенных активного сопротивления ρ_k и параллельной R_k - L_k -цепочки. Параметры эквивалентных схем для обеих зависимостей приведены в таблице.

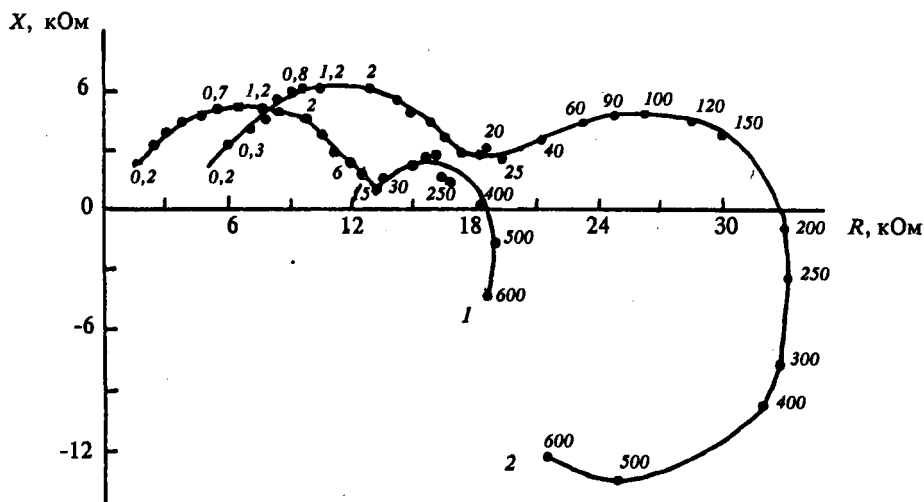


Рис. 6. Годограф комплексного сопротивления разряда (катодная область) в цилиндрическом катоде диаметром 21 мм.

1 — безмасляная откачка, 2 — масляная откачка (около экспериментальных точек указаны значения частот модуляции в кГц).

| Условие откачки | ρ_k , кОм | R_k , кОм | $\tau_k = L_k / R_k$, мкс |
|-----------------|----------------|-------------|----------------------------|
| Безмасляная | 1,4 | 10,5 | 160 |
| Масляная | 5,1 | 12,5 | 106 |

Сопротивление ρ_k соответствует наклону статической вольт-амперной характеристики $\rho_k = dU_k / di$, его величина содержит информацию о степени отклонения разряда от нормального тлеющего. Сопротивление содержит информацию о величине катодного падения потенциала, а время τ_k — о размере катодного слоя. Связь величины R_k при неизменной геометрии разряда с катодным падением потенциала показана ниже:

| | | | | |
|-------------|-------|-------|-------|-------|
| U_k , В | 145,5 | 136,0 | 117,0 | 161,0 |
| R_k , кОм | 14,1 | 12,5 | 10,5 | 21,1 |

Аналогичная связь существует между временем $\tau_k = L_k / R_k$ и размером области катодного падения, который может быть оценен по формуле

$$l_k \sim \sqrt{2D_m \tau_k},$$

где D_m — коэффициент диффузии метастабильных атомов.

Таким образом, определяющие скорость распыления катода величина катодного падения потенциала и размер области катодного падения могут быть определены в результате численной обработки экспериментально измеренной

частотной зависимости комплексного сопротивления катодной области разряда в диапазоне частот 0,2—6,0 кГц по параметрам эквивалентной схемы замещения разряда по переменному току.

Модуляционные исследования кинетики ионизации в положительном столбе. Один из эффективных способов диагностики плазмы разряда постоянного тока основан на измерении частотной зависимости его комплексного сопротивления в диапазоне частот модуляции, соответствующем инерционности ионизационных процессов в положительном столбе [25]. Экспериментальные результаты [26—28] для положительного столба разряда в инертных и молекулярных газах демонстрируют, однако, явное качественное несоответствие с теорией, что до настоящего времени ограничивало возможности модуляционных исследований в практически важных случаях.

Выполненные эксперименты на макетах, имеющих различные длины положительного столба, указывают на обнаруженный в работе [29] эффект длинной линии в распределенной системе плазма—заземленный проводник как основную причину расхождений. Разработанная на основе этих экспериментов методика измерений импеданса единицы длины положительного столба основана на возбуждении электромагнитных волн НЧ-диапазона в активных длинных линиях, включающих участки положительного столба различной длины. Комплексное сопротивление единицы длины положительного столба определяется на основе выполненных измерений величин

$$Z_{1,2} = \dot{U}_{1,2} / \dot{I}_{1,2}$$

для активных длинных линий с длинами l_1 и l_2 путем решения на ЭВМ трансцендентного уравнения вида

$$Z_1 \operatorname{ch} \gamma l_2 - Z_2 \operatorname{ch} \gamma l_1 = Z_c \operatorname{sh} \gamma (l_1 - l_2), \quad (3)$$

где $\gamma = \sqrt{j\omega c Z}$, $Z_c = \sqrt{Z/j\omega c}$.

Результаты обработки экспериментальных данных приведены на рис. 7, а в виде годографа на комплексной плоскости. Для перехода от измеренного $Z(\omega)$ к величинам, характеризующим кинетику ионизации в плазме, проанализируем систему уравнений баланса для концентраций электронов n_e и метастабильных атомов m

$$\begin{cases} \dot{n}_e = \nu_i(E) n_e + \alpha_i m n_e - \nu(E, n_e) n_e \\ \dot{m} = \nu_e(E) n_e - \alpha_i m n_e - m / \tau_d \\ i = e n_e \mu_e E S, \end{cases} \quad (4)$$

где E — напряженность поля в положительном столбе; α_i — константа скорости ионизации метастабильных атомов; $\nu(E, n_e)$ — зависящая от концентрации электронов и напряженности поля частота ухода электронов на стенки разрядной трубки. Конкретные аппроксимации аналитической зависимости частот возбуждения и ионизации от напряженности поля для гелий-неонового разряда приведены в работе [30].

Линеаризация системы уравнений (4) для малых переменных составляющих параметров плазмы приводит к эквивалентной схеме для расчета комплексного сопротивления единицы длины положительного столба, состоящей из последовательно соединенных отрицательного сопротивления $\rho = dE/d_i$, па-

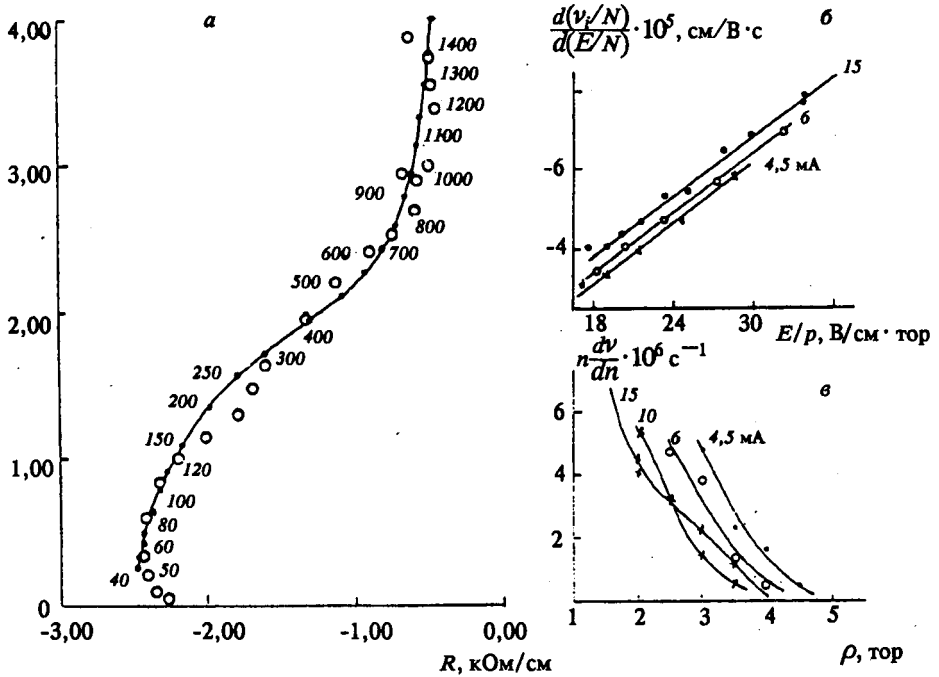


Рис. 7. Модуляционная диагностика плазмы положительного столба.

a — годограф комплексного сопротивления единицы длины положительного столба гелий-неонового разряда в трубке диаметром 1 мм при давлении 3 мм рт. ст. (точки — расчет по эквивалентной схеме, кружки — эксперимент; около точек указаны частоты модуляции в килогерцах); *б* — производная частоты ионизации по напряженности поля; *в* — производная частоты ухода на стенку по концентрации электронов.

параллельной $R_1 L_1$ -цепочки, описывающей инерционность установления концентрации метастабильных атомов, а также цепочки, состоящей из сопротивления R_2 , подключенного параллельно к последовательному соединению индуктивности L_2 с отрицательным сопротивлением $R(\omega) = -R_3 \omega^3 \theta^3$, описывающем инерционность установления скорости ионизации.

Результат приближения экспериментального годографа эквивалентной схемой иллюстрирует рис. 7. Некоторые отклонения экспериментальных точек от кривой годографа эквивалентной схемы, превышающие погрешности измерений, по-видимому, связаны с необходимостью учитывать пространственные изменения в поперечном распределении концентрации метастабильных атомов.

Сопротивление R_1 вносит вклад в отрицательную крутизну ВАХ положительного столба ρ . Рис. 7 показывает, что отрицательная крутизна не в полной мере связана со ступенчатой ионизацией метастабильных атомов, причем исследованная зависимость R_1 и ρ от тока разряда свидетельствует о возраста-

нии роли альтернативного механизма по мере уменьшения тока разряда. Такой механизм, возможно, связан с влиянием отклонения режима диффузии электронов к стенке разрядной трубки от амбиполярной.

Время низкочастотного инерционного процесса $\tau_1 = L_1 / R_1$ соответствует по величине времени жизни метастабильных атомов τ_m

$$\tau_m^{-1} = \alpha_i n_e + \tau_d^{-1},$$

где τ_d — диффузионное время.

Обработка более высокочастотной части зависимости (3), связанной с инерционностью установления концентрации электронов, позволяет определить следующие характеристики плазмы:

производную частоты ионизации прямым электронным ударом по напряженности электрического поля dv_i / dE (рис. 7, б);

производную частоты ухода на стенки по концентрации электронов $\delta v / \delta r$ (рис. 7, в);

время установления частоты ионизации при изменениях напряженности продольного электрического поля.

Изучение зависимостей указанных величин от внешних параметров (тока, давления, диаметра разрядного канала) дает возможность существенно дополнить картину кинетики ионизационных процессов в низкотемпературной плазме, а при использовании результатов решения кинетического уравнения Больцмана для электронов [30] — служить методом измерения параметров плазмы: напряженности электрического поля, концентрации и средней энергии электронов, скоростей столкновительных процессов электронов с атомами газа.

Проблема разделения отклика различных частей модулированного разряда и построение комплекса информативных критериев качества лазеров. Возможность разделения в частотной зависимости комплексного сопротивления разряда вкладов катодного слоя и положительного столба заключается в значительном различии времен протекания соответствующих инерционных процессов. На частотах 5—6 кГц процессы релаксации в плазме положительного столба можно считать квазистационарными. Влияние положительного столба на полное комплексное сопротивление активного элемента заключается в этом диапазоне частот лишь в сдвиге действительной части на величину дифференциального сопротивления плазмы. Мнимая часть комплексного сопротивления практически полностью определяется катодным слоем.

Результаты измерения комплексного сопротивления в активных элементах гелий-неоновых лазеров с диаметром разрядного канала 1 мм и длиной 165 мм приведены на рис. 8 для прибора на начальной стадии испытаний (кривая 1) и после непрерывной работы в течение 5 тыс. ч (кривая 2). Обработка начального участка зависимости $X(f)$ дает величину $R_x = 10,1$ кОм, что соответствует катодному падению потенциала около 115 В. Вклад ступенчатой ионизации в динамическое сопротивление положительного столба составляет примерно 63 % для тока 4,5 мА, что при известном соотношении компонент смеси позволяет установить давление наполнения (2,7 мм рт. ст.).

Изменения в годографе после 5 тыс. ч работы свидетельствуют об отравлении катода парами воды или углекислым газом, выделившимся из стенок трубки. Об очищении смеси газов свидетельствуют также изменения пороговых токов для страт, аналогичные представленным на рис. 5. Мощность лазерной генерации за время испытаний практически не изменилась.

Таким образом, к комплексу параметров, соответствующих требованиям, предъявляемым к информативным критериям качества, следует отнести следующие величины: первый и второй критические токи для ионизационных волн, сопротивления в эквивалентной схеме замещения разряда R_c , R_1 , ρ , а также время $\tau_1 = L_1 / R_1$.

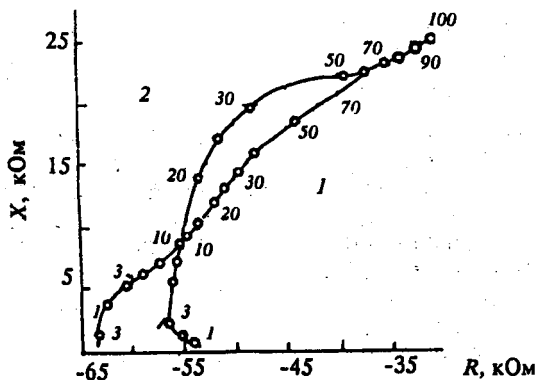


Рис. 8. Годографы комплексного сопротивления разряда в активном элементе.

1 — начало испытаний, 2 — после 5000 ч испытаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Примаченко И. А., Сердюк Г. Б. // Электронная техника: Сер.8. 1979. № 7. С. 11-20.
2. Воронков И. Е., Ходневич С. П., Ходневич А. Д. // Там же. 1980. № 5. С. 11-23.
3. Торопкин Г. Н. // Там же. 1978. № 4. С. 54-62.
4. Ланда П. С., Мускинова Н. А., Пономарев Ю. В. // УФН. 1980. Т. 132, № 4. С. 601-637.
5. Александров Л. С., Перебькин В. А., Степанов В. А., Чиркин М. В. // Обзоры по электронной технике: Сер.11. 1990. Вып. 3. 40 с.
6. Александров Л. С., Лавров А. М., Степанов В. А., Чиркин М. В. // РИЭ. 1990. Т.35, № 1. С. 139-146.
7. Кириллова Н. В., Молчанов М. И. // Там же. 1978. Т. 23, № 12. С. 2575-2580.
8. Павлов В. А., Привалов В. Е. // Там же. 1979. Т. 24, № 9. С. 1827-1832.
9. Долбилос А. С., Павлов П. А., Привалов В. Е., Шаповал В. З. // Там же. 1983. Т. 28, № 6. С. 1121-1124.
10. Фофанов Я. А. // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 47, № 4. С. 800-803.
11. Privalov V. E., Fridrikhov S. A. // Beitr. Plasmaphys. 1979. V. 19, № 2. P. 127-129.
12. Куршев Г. А., Привалов В. Е., Фофанов Я. А. Страты в гелий-неоновых лазерах. Киев, 1986. 88 с.
13. Молчашкин М. А. // РИЭ. 1975. Т. 20, № 8. С. 1556-1665.
14. Мелехин Г. В., Московичева И. Ю., Степанов В. А., Чиркин М. В. // Там же. 1986. Т. 31, № 12. С. 2436-2441.

15. Анищенко В. С., Мелехин Г. В., Степанов В. А., Чиркин М. В. // Изв. ВУЗов. Сер: Радиофизика. 1986. Т. 29, № 8. С. 903-912.
16. Мелехин Г. В., Морозов Д. А., Степанов В. А., Чиркин М. В. // ЖТФ. 1987. Т. 57, № 1. С. 37-43.
17. Shofner F. M., Kreikebaum G., Carlson T. B., Bray C. W. // IEEE J. of Quant. Electron. 1971. QE-7, № 6. P. 245-246.
18. Mosker H. W. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 1.12, № 1. P. 20-23.
19. Дятлов М. К., Куликов Ю. Н., Остапченко Е. П., Степанов В. А. Способ регулировки мощности светового излучения. Патент Великобритании 1365049 МКл НОІ 3/00.
20. Геликонов В. М., Зайцев Ю. И. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 11. С. 2367-2373.
21. Мачехин Ю. П., Николаев А. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55, № 10. С. 2072-2075.
22. Дятлов М. К., Касьян В. Г., Левин В. Г. // ЖПС. 1979. Т. 30, № 6. С. 1001-1007.
23. Neiger M. G. // Proc. of 6-th International conf. "Gas Discharge and their Appl.", Edinburg, 1980. London-New York, 1980. P. 38-41.
24. Крютченко О. Н., Маннанов А. Ф., Чиркин М. В. // Всес. конф. "Актуальные проблемы электронного приборостроения". Новосибирск, 1990. Ч. 1. С. 76-77.
25. Александров Л. С., Перебькин В. А., Степанов В. А., Чиркин М. В. Динамика пространственно однородной плазмы разряда в инертных газах // Физика плазмы. 1989. Т. 15, № 4.
26. Привалов В. Е., Смирнов Е. А. // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 46, № 1. С. 34-39.
27. Привалов В. Е., Смирнов Е. А. // Там же. 1980. Т. 48, № 5. С. 949-957.
28. Коненков Н. В., Корольков А. Н., Мелехин Г. В., Степанов В. А. // РиЭ. 1985. Т. 30, № 12.
29. Коненков Н. В., Мелехин Г. В., Степанов В. А., Чиркин М. В. // Там же. 1983. Т. 28, № 11. С. 2288-2290.
30. Кузнецов С. Н., Новиков В. И. // Электронная техника. Сер. 4. 1986. № 11. С. 28-32.

Рукопись поступила 6.02.92