

04; 07

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ОПТОГАЛЬВАНИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАЗРЕШЕНИИ

*Г. Ю. Григорьев, А. В. Елецкий, Ю. Н. Зайцев, В. Д. Климов, О. А. Кушлянский,
М. Я. Минаков, А. М. Мосолов*

Исследован оптогальванический (ОГ) эффект в плазме тлеющего разряда с полым урановым катодом при импульсном возбуждении уровней атомов урана при разряде в неоне, аргоне и криптоне. Получены зависимости величины и формы ОГ сигнала от тока разряда, давления буферного газа и пространственного положения лазерного излучения относительно оси полого катода. Обнаружено, что при определенных условиях ОГ сигнал имеет отрицательную полярность. На основе рассмотрения элементарных процессов в плазме разряда дается качественное объяснение наблюдаемых эффектов. Показано, что основным каналом передачи поглощенной энергии в плазму разряда является тушение возбужденных атомов электронами, приводящими к росту электронной температуры.

1. В последнее время интенсивно развивается оптогальваническая (ОГ) спектроскопия, основанная на эффекте изменения проводимости плазмы под действием резонансно поглощенного излучения. ОГ эффект наблюдается при возбуждении атомов и молекул в тлеющем разряде, высокочастотном разряде, тлеющем разряде с полым катодом (ТРПК), пламенах и других плазменных источниках [1-4].

ОГ метод позволяет получать информацию о спектрах атомов и молекул, заполняющих разрядный промежуток, характере протекающих в плазме процессов, параметрах газоразрядной плазмы. На основе этого эффекта разрабатываются практически важные методики и устройства для спектрального и элементного анализов, стабилизации и калибровки длин волн перестраиваемых лазеров и т. п.

Широкое распространение получили экспериментальные исследования ОГ эффекта в ТРПК, где имеется возможность возбуждать лазерным излучением не только атомы буферного газа, но и атомы материала катода [5-6]. Это обстоятельство расширяет возможности ОГ спектроскопии.

Несмотря на большое количество опубликованных работ, в настоящее время не существует последовательной теории и единой точки зрения на причины возникновения ОГ эффекта. Важное значение поэтому приобретает изучение нестационарного ОГ эффекта при возбуждении среды короткими лазерными импульсами. В этом случае действие различных механизмов возникновения ОГ сигнала может проявиться в различные моменты времени.

Цель настоящей работы заключалась в детальных исследованиях зависимостей нестационарного ОГ эффекта, возбуждаемого в плазме ТРПК, от тока разряда, давления, сорта буферного газа и пространственного положения зоны облучения. Эти исследования дают дополнительную информацию о механизме возникновения ОГ эффекта и открывают возможность оптимизации работающих на основе этого эффекта устройств.

2. Экспериментальное исследование нестационарного ОГ эффекта проводилось в тлеющем разряде с урановым полым катодом при возбуждении распыленных атомов урана и использовании различных буферных газов (Ne, Ar, Kr).

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Разрядная камера изготавливалась из нержавеющей стали и откачивалась форвакуумным насосом до давления $\sim 10^{-2}$ Тор. Катод из металлического урана с природным содержанием изотопов имел форму полого цилиндра внутренним диаметром 5.5 мм, длиной 20 мм при толщине стенки 1 мм. Катод зажимался в медной оправке и крепился к электрически изолированному от разрядной камеры держателю, который охлаждался водой или сжатым воздухом. Проволочный вольфрамовый анод имел форму кольца диаметром 20 мм и находился под нулевым потенциалом.

Питание разряда осуществлялось от источника с напряжением до 600 В через балластное сопротивление 1.7 кОм. LC-фильтр на выходе источника и RC-цепочка на входе усилителя позволяли регистрировать ОГ сигнал, начиная с уровня 0.5 мВ. Перед установкой полого катода камеру откачивали и тренировали разрядом в атмосфере газа-носителя. Полый катод травили в азотной кислоте, промывали в этиловом спирте и устанавливали в оттренированную

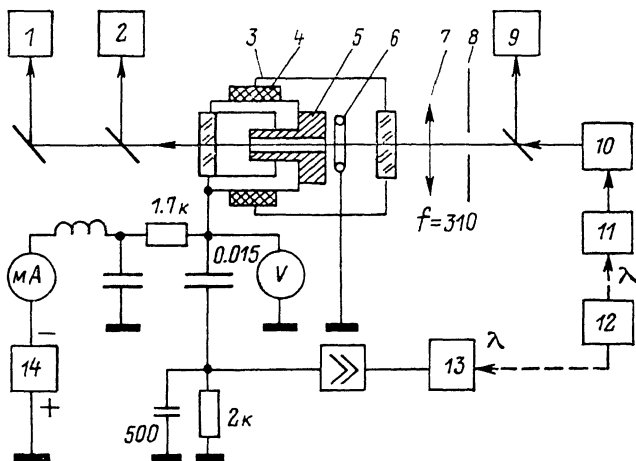


Рис. 1. Схема регистрации ОГ сигнала.

1 — спектрограф ДФС-8-3, 2 — измеритель мощности ИМО-2, 3 — вакуумная камера, 4 — изолятор, 5 — полый катод, 6 — анод, 7 — линза, 8 — диафрагма, 9 — интерферометр Фабри—Перо, 10 — лазер на красителе, 11 — азотный лазер, 12 — генератор синхронных импульсов Г5-54, 13 — осциллограф, 14 — источник питания УИП-1.

разрядную камеру. После откачки камера заполнялась аргоном или криптоном до давления 0.5—1 Тор и проводилась тренировка катода разрядом при токе ~ 100 мА в течение 2—3 ч. Процесс тренировки считался окончанным после появления в спектрографе достаточно яркого спектра нейтрального урана.

Измерения проводились при слабой прокачке газа-носителя через полость катода с расходом $\sim 1\text{--}5$ см³·Тор/мин. Система напуска газа позволяла регулировать давление газа в разрядной камере в пределах 0.1—10 Тор. В экспериментах использовался лазер на красителе родами-6Ж с накачкой от азотного лазера. Энергия импульсов накачки ~ 5 мДж, длительность ~ 10 нс, частота повторения 10 Гц. Энергия лазера на красителе ~ 150 мкДж. Диапазон перестройки 570—610 нм. Ширина линии генерации составляла ~ 1 см⁻¹.

Излучение лазера фокусировалось линзой $f=310$ мм в объеме катодной полости вдоль ее оси и выводилось на входную щель спектрографа ДФС-8-3. Диаметр каустики луча в фокусе линзы ~ 0.25 мм. Одновременно на щель спектрографа фокусировалось излучение разряда с полым катодом. Такая оптическая схема позволяла одновременно проводить предварительную настройку и контроль совпадения линии генерации лазера с линией поглощения атомов в плазме ТРПК. Окончательная настройка производилась по максимальной величине ОГ сигнала. Лазерный луч мог перемещаться в направлении, перпендикулярном оси полого катода. Это позволяло исследовать зависимость величины и формы ОГ сигнала от положения луча в полости.

ОГ сигнал с полого катода через разделительную емкость подавался на вход согласующего усилителя ($R_{вх}=80$ кОм, $R_{вых}=50$ Ом и $K_{ye} \sim 20$). Сигнал с усилителя регистрировался на запоминающем осциллографе в режиме накопления, что позволяло производить измерения амплитуды и формы ОГ сигнала, усредненного по нескольким лазерным импульсам. Положительная полярность сигнала соответствует увеличению проводимости плазмы.

3. Измерения зависимостей величины и знака ОГ сигнала от параметров разряда проводились при настройке лазера на резонансный переход UI

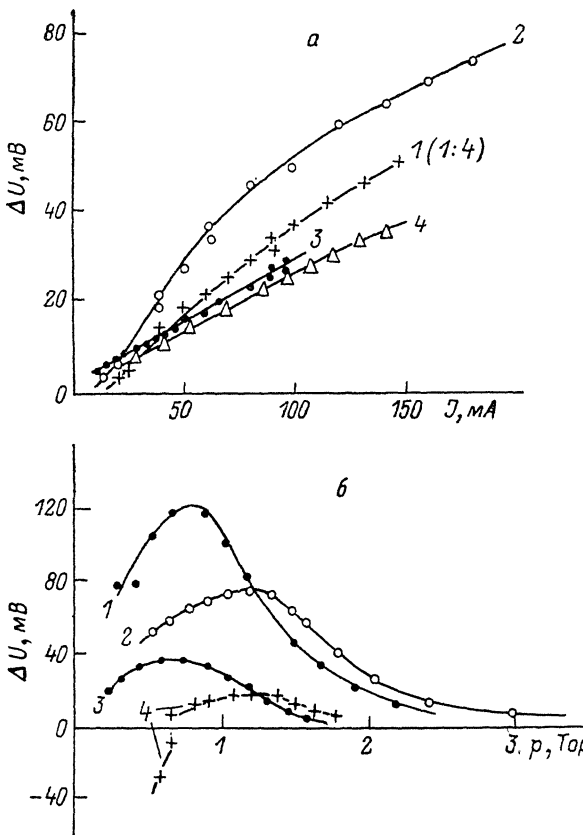


Рис. 2. Зависимость амплитуды ОГ сигнала в центре полости от тока разряда (а) и от давления газа (б).

а: 1 — Kr; 2, 3 — Ar; 4 — Ne при $p=0.75, 0.9, 0.3, 1.7$ Тор соответственно; б: 1 — Kr; 2, 3 — Ar; 4 — Ne при $J=75, 150, 75, 50$ мА соответственно.

($\lambda=591.54$ нм). Луч лазера фокусировался в центральную зону разряда вдоль оси полого катода, интенсивность излучения поддерживалась на уровне 20 МВт/см².

Регистрация зависимости амплитуды ОГ сигнала от тока разряда проводилась при постоянном давлении в разрядной камере, а зависимости от давления газа — при фиксированном токе. Диапазон изменения тока $10-180$ мА, диапазон изменения давления газа (Ne, Ar, Kr) $0.2-2.5$ Тор. Минимальные значения величин тока и давления определялись устойчивостью разряда, максимальные значения — напряжением источника питания и шумами разряда. Типичные зависимости амплитуды ОГ сигнала от тока и давления приведены на рис. 2.

На рис. 3 приведены характерные формы ОГ сигналов, регистрируемых в различных условиях. Сигнал может быть положительным (кривые 1, 5), знакопеременным (кривые 2—4, 6), отрицательным (кривая 7) или иметь более сложную форму (кривая 8). Форма сигнала зависит не только от величины тока и давления, но и от пространственного положения зоны возбуждения и от возбуждаемого перехода, о чем будет сказано ниже:

ОГ сигнал в центре полости при наполнении Ar и Kr имеет положительную полярность (рис. 3, кривая 5). В случае неона при достаточно высоких давлениях ОГ сигнал также имеет положительную полярность. При снижении давления неона ОГ сигнал становится знакопеременным (рис. 3, кривая 6), а при достаточно низких давлениях (близких к нижней по давлению границе устойчивости ТРПК) — чисто отрицательным (рис. 3, кривая 7). Такой характер изменения знака ОГ сигнала при возбуждении атомов материала катода ранее не наблюдался.

Для всех используемых буферных газов амплитуда ОГ сигнала с ростом тока разряда монотонно возрастает (рис. 2, а). Для Ar и Kr, а также для Ne в области давлений, где сигнал положителен, для каждого значения тока разряда существует давление, при котором амплитуда ОГ сигнала максимальна (рис. 2, б). С увеличением тока разряда давление, при котором сигнал максимален, возрастает. Максимальный по абсолютной величине сигнал наблюдается в криптоне.

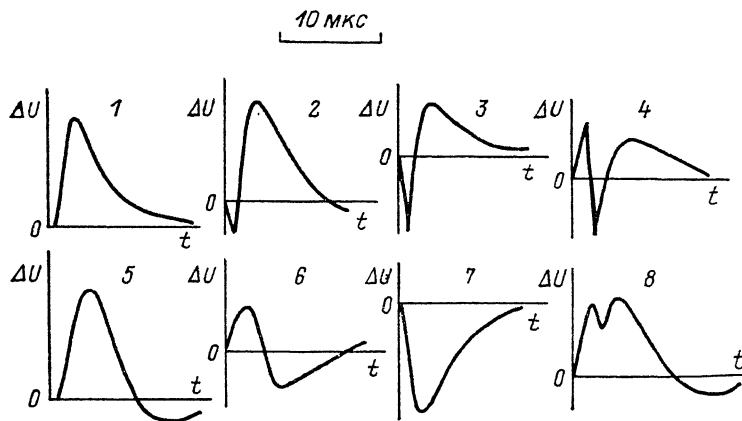


Рис. 3. Характерные формы ОГ сигналов.

Более подробно экспериментальные результаты представлены в работе [7].

4. Измерения зависимостей формы ОГ сигнала от положения лазерного луча проводились при разрядном токе 75 мА на различных линиях поглощения атомов урана, соответствующих переходам из основного (5L_6) и нижнего метастабильного (5K_5) состояний. Параметры из исходного атома урана, использованных в этих измерениях, приведены в табл. 1. Типичные зависимости амплитуды и формы ОГ сигнала от положения лазерного луча получены при использовании лазерного излучения с $\lambda = 591.54$ нм (рис. 4). Цифрами обозначена характерная форма сигнала в соответствующей зоне полости катода. Обращают на себя внимание следующие характерные особенности представленных данных.

а) Максимальная величина ОГ сигнала наблюдается в пристеночной области полого катода шириной 0.3—1 мм, где ОГ сигнал всегда положителен.

б) Характер сигнала существенно зависит от типа буферного газа и рабочего перехода. Так, при использовании Kr и работе на всех перечисленных в табл. 1 переходах, кроме перехода $\lambda = 575.81$ нм, пространственное распределение амплитуды ОГ сигнала имеет вид, показанный на рис. 4, а. Аналогичная картина наблюдается при разряде в Ne и Ar для линии $\lambda = 593.38$ нм и в Ar для линии $\lambda = 605.68$ нм. Во всей области сигнал имеет положительную полярность, причем вблизи оси наблюдается второй максимум, амплитуда которого, однако, ниже, чем у стенки катода.

При разряде в Ne (за исключением линии $\lambda = 593.38$ нм), в Ar (за исключением линий $\lambda = 593.38$ и 605.68 нм), а также в Kr для линии $\lambda = 575.81$ нм в некоторой области разряда наблюдается двуполярный ОГ сигнал (рис. 4, б—е), типичная форма которого представлена на рис. 3, кривые 2—4. Такая форма сигнала, а также рис. 3, кривая 8, может рассматриваться как суперпозиция двух компонент положительной и отрицательной полярностей.

в) В тех случаях, когда ОГ сигнал имеет отрицательную компоненту, ее амплитуда возрастает с уменьшением давления буферного газа. В случае использования Ne на линиях $\lambda=575.81$ и 591.54 нм отрицательная компонента появляется при облучении осевой области при давлении ≤ 0.7 Тор. Дальнейшее уменьшение давления приводит к полному уничтожению положительной компоненты сигнала, характерная форма которого в этих условиях показана на рис. 3, кривая 8, а пространственное распределение — на рис. 4, е.

5. При анализе экспериментальных данных будем ориентироваться на типичные значения плотности электронов $N_e \sim 10^{11} - 10^{12}$ см $^{-3}$, плотности уранового пара $N_0 \sim 10^{12}$ см $^{-3}$, плотности буферного газа $N_B \sim 10^{16}$ см $^{-3}$, температуры электронов $T_e \sim 0.3$ эВ [3, 9]. При таких условиях распределение медленных электронов¹ по энергиям можно считать максвелловским. Влияние эффекта

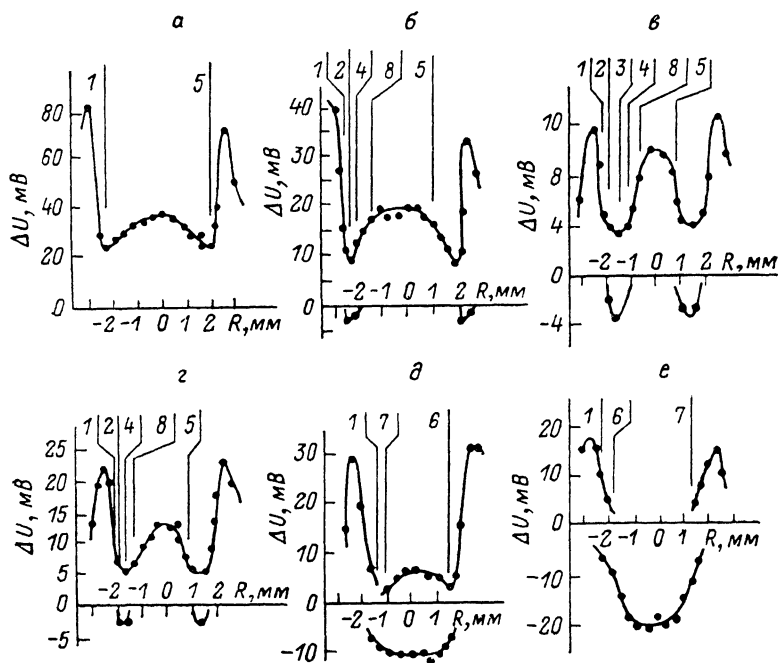


Рис. 4. Пространственные распределения амплитуды ОГ сигнала ($\lambda=591.54$ нм).

a— Kr, б — Ar, в — Ne; J, мА: а — 75, б — 50; p, Тор: а, б, в — 1; г — 1.5; д — 0.75; е — 0.6.

пленения резонансного излучения на время жизни возбужденных атомов практически несущественно.

В результате воздействия лазерного излучения большой мощности на оптический переход атома в плазме образуется значительное количество возбужденных атомов, соизмеримое с числом атомов в основном состоянии. Механизм ОГ эффекта определяется каналами воздействия энергии резонансно возбужденных атомов на изменение проводимости плазмы. Проводимость плазмы Σ рассматриваемого типа определяется выражением [10]

$$\Sigma = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{N_e e^2}{m} \int_0^{\infty} \frac{t^4 \exp(-t^2)}{\bar{v}_y(t)} dt, \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, $t = v \sqrt{m/2T_e}$ (v — скорость электрона), \bar{v}_y — частота упругих электрон-атомных соударений.

Как видно из этого выражения, изменение проводимости плазмы в результате воздействия резонансного излучения может быть связано как с изменением плотности электронов, так и с изменением частоты электрон-атомных упругих соударений вследствие изменения их температуры.

¹ Роль быстрых электронов, присутствующих в ТРПК, предполагается несущественной.

Резонансно возбужденные атомы, образовавшиеся в результате воздействия лазерного излучения, разрушаются преимущественно за счет двух процессов: спонтанного излучения и тушения электронным ударом. Характерное время излучательного опустошения верхнего уровня перехода находится в диапазоне $10^{-6}—10^{-7}$ с [8]. Легко убедиться в том, что характерные времена других процессов, приводящих к разрушению оптически возбужденных атомов (прямая ионизация электронным ударом, хемоионизация и др.), существенно превышают указанное значение. Константа скорости тушения возбужденного атома электронным ударом дается выражением [11]

$$K_{\text{тум}} = 1.1 \frac{\lambda^{3/2}}{\tau}, \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (2)$$

где λ — длина волны перехода; τ — радиационное время жизни, характеризующее данный переход. Отсюда следует, что отношение времени радиационного опустошения данного перехода τ к времени тушения верхнего уровня перехода электронным ударом $\tau_{\text{тум}} = (N_e K_{\text{тум}})^{-1}$ не зависит от τ и выражается соотношением

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{тум}}} = 1.1 N_e \lambda^{3/2} \sim 10^{-3}. \quad (3)$$

Тем самым лишь малая ($\sim 10^{-3}$) часть энергии оптически возбужденных атомов преобразуется в энергию свободных электронов. В таких условиях имеет место прямой механизм ионизации атомов электронным ударом [10].

Обозначив интеграл в (1) символом J , представим приращение локального значения проводимости $\delta \Sigma$, вызванное воздействием резонансного излучения на данную область плазмы, в виде

$$\frac{\delta \Sigma}{\Sigma} = \frac{\delta N_e}{N_e} + \frac{\delta J}{J}. \quad (4)$$

Временная зависимость первого слагаемого в правой части (4) определяется, исходя из уравнения баланса для плотности электронов, которое в рассматриваемых условиях имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (\delta N_e) = N_e \nu_{\text{ион}} - \frac{N_e}{\tau_{\text{др}}}, \quad (5)$$

где $\nu_{\text{ион}}$ — частота прямой ионизации атомов, $\tau_{\text{др}} \sim 10^{-3}$ с — время диффузионного ухода заряженных частиц на стенки катода.

В отсутствие лазерного облучения ($N_e = N_e^0$, $\nu_{\text{ион}} = \nu_{\text{ион}}^0$) правая часть (5) равна нулю; малое приращение электронной температуры, вызванное облучением, приводит к смещению ионизационного равновесия, которое описывается выражением

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta N_e}{N_e^0} \right) = \nu_{\text{ион}}^0 \frac{I}{T_e} \frac{\delta T_e}{T_e}. \quad (5а)$$

При получении этого выражения учитывалась экспоненциальная температурная зависимость $\nu_{\text{ион}} \sim \exp(-I/T_e)$, где I — потенциал ионизации атома.

Таблица 1

Переходы атома урана, использованные в эксперименте

Длина волны λ , нм	Энергия нижнего уровня, см ⁻¹	Энергия верхнего уровня, см ⁻¹	Вероятность перехода gA , с ⁻¹ [8]
575.81	0	17362	$3.8 \cdot 10^5$
591.54	0	16900	$3.5 \cdot 10^5$
593.38	620	17468	$2.8 \cdot 10^6$
597.15	620	17562	$9.8 \cdot 10^6$
605.68	0	16506	$2.3 \cdot 10^6$

Таблица 2

Значения производной $d \ln J / d \ln T_e$, вычисленные для инертных газов

T_e , эВ	Ne	Ar	Kr	Xe
0.1	-0.8	0	1.0	1.2
0.2	-0.8	-0.8	0.5	0.4
0.3	-0.8	-1.2	-0.2	-0.2
0.5	-0.7	-1.4	-0.9	-0.9
0.8	-0.7	-1.5	-1.3	-1.3
1.0	-0.7	-1.6	-1.4	-1.4
1.5	-0.7	-1.7	-1.5	-1.5

Второе слагаемое в правой части (4) может быть представлено в виде

$$\frac{\delta J}{J} = \frac{d \ln J}{d \ln T_e} \frac{\delta T_e}{T_e}, \quad (6)$$

где производная $d \ln J / d \ln T_e \equiv B$ является функцией электронной температуры, конкретный вид которой определяется типом буферного газа. Значения этой функции, вычисленные нами для различных инертных газов в случае максвелловского распределения электронов по энергиям, представлены в табл. 2.

Как видно, величина и знак ОГ сигнала, обусловленного изменением подвижности электронов, в случае заполнения промежутка инертными газами существенно зависят от величины электронной температуры T_e . Знакопеременный характер этой зависимости в случаях Ar, Kr и Xe обусловлен эффектом Рамзауэра. При $T_e \geq 0.3$ эВ знак сигнала противоположен знаку δT_e .

Конкретный вид зависимости $\delta \Sigma(t)$ определяется характером релаксации $\delta T_e(t)$ к нулевому значению. Указанную функцию найдем, исходя из уравнения баланса для энергии электронов

$$\frac{d}{dt} \left\{ N_e \left(I + \frac{3}{2} T_e \right) \right\} = jE - \frac{N_e \left(I + \frac{3}{2} T_e \right)}{\tau_{xp}} - \sum_i K_{0i} N_0 N_e \varepsilon_i, \quad (7)$$

где j — плотность тока в разряде, E — напряженность электрического поля, K_{0i} — константа возбуждения i -того состояния атома электронным ударом из основного состояния, ε_i — энергия этого состояния. При такой записи учитывается, что в силу соотношения (3) ступенчатые процессы не вносят вклада в баланс энергии электронов и основные механизмы потери энергии электронов связаны с уходом электронов на границы разряда (характерное время τ_{xp}) и радиационным распадом возбужденных атомов.

Система уравнений (5), (7), дополненная дифференциальным законом Ома (с учетом (4))

$$j = \Sigma E, \quad (8)$$

законом Кирхгофа для полной цепи

$$i(z_B + z_p) = U_0 \quad (9)$$

(i — разрядный ток; z_B — внешнее сопротивление, включающее также ту часть сопротивления разрядного промежутка, которая не подвержена воздействию резонансного излучения; z_p — сопротивление той части разрядного промежутка, которая подвержена воздействию излучения; U_0 — напряжение питания), а также начальными условиями

$$\delta T_e(t=0) = \delta T_{e0}, \quad \delta N_e(t=0) = 0, \quad (10)$$

имеет следующее решение:

$$\frac{\delta N_e}{N_{e0}} = \frac{a v_0 \delta T_{e0}}{(\lambda_1 - \lambda_2) T_{e0}} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}), \quad (11)$$

$$\frac{\delta T_e}{T_{e0}} = \frac{\delta T_{e0}}{(\lambda_1 - \lambda_2) T_{e0}} (\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 e^{-\lambda_2 t}), \quad (12)$$

где λ_1, λ_2 — корни характеристического уравнения

$$\begin{aligned} & (-\lambda)^2 + (-\lambda) \left[a \left(a + \frac{3}{2} \right) c + a \left(a + \frac{3}{2} \right) + \frac{3}{2} - \right. \\ & \left. - \left(a + \frac{3}{2} \right) (1+b) AB \right] \frac{2v_0}{3} + a \left(a + \frac{3}{2} \right) (1+b) (1-A) \frac{2v_0^2}{3} = 0, \\ & a = \frac{I}{T_{e0}}, \quad b = \sum_i \frac{K_{0i} N_0 \varepsilon_i}{\left(I + \frac{3}{2} T_{e0} \right) v_0}, \end{aligned}$$

$$c = \sum_i \frac{K_{0i} N_{0e}^2}{v_0 \left(I + \frac{3}{2} T_{e0} \right) I}, \quad A = \frac{z_p - z_B}{z_p + z_B}. \quad (13)$$

При получении решения (11), (12) учитывалось, что в силу соотношения (3) относительные изменения параметров плазмы, обусловленные поглощением резонансного излучения, невелики $\left(\frac{\delta T_e}{T_e} \ll 1; \frac{\delta N_e}{N_e} \ll 1 \right)$.

Пользуясь условиями $a \gg 1$, $b/ac \ll 1$, запишем приближенное решение уравнения (13) в виде

$$\lambda_1 \approx (1+c)a^2 \frac{2v_0}{3}, \quad \lambda_2 \approx \frac{(1+b)(1-A)}{1+c} v_0, \quad (14)$$

что позволяет записать выражение для временной зависимости ОГ сигнала (4) в аналитическом виде

$$\frac{\delta \Sigma}{\Sigma_0} \approx \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \left[\frac{3}{2a(1+c)} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}) + B e^{-\lambda_1 t} \right]. \quad (15)$$

Проанализируем полученные выражения. Величина A меняется в диапазоне $|A| < 1$, причем типичные значения A составляют -1 . Далее, значения $b \geq 1$ и $c \geq 1$, $b \geq c$, поскольку $K_{0i} \gg v_0$ при $T_e \ll I - \hbar\omega$. Отсюда следует, что $\lambda_1/\lambda_2 \sim a^2 c \gg 1$, так что на начальной стадии развития ОГ сигнала основной вклад дает второе слагаемое в квадратных скобках (15). Знак этого слагаемого определяется знаком B и в случае заполнения полога катода инертным газом при $T_e \geq 0.3$ эВ отрицателен. Первое слагаемое в квадратных скобках (15) на начальной стадии нарастает по линейному закону $(\sim (\lambda_1 - \lambda_2) t/a)$, и на временах $t \geq v_0^{-1}$ это слагаемое становится преобладающим. Таким образом, при $B < 0$ ОГ сигнал имеет знакопеременный характер — отрицательный импульс длительностью $\sim v_0^{-1}$ сменяется положительным импульсом длительностью $\sim a^2 v_0^{-1} \gg v_0^{-1}$. Такой характер сигнала наблюдается экспериментально (рис. 3, кривые 2, 3). Относительная амплитуда отрицательной компоненты ОГ сигнала определяется величиной параметра B , которая является функцией электронной температуры T_e . При малых $T_e \leq 0.2-0.3$ эВ (в случае использования Ar, Kr) отрицательная компонента исчезает, и характер ОГ сигнала становится таким, как показано на рис. 3, кривая 5.

6. В работе измерены зависимости амплитуды и формы ОГ сигнала, возбуждаемого на атомах материала катода, от тока разряда, давления буферного газа и пространственного положения лазерного луча в полости катода. Обнаружено, что при изменении условий разряда и положения лазерного луча в катодной полости ОГ сигнал может быть как отрицательным, так и положительным.

Полученные результаты находят качественное объяснение в рамках простой теоретической модели, согласно которой повышение электронной температуры плазмы, обусловленное поглощением резонансного лазерного излучения, приводит, с одной стороны, к увеличению скорости ионизации газа, а с другой — к изменению подвижности электронов. Первый из этих процессов приводит к положительному ОГ сигналу, второй как к положительному, так и к отрицательному в зависимости от сорта буферного газа, T_e и радиальных распределений электронной температуры и концентрации атомов урана.

Литература

- [1] Очкин В. Н., Преображенский Н. Г., Соболев Н. С., Шапарев Н. Я. // УФН. 1986. Т. 148. Вып. 3. С. 473—507.
- [2] Преображенский Н. Г. // Химия плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 13. С. 114—131.
- [3] Зоров Н. Б., Кузьяков Ю. Я., Новодворский О. А., Чаплыгин В. И. // Химия плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 13. С. 131—163.
- [4] Goldsmith J. E. M., Lawler J. E. // Contemp. Phys. 1981. Vol. 22. N 2. P. 235—248.

- [5] *Zalewski E. F., Keller R. A., Engleman R.* // J. Chem. Phys. 1979. Vol. 70. N 2. P. 1015—1026.
- [6] *Keller R. A., Engleman R., Zalewski E. F.* // JOSA. 1979. Vol. 69. N 5. P. 738—742.
- [7] *Григорьев Г. Ю., Елецкий А. В., Климов В. Д.* и др. Препринт ИАЭ. № 4522/12. Москва, 1987.
- [8] *Corliss C. H.* // Phys. and Chemistry. 1976. Vol. 80. N 1. P. 1—7.
- [9] *Keller R. A., Zalewski E. F.* // Appl. Optics. 1980. Vol. 19. N 19. P. 3301—3305.
- [10] *Смирнов Б. М.* Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1978. 416 с.
- [11] *Елецкий А. В., Смирнов Б. М.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 5. С. 1639—1645.

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.
