

Институт физики АН УССР
 Киев

Поступило в Редакцию
 11 октября 1988 г.
 В окончательной редакции
 7 декабря 1988 г.

07; 11

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОДОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО CO₂ ЛАЗЕРА

Г. А. Месяц, В. В. Осипов, А. Н. Петров, В. А. Тельнов,
 В. Н. Фролов, Г. М. Хамидулин

В связи с широким практическим использованием в последние годы значительное внимание уделяется совершенствованию энергетических и ресурсных характеристик импульсно-периодических CO₂ лазеров. Ранее показано, что эти характеристики связаны между собой [1], т. е. расширение энергетического диапазона устойчивости объемного разряда ведет к увеличению ресурса работы лазера, в котором рабочая среда в процессе работы не меняется. Однако возможности повышения предельной энергии (w_n), рассеянной в объемном разряде, за счет увеличения интенсивности предыонизации [2] и уменьшения длительности разряда [3, 4] в значительной мере исчерпали себя.

Дальнейшее увеличение w_n , по нашему мнению, может быть связано с уменьшением энерговыделения в приэлектродных областях, где, как известно, происходит зарождение канала. Одним из подходов решения данной проблемы может быть использование электродов с высокими эмиссионными свойствами.

В настоящей работе рассматриваются энергетические характеристики объемного разряда в импульсно-периодическом CO₂ лазере с металлическими электродами и электродами из перовскита типа La_{0.3}Sr_{0.7}CoO₃, который при высокой температуре обладает хорошими каталитическими свойствами [5].

Для расчета энерговыделения в катодной области электрического разряда использован метод, развитый в [6], где рассматривается задача о квазистационарном катодном слое с учетом автоэмиссионных процессов. При этом решается система уравнений со следующими граничными условиями:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_0} n_i = \frac{j_i}{\epsilon_0 v_i}, \quad (1)$$

$$\frac{dj_i}{dx} = -\alpha j_e, \quad (2)$$

$$j = j_e + j_i, \quad j_e(0) = \Gamma j_i(0) = \langle j_a \rangle + \gamma j_i(0), \quad (3)$$

$$\langle j_a \rangle = \sqrt{\pi} ab^2 \left(\frac{\beta}{\mu_0}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{2\mu_0}{\beta}\right) \left\{1 + 2\sqrt{\frac{\beta}{\pi\mu_0}} + \frac{\beta}{2\mu_0}\right\}, \quad (4)$$

$$E(l_k) = 0, \quad \left.\frac{dE}{dx}\right|_{x=l_k} = 0, \quad (5)$$

где e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; j_e, j_i, j — плотность электронного, ионного и полного тока соответственно; n_i, v_i — концентрация и дрейфовая скорость ионов соответственно; α — коэффициент ударной ионизации; E — напряженность электрического поля; l_k — длина катодного слоя; Γ — коэффициент, характеризующий вторичные процессы на катоде, в том числе и автоэмиссию; γ — коэффициент, описывающий классические процессы на катоде; $\langle j_a \rangle$ — средняя по поверхности катода плотность тока автоэмиссии; a и b — численные коэффициенты формулы Фаулера—Нордгейма для плотности тока автоэмиссии, равные соответственно $1.55 \cdot 10^{-8} \cdot \varphi^{-1}$ и $6.85 \cdot 10^7 \cdot \varphi^{3/2}$; φ — работа выхода в электрон-

вольтах; β — среднее значение усиления поля по поверхности катода; $\mu_0 = \beta \sqrt{b/\beta E_k}$, E_k — средняя напряженность поля у поверхности катода (В/см).

Выражение в фигурных скобках (4) слабо зависит от E_k , в рассматриваемом диапазоне полей $10^4 - 10^8$ В/см принималось постоянным $c = 1.3$.

Расчеты выполнялись с использованием следующих аппроксимаций [4-5]: $v_i = k_i \sqrt{E/p}$ и $a/p = \sqrt{A(E/p)}$, где для азота $A = 0.074$ (В · см · мм рт. ст.)⁻¹, $k_i = 10^4$ см^{3/2} · с⁻¹ · В^{-1/2} × × (мм рт. ст.)^{1/2}, а для смеси газов CO₂ : N₂ : He = 1 : 2 : 3 $A = 0.0103$ (В · см · мм рт. ст.)⁻¹, $k_i = 10^4$ см^{3/2} · с⁻¹ · В^{-1/2} · (мм рт. ст.)^{1/2}.

Для вычисления напряженности поля на катоде E_k , напряжения катодного падения U_k и длины катодного падения l_k использовались следующие уравнения, полученные из (1) — (5) после ряда преобразований [6]:

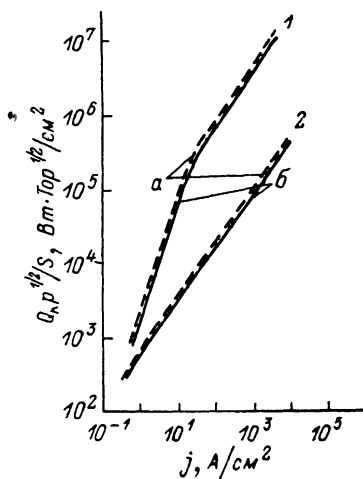
$$j(e^{-y} + y - 1) = \frac{1}{2} \epsilon_0 k_i A^{1/2} E_k^2, \quad (6)$$

$$1 + \gamma + \frac{1 - (1 + \gamma)y}{e^{-y} + y - 1} = \frac{8\sqrt{\pi} abc\beta}{\epsilon_0 k_i A^{1/2}} E_k^{-1} \exp\left(-2\sqrt{\frac{b}{\beta E_k}}\right), \quad (7)$$

$$U_k = \left(\frac{2j}{\epsilon_0 k_i A^{1/2} p^2}\right)^{1/4} \int_0^y (e^{-x} + x - 1)^{1/4} dx, \quad (8)$$

$$l_k = \left(\frac{\epsilon_0 k_i}{2A^{3/2} p^2 j}\right)^{1/4} \int_0^y \frac{dx}{(e^{-x} + x - 1)^{1/4}}, \quad \text{где } y = \ln(1 + \Gamma)/\Gamma. \quad (9)$$

На рис. 1 представлены расчетные зависимости удельной мощности, выделяемой в катодном слое на единицу поверхности катода, которая вычислялась по формуле $Q_k/S = j \cdot U_k$,



от плотности тока для металлических электродов ($\varphi = 4.5$ В, $\beta = 6$, $\gamma = 0.1$) и электродов из перовскита ($\varphi = 2.5$ эВ, $\beta = 24$, $\gamma = 0.2$). Как видно из графиков, мощность, выделяемая в катодном слое в случае электродов из перовскита, значительно меньше, чем в случае металли-

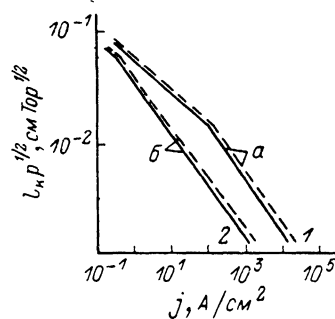


Рис. 1. Зависимости расчетной удельной мощности, выделяемой в катодном слое на единицу поверхности катода, от плотности тока для металлических электродов (1) и электродов из перовскита (2).

a — азот, $б$ — смесь CO₂ : N₂ : He = 1 : 2 : 3; φ , эВ: 1 — 4.5, 2 — 2.5; β : 1 — 6, 2 — 24; γ : 1 — 0.1, 2 — 0.2.

Рис. 2. Зависимости расчетной длины катодного слоя от плотности тока для металлических электродов (1) и электродов из перовскита (2).

Остальные условия те же, что и на рис. 1.

ческих электродов. Например, для разряда в азоте при $j = 100$ А/см² имеем $\frac{(Q_k)_{металл}}{(Q_k)_{перовскит}} = 18$ при одинаковых площадях катода и давлениях.

Это связано как с уменьшением напряженности электрического поля на катоде из перовскита по сравнению с металлическим катодом, так и с уменьшением длины катодного слоя, что видно из рис. 2.

Столь значительное различие в энерговыделении в катодном слое при использовании катодов с обычными и высокоэмиссионными свойствами должно обуславливать появление отличий в предельных энергиях, поступающих в газ при объемных разрядах.

Эксперименты по исследованию энергетических характеристик объемного разряда проводились в импульсно-периодическом электроразрядном CO_2 лазере с объемом активной среды $5 \times 4 \times 350$ мм [1]. Резонатор образовывался медным зеркалом с радиусом кривизны 4 м и плоским зеркалом из ZnSe с коэффициентом отражения 65 %. Скорость прокачки газовой среды в экспериментах не превышала 20 м/с.

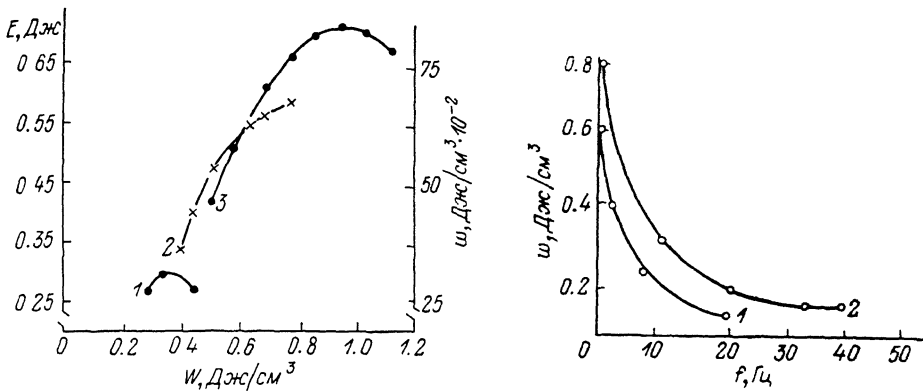
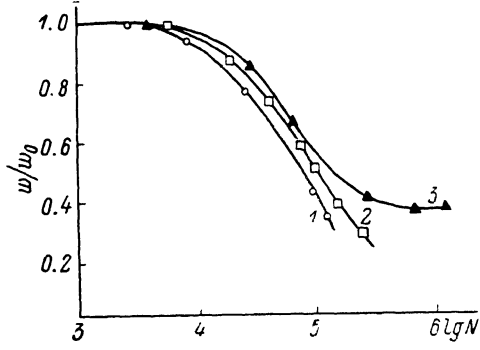


Рис. 3. Зависимости энергии излучения лазера от удельной энергии, вводимой в разряд, для металлических электродов (1) и электродов из перовскита (2, 3).
Смесь $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 5 : 5 : 1$, $p = 1$ атм; $U = 20$ (1, 2), 23 кВ (3).

Рис. 4. Зависимости предельной энергии, вводимой в разряд, от частоты следования импульсов для металлических электродов (1) и электродов из перовскита (2).
Смесь $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$, $p = 1$ атм.

На рис. 3 показаны зависимости энергии излучения от энергии, вводимой в разряд, полученные путем изменения емкости накопителя для двух различных зарядных напряжений. Видно, что для одинаковых условий (кривые 1, 2) предельная энергия, вводимая в газ при использовании электродов из перовскита, возрастает примерно в два раза по сравнению с применением электродов из нержавеющей стали. Эти результаты подтверждают предположение о повышении устойчивости объемного разряда при уменьшении энерговыделения в приэлектродных областях. Материалы, касающиеся энергосъема излучения, несмотря на достигнутые высокие удельные

Рис. 5. Зависимости относительной энергии излучения от числа включений при использовании электродов из металла (1), катода — металла, анода — перовскита (2), электродов из перовскита (3).
Смесь $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$, $p = 1$ атм, $W = 0.19$ Дж/см³, $f = 100$ Гц.



характеристики ~ 70 Дж/л, не являются объективными из-за разрушения зеркал, замена которых производилась после получения данных для одной кривой (рис. 3).

В наших экспериментах также исследовалось влияние уменьшения энерговыделения в приэлектродных областях на повышение предельной частоты следования импульсов возбуждения. Этот эффект должен проявиться даже при отсутствии замены рабочей смеси газов в активном объеме. Зависимости предельной энергии, вводимой в разряд, от частоты следования импульсов, полученные в межэлектродном объеме, где принудительная замена газа не производилась, приведены на рис. 4. Видно, что в случае использования электродов из перовскита не только возрастает предельный энергосклад, но и в два раза расширяется частотный диапазон, в котором разряд имеет объемный характер. При получении этих кривых точка на график наносилась в том случае, если в объемном разряде не наблюдалось каналов в течение 10^4 включений.

На рис. 5 приведены зависимости относительной энергии излучения от числа включений, полученные при энергоскладах $W = 0.19$ Дж/см³ без замены рабочей смеси в газовом тракте

в течение одного цикла изменений. Эти результаты показывают, что замена металлического катода на катод из перовскита наиболее существенно сказывается на энергии излучения после 10^5 включений.

Влияние материала катода на энергию излучения может быть вызвано не только более высокой устойчивостью разряда в этом случае, но и проявлением каталитических свойств перовскита вследствие нагрева [5]. Неожиданно быстрое снижение энергии излучения в этих экспериментах по сравнению с данными, полученными ранее [6], по-видимому, может быть связано с неоптимальной добротностью резонатора и другими условиями возбуждения объемного разряда.

Таким образом, использование электродов с высокой эмиссионной способностью для возбуждения объемных разрядов высокого давления в импульсно-периодическом CO_2 лазере приводит к повышению устойчивости разряда, увеличению предельных энерговкладов и удельного энергосъема излучения, расширению диапазона частот, в которых разряд имеет объемный характер, и уменьшению спада энергии излучения лазера в процессе работы.

В заключение авторы благодарят С. И. Шкуратова за предоставленные данные по работе выхода перовскита типа $\text{La}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{CoO}_3$.

Список литературы

- [1] Визирь В. А., Осипов В. В., Тельнов В. А., Хамидулин Г. М. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 6. С. 1256.
- [2] Бычков Ю. И., Осипов В. В., Тельнов В. А., Хамидулин Г. М. // Изв. вузов. Физика. 1986. Т. 8. № 4. С. 89.
- [3] Бычков Ю. И., Осипов В. В., Савин В. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 7. С. 1444.
- [4] Бычков Ю. И., Осипов В. В., Савин В. В. // Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1980. С. 252—271.
- [5] Липатов Н. И., Пашинин П. П., Петров А. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 19. С. 1209.
- [6] Козырев А. В., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 58.
- [7] Осипов В. В., Тельнов В. А., Хамидулин Г. М. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 181.

Институт электрофизики АН СССР
Уральское отделение
Свердловск

Поступило в Редакцию
14 ноября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА КРИСТАЛЛОВ НА ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ LiNbO_3 : Ti и LiTaO_3 : Ti

В. В. Атучин, К. К. Зилинг

При получении оптических волноводов на ниобате и танталате лития с помощью диффузии титана профили приращенного обычного Δn_o и необыкновенного Δn_e показателей преломления (ПП), а следовательно, модовый состав, эффективные ПП N_m и распределение электромагнитных полей мод наряду с технологическими параметрами определяются величиной коэффициента диффузии D при данной температуре и коэффициентами A_e и A_o , связывающими молярную долю диффузанта с Δn_e и Δn_o .

При попытках предсказания условий синтеза волноводов с заранее заданными свойствами обычно принимается, что D и A — константы. Однако в работе [1] обнаружено заметное увеличение D при уменьшении молярной доли лития z в кристаллах ниобата лития, что связано, по-видимому, с увеличением концентраций катионных вакансий [2]. Учитывая, что кристаллическая структура LiNbO_3 и LiTaO_3 одинакова, можно ожидать аналогичного эффекта и в LiTaO_3 . Кроме того, различия в оцененных по результатам работ [3–6] значениях A столь велики, что их трудно связать с погрешностями эксперимента. Это заставляет предполагать наличие физического механизма изменения A .

Целью настоящей работы является исследование зависимости указанных параметров от стехиометрии исходных кристаллов ниобата и танталата лития.