

Таким образом, приведенные в настоящей работе расчеты параметров акустооптической фильтрации позволяют сделать вывод, что в кристалле парателлурита возможно осуществление спектральной селекции неколлимированного электромагнитного излучения с использованием двух режимов брэгговской дифракции. Режимы работы фильтра отличаются неодинаковой селективностью взаимодействия света и звука и полосами пропускания, отличающимися на порядок. Возможность управления спектральной полосой пропускания является несомненным достоинством устройств фильтрации, которые могут быть созданы на основе рассмотренного типа АО взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. [2] Уано Т., Watanabe A. // Appl. Phys. Lett. 1974. 24. P. 246. [3] Утида Н., Саито Н. // ТИИЭР. 1974. 62, № 9. С. 113. [4] Волошинов В. Б., Парыгин В. Н., Хаптанов Б. Б. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1978. 19, № 5. С. 7. [5] Волошинов В. Б., Никанорова Е. А., Парыгин В. Н. // Радиотехн. и электроника. 1986. 31, № 12. С. 2469. [6] Волошинов В. Б., Мионов О. В. // Письма в ЖТФ. 1988. 14, № 17. С. 1541. [7] Волошинов В. Б., Кулаков Л. А., Мионов О. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 1. С. 79. [8] Волошинов В. Б., Мионов О. В., Троц Е. В. // Опт. и спектр. 1991. 68, № 2. С. 452.

Поступила в редакцию
28.06.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

УДК 537.52

БАЛАНС ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В СВЧ-СУРФАТРОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

П. С. Булкин, А. П. Ершов, Г. С. Соляцев, М. М. Рахман, Л. И. Цветкова

(кафедра физической электроники)

Дан анализ результатов экспериментальных исследований радиального теплового потока $Q_T(z)$ вдоль плазменного столба СВЧ-сурфатрона в Хе при давлениях 0,5—1,2 Тор. Показана важная роль потерь, вызываемых уносом энергии на стенки положительными ионами, которые ускоряются полем амбиполярной диффузии и градиентом потенциала вблизи стенки разрядной трубки. Этот канал потерь наиболее эффективен в тяжелых газах. В условиях проведенных в работе экспериментов свойства разряда по всей его длине можно описать с помощью единой кинетической модели плазмы.

ВЧ- и СВЧ-сурфатроны представляют весьма перспективным типом газоразрядных приборов низкого давления для использования в плазмохимии, нанесения пленочных покрытий, создания газовых лазеров [1—4]. Разряд в СВЧ-сурфатроне представляет собой плазменный волновод, по которому распространяется поверхностная волна (*surface wave*), поддерживающая ионизацию газа. При этом в широком диапазоне частот (10^6 — 10^{10} Гц) можно получить плазменный столб значительной протяженности и различной формы, определяемой диэлектрической стенкой, ограничивающей разряд.

Особенностью разряда на поверхностной волне (ПВ) являются высокая, превышающая критическую для данной частоты концентрация электронов n и ее падение вдоль разряда в направлении распространения волны oz [1—4]. Два этих фактора обуславливают значительный и

неравномерный нагрев нейтрального газа в разряде, вызывая появление градиента его плотности N по oz (или «приведенного» давления $p_T(z)$) и как следствие изменения других параметров плазмы. Продольная неоднородность разряда подтверждается данными расчетов и измерений температуры газа T_g и dn/dz [1, 3, 5]. Таким образом, в отличие от плазмы положительного столба разряда постоянного тока принципиальной особенностью при описании разряда на ПВ является необходимость учета его продольной неоднородности.

Проведенный в работах [3, 5] анализ баланса плотности электронов n и метастабильных атомов N^* показывает, что в сурфатроне низкого давления $p \leq 1$ Тор в Хе основными элементарными процессами являются однократная ионизация атомов электронным ударом и амбиполярная диффузия электронов, т. е. справедлива диффузионная модель разряда. Для некоторых практических применений сурфатрона очень важным является баланс тепловой энергии и величина радиального теплового потока на стенку.

Настоящая работа посвящена исследованию на основе экспериментальных данных вклада различных кинетических процессов в тепловой поток и возможности использования единой модели для описания тепловых потерь в разряде по его длине.

Эксперименты проводились в стационарном СВЧ-разряде, создаваемом симметричной поверхностной волной в Хе при начальных давлениях газа $p_0 = 0,5 - 1,2$ Тор в трубке радиусом $R = 0,24$ см при частоте поля ~ 3 ГГц [5]. В таблице приведены $p_T(z)$, $n(z)$, n/N при фиксированной мощности 140 Вт. При этих условиях разряд не заполняет трубку по всей длине. Благодаря диффузионному «расплыванию» границы плазменного столба на длину, превышающую половину длины поверхностной волны, создающей разряд, отражение последней от конца разряда незначительно. Поэтому амплитуда стоячей ПВ мала, периодическая продольная неоднородность разряда отсутствует и параметры плазмы $n(z)$, $p_T(z)$, а также радиальный тепловой поток на единицу длины Q_T являются монотонными функциями расстояния от возбуждателя ПВ. На рис. 1, а, б, в

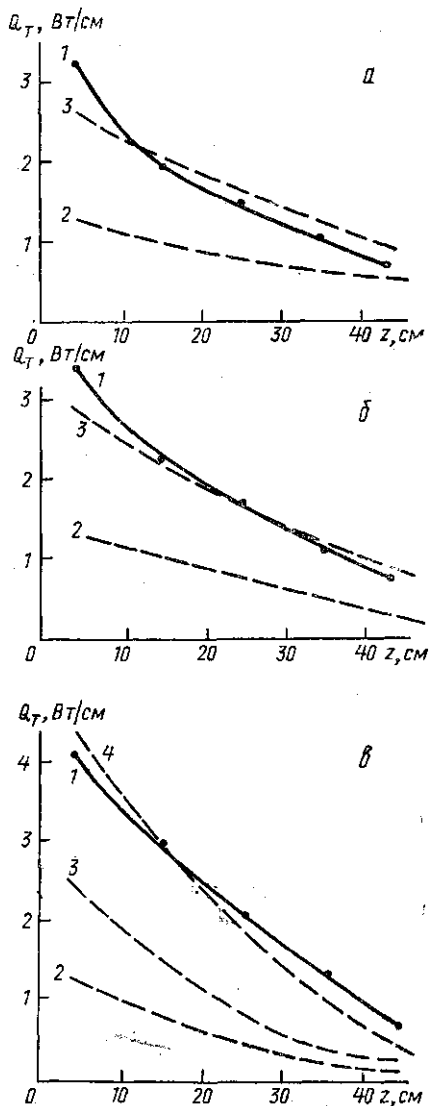


Рис. 1. Зависимость тепловых потерь на единицу длины трубки по длине разряда: $R=0,24$ см, $W=140$ Вт, $p_0=0,5$ (а), $0,7$ (б) и $1,2$ Тор (в); 1 — эксперимент, 2 и 3 — расчет для максвелловской ФРЭЭ без учета и с учетом вклада ионов соответственно, 4 — расчет для двухтемпературной ФРЭЭ с учетом вклада ионов

Изменение «приведенного» давления p_T , концентрации электронов n и степени ионизации n/N по длине разряда

z (см)	p_T (Тор)	n ($\times 10^{12}$) (см $^{-3}$)	$\frac{n}{N}$ ($\times 10^{-4}$)	p_T (Тор)	n ($\times 10^{12}$) (см $^{-3}$)	$\frac{n}{N}$ ($\times 10^{-4}$)	p_T (Тор)	n ($\times 10^{12}$) (см $^{-3}$)	$\frac{n}{N}$ ($\times 10^{-4}$)
	$p_0 = 1,2$ Тор			$p_0 = 0,7$ Тор			$p_0 = 0,5$ Тор		
5	0,18	5,4	8,5	0,11	4,75	12	0,084	~3,9	13
15	0,2	4,6	6,5	0,14	4,1	8,3	0,11	3,5	9,0
25	0,25	3,75	4,2	0,16	3,4	6,0	0,13	3,1	6,8
35	0,3	2,9	2,7	0,19	2,75	4,1	0,15	2,7	5,1
45	0,4	1,95	1,4	0,26	2,3	2,5	0,19	2,2	3,3
55				0,39	1,6	1,2	0,3	1,9	1,8

(кривая 1) показано экспериментально полученное продольное распределение $Q_T(z)$ при разных начальных давлениях p_0 .

На длине разряда (55 см) концентрация электронов n , приведенное давление p_T и тепловой поток Q_T изменяются в несколько раз, а степень ионизации n/N — на порядок величины.

При расчете тепловых потерь на стенки обычно исходят из величины энергии, теряемой электроном в единицу времени:

$$\omega_1 = \frac{2m}{M} \langle \epsilon v_{el} \rangle + \sum_j \langle v_j \rangle V_j + \langle v_i \rangle V_i + P_d. \quad (1)$$

Здесь ϵ — энергия электрона; V_j , V_i — энергии возбуждения и ионизации атома; v_{el} , v_j , v_i — частоты упругих, возбуждающих и ионизирующих ударов электрон—атом. Член P_d соответствует потерям энергии на стенке. В нем обычно учитывают только энергию, непосредственно уносимую электроном: $P_d \approx \langle \epsilon \rangle \langle v_i \rangle$ [6], т. е. пренебрегают потерями энергии, которую электроны тратят на поддержание поля амбиполярной диффузии в плазме, а также скачка потенциала ϕ_w вблизи стенки. Эта энергия уходит на ускорение ионов в плазме и пристеночном слое и уносится ими на стенку. С учетом ее полные потери энергии Θ на один электрон, покидающий плазму [7]:

$$\Theta = T_e \left(3 + \ln \frac{n_0}{n_w} + \ln \left[\frac{M_i}{m} \right]^{\frac{1}{2}} \right), \quad (2)$$

где M_i и m — массы иона и электрона, n_0 и n_w — концентрации электронов на оси и границе плазмы вблизи стенки. Их отношение

$$\frac{n_w}{n_0} \approx \frac{\lambda_{ia}}{R} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{\frac{1}{2}},$$

λ_{ia} — средняя длина пробега ионов, T_i — их температура. Таким образом, в (1) $P_d = \Theta \langle v_i \rangle$ (здесь учтено, что в диффузионном режиме частота ухода электронов на стенку равна частоте ионизации). Тепловой поток Q_T на единицу длины трубки получает вид

$$Q_T = \pi R^2 \langle n \rangle \left\{ \frac{2m}{M} \langle \epsilon v_{el} \rangle + \left[V_i + T_e \left(3 + \ln \frac{R}{\lambda_{ia}} \left(\frac{T_i M_i}{T_e m} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \right] \langle v_i \rangle \right\}. \quad (3)$$

Предполагаем, что излучение атомов проходит через стенки без поглощения и не дает вклад в тепловой поток Q_T . Передачей энергии метастабильных атомов стенке можно пренебречь.

Результаты сопоставления эксперимента с расчетом $Q_T(z)$ по (3) представлены на рис. 1а, б, в. При этом использованы значения $\langle n \rangle(z)$ и $p_T(z)$ из таблицы. Учет вклада ионов (кривые 3) приводит к лучшему согласию расчетных данных с экспериментальными (кривые 1) по сравнению с расчетом без учета вклада ионов (кривые 2). Отличие остается лишь при $p_0=1,2$ Тор.

Причина этого отличия связана с отклонением функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) от максвелловской [8]. На «максвеллизацию» ФРЭЭ в рассматриваемых условиях влияют два фактора: межэлектронные столкновения и пространственная нелокальность ФРЭЭ [9]. Численные расчеты ФРЭЭ для условий экспериментов показывают, что влияние $e-e$ -столкновений недостаточно для максвеллизации при энергиях $\varepsilon \gg V_i$. При учете радиального электрического поля отклонение от максвелловского распределения существенно лишь для энергий электронов, превышающих потенциал стенки φ_w . При малых pR $e\varphi_w > V_i$, что обеспечивает максвеллизацию быстрых электронов. Но при $p_0=1,2$ Тор и $R=0,24$ см $e\varphi_w \sim V_i$, т. е. необходим учет отклонения ФРЭЭ. Влияние вида ФРЭЭ на величину Q_T показано на рис. 1, в (кривая 4) на примере модельного распределения

$$f_0(\varepsilon) = \begin{cases} C_1 \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{T_{e1}}\right\} & \text{при } \varepsilon \leq e\varphi_w, \\ C_2 \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{T_{e2}}\right\} & \text{при } \varepsilon > e\varphi_w, \end{cases}$$

где принято $\varphi_w=11$ эВ, $T_{e1}/T_{e2}=2$. Таким образом, расчет показывает (рис. 1, в, кривая 4), что учет влияния потенциального барьера около стенки на ФРЭЭ может существенно улучшить согласие с экспериментом.

Вклад различных механизмов выноса тепла на стенку в зависимости от pR в Хе иллюстрируется на рис. 2. ФРЭЭ предполагалась максвелловской, соотношение между T_e и pR определялось по теории Шоттки и Ленгмюра—Тонкса. Доля энергии, уносимой ионами в общем потоке тепла, растет с уменьшением pR от $\sim 20\%$ при $pR \approx 1$ Тор·см до $\sim 50\%$ при $pR \approx 10^{-2}$ Тор·см.

В проведенных выше расчетах не принималась во внимание область плазменного резонанса, где возможно локальное выделение энергии. Можно показать, однако, что эта область плазмы имеет размеры $d=10^{-3}$ см, и поэтому энергетический вклад в ней можно не учитывать ($\omega d/c \ll 1$) [10, 11].

Таким образом, в работе показано, что несмотря на значительную продольную неоднородность СВЧ-разряда на поверхностной волне возможен его анализ на основе единой кинетической модели плазмы.

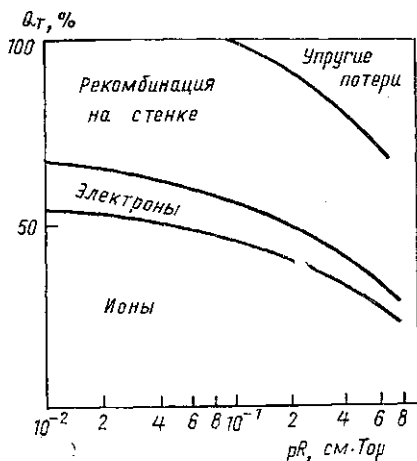


Рис. 2. Относительный вклад различных процессов в баланс тепловых потерь при СВЧ-разряде в Хе

Показано также, что важным каналом тепловых потерь в СВЧ-сурфатроне низкого давления (особенно в тяжелых газах) является перенос тепла ионами, ускоряемыми радиальными полями амбиполярной диффузии и пристеночного слоя плазмы. Он может играть существенную роль при взаимодействии плазма—диэлектрик в плазмохимии.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Moisan M., Zakrzewski Z. // Radiative process in discharge plasmas / Ed. J. M. Proud, L. M. Luessen. Plen. Publ. Corp. N. Y., 1986. P. 381. [2] Moisan M., Zakrzewski Z. U. S. Patent, 1989, N 4, 810, 933. [3] Solntzev G. S., Bulkin P. S., Rochman M. // Proc. IX ESCAMPIG, Lisbon, 1988. V. 12H. P. 199. [4] Shivarova A., Zhelyazkov I. // Electromagnetic Surface Modes / Ed. A. D. Boardman. John Wiley & Sons Ltd. 1982. P. 465. [5] Солнцев Г. С., Булкин П. С., Рахман М. М., Цветкова Л. И. // Физика плазмы. 1989. 15. С. 855. [6] Ferreira C. M., Moisan M. // Physica Scripta. 1988. 38. P. 382. [7] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. // Основы физики плазмы. М., 1977. [8] Kortshagen V., Schluter H., Shivarova A. // Proc. X ESCAMPIG. Orleans, 1990. V. 14H. P. 163. [9] Попов А. М., Поповичева О. Б., Рахимова Т. В., Феоктистов В. А. // ЖТФ. 1990. 60, № 9. С. 117. [10] Бакунов М. И., Пикулин В. Д., Степанов Н. С. // Физика плазмы. 1987. 13, № 1. С. 62. [11] Кондратенко А. Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М., 1985.

Поступила в редакцию
03.07.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 548.53:535+621.317.33

ПОЛУЧЕНИЕ ТРИГОНАЛЬНОГО ДИОКСИДА ГЕРМАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Т. М. Глушкова, Д. Ф. Киселев, И. Б. Махина ^{*}, М. М. Фирсова, А. П. Штыркова

(кафедра общей физики для физического факультета)

Изучены физические свойства тригонального диоксида германия, выращенного гидротермальным способом при температуре 185°C: измерена плотность; получены дисперсионные зависимости показателей преломления и удельного вращения в видимом диапазоне; записаны спектры оптического пропускания в интервале 0,2—10 мкм. Полученные характеристики сравниваются с аналогичными параметрами α -кварца — структурного аналога тригонального диоксида германия.

Известно, что двуокись германия может кристаллизоваться в двух формах: стабильной рутиловой GeO_2 (тетрагональной) и метастабильной — кварцевой $\alpha\text{-GeO}_2$ (тригональной). Последняя в природе не встречается, но представляет определенный интерес именно как аналог широко используемого α -кварца, в чем-то превосходя его (более высокая температура фазового перехода, большая величина пьезоэффекта, удельного вращения и двулучепреломления), а в чем-то уступая ему (например, растворимость в воде). Литературные данные по исследованию физических свойств $\alpha\text{-GeO}_2$ крайне скудны [1, 2], что объясняется трудностью выращивания этой формы кристалла как из расплава, так и (в

^{*}) ВНИИСИМС, г. Александров.