

ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ ПЛАЗМА—СЛОЙ В ЭЛЕКТРОДНОЙ ПОЛОСТИ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. Е. Крейндель, С. П. Никулин

Во многих газоразрядных системах имеются электродные полости. Так, широкое применение находят разряды низкого давления с полым катодом [1-3] и анодом [4]. Кроме того, в плазменных источниках электронов и ионов электродные полости образуют эмиссионные каналы. Для всех этих полостей характерно существование в них плазмы и слоя пространственного заряда между границей плазмы и внутренней поверхностью электрода. Ниже проводится анализ устойчивости такой системы в цилиндрической и сферической геометриях.

Рассмотрим для определенности катодную полость. Пренебрегая электронным зарядом и считая движение ионов в слое бесстолкновительным, связь между ионным током и катодным падением потенциала U можно описать, используя «закон 3/2» для вакуумного диода. Особенность применения этого закона к промежутку между плазмой и электродом заключается в том, что величина промежутка устанавливается такой, что его пропускная способность соответствует эмиссионной способности плазмы. Считая, что эмиссионная способность определяется формулой Боме

$$j_i = 0.4en\sqrt{2kT_e/M}, \quad (1)$$

представим «закон 3/2» в виде

$$n = A_{c, \kappa} \frac{\varepsilon_0 U^{3/2}}{R^2 \sqrt{ekT_e}} f_{c, \kappa}(\xi), \quad (2)$$

где j_i — плотность ионного тока; n — концентрация плазмы; T_e — электронная температура; M — масса иона; R — радиус катода; $f_c(\xi) = [\xi^2 \alpha^2 (1/\xi)]^{-1}$; $f_\kappa(\xi) = [\xi \beta^2 (1/\xi)]^{-1}$; $\xi = r/R$; r — радиус границы плазмы; α^2 и β^2 — трансцендентные табулированные функции; $A_c = 4.4$ и $A_\kappa = 1.1$. Индексы «с, κ» указывают на сферическую и цилиндрическую геометрию.

Зависимости $f_{c, \kappa}(\xi)$ (см. рисунок) характеризуют изменение удельной пропускной способности промежутка $l = R - r$ при $R = \text{const}$.

Немонотонность $f_{c, \kappa}(\xi)$, как следует из (2), обуславливает два состояния плазмы с разными радиусами ξ_1, ξ_2 (ξ_1 — на участке убывания $f_{c, \kappa}(\xi)$, $[0; \xi_{c, \kappa}^m]$; ξ_2 — на участке возрастания $[\xi_{c, \kappa}^m; 1]$, $\xi_{c, \kappa}^m = 0.31$, $\xi_\kappa^m = 0.45$) и отличающимися токами, эмиттируемыми плазмой и протекающими через промежутки при одних и тех же U, T_e, n .

Проанализируем устойчивость обоих возможных состояний при малом возмущении $\delta\xi$. Если $\xi = \xi_2$, то возмущение $\delta\xi$ приведет к увеличению пропускной способности промежутка и она станет больше, чем эмиссионная способность плазмы. При этом на границе плазма—слой появится нескомпенсированное пространственное зарядное поле, вызывающее разделение зарядов на границе и возврат плазмы в исходное состояние. Если же $\xi = \xi_1$, то расширение плазмы приведет к тому, что пропускная способность промежутка станет меньше, чем эмиссия из плазмы, и в нем появится избыточный ионный заряд. В результате на границе плазмы возникает поле, ускоряющее электроны плазмы в сторону полого катода, что приведет к нарастанию возмущения.

Таким образом, устойчивое существование в полости системы плазма—слой возможно не при любых ξ , а лишь при выполнении в сферической полости соотношения $\xi = r/R \geq 0.45$ и в цилиндрической полости $\xi = r/R \geq 0.31$. Кроме того, из наличия минимума у функций $f_{c, \kappa}(\xi)$ с учетом (2) следует вывод о том, что разность потенциалов между катодом и плазмой с известной концентрацией и температурой должна отвечать условию

$$U \leq B_{c, \kappa} n^{2/3} R^{4/3} T_e^{1/3}, \quad (3)$$

где $B_c = 2.15 \cdot 10^{-8}$ и $B_\kappa = 8.79 \cdot 10^{-8}$. При увеличении разности потенциалов выше предела, определяемого (3), будет происходить распад плазмы в полости либо разделение зарядов на

входе в полость с формированием двойного слоя. В последнем случае плазма внутри полости приобретает потенциал, отличный от потенциала плазмы вне полости.

Проведенный анализ позволяет предполагать, что при зажигании разряда с полым катодом путем инжекции в полость при выполнении условия $l < R$ плазмы вспомогательного разряда вне полости эта плазма проникает в полость и расширяется до тех пор, пока радиус плазменного образования не примет некоторое значение из области устойчивости.

Литература

- [1] Белюк С. И., Каримов Р. Г., Крейнделъ Ю. Е., Морозкин В. В. ПТЭ, 1986, № 2, с. 155—158.
 [2] Дубинина Е. М., Ибадов С. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, т. 32, с. 1262—1268.
 [3] Глазунов В. Н., Гречаный В. Г., Метель А. С. ПТЭ, 1984, № 2, с. 146—148.
 [4] Коваль Н. Н., Крейнделъ Ю. Е., Щанин П. М. ЖТФ, 1983, т. 53, № 3, с. 1846—1848.

Уральский научный центр
 Институт электрофизики АН СССР
 Свердловск

Поступило в Редакцию
 27 марта 1987 г.
 В окончательной редакции
 22 июня 1987 г.

УДК 538.221

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ ДЛЯ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА

А. Ф. Алейников, В. В. Рандошкин, Е. Г. Рудашевский,
 В. Б. Сизачев, В. И. Чани

Магнитный материал для фарадеевского модулятора (ФМ) должен иметь как можно более высокие магнитооптическую добротность ψ , подвижность доменных стенок (ДС) μ , предельную скорость v_p и скорость насыщения v_s и как можно меньшие поле насыщения H_0 и равновесную ширину доменов w [1]. Достаточно высокую магнитооптическую добротность в видимом и ближнем ИК диапазонах можно получить в висмутсодержащих монокристаллических пленках феррит-гранатов (Bi—МПФГ) [1, 2].

В настоящей работе исследуется ряд Bi—МПФГ различного состава, предназначенных для магнитооптического модулятора, с целью выяснения влияния параметров МПФГ на предельную частоту и глубину модуляции света. Колебания ДС в пленках возбуждались переменным магнитным полем, направленным перпендикулярно плоскости пленки в диапазоне

Параметры пленок $(\text{Bi}, \text{R})_2(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$

Номер образца	R	$h, \cdot 10^6 \text{ м}$	$w, \cdot 10^6 \text{ м}$	$\varphi, \cdot 10^6 \text{ град/м}$	$H_0, \text{ А/м}$	$4\pi M_0, \text{ Т}$
1	Tm	4.7	8.3	0.9	5600	0.0078
2	Tm, Gd	3.3	4.7	0.91	4640	0.0117
3	Lu	7.5	6.7	0.93	8320	0.0176
4	Y, Lu	11	5.5	1.5	14900	0.0262

Продолжение

Номер образца	$dx/dH \times 10^3 \text{ А}^{-1}$	$t_r, \text{ МГц}$	Q	$f_0 Q, \text{ МГц}$	$\mu^2 / \text{с} \cdot \text{А}$	$v_s, \text{ м/с}$
1	0.51	7	1.62	1.3	0.045	4.0
2	0.35	100	1.3	150	0.33	210
3	0.17	60	2.2	147	0.16	16
4	0.14	190	3.3	640	0.55	52