

## Оценка потока нейтральных атомов в каналových лучах тлеющего разряда методом физической кинетики

*А.И. Кузьмичёв, \*О.Д. Вольпян, \*\*Ю.А. Обод*

*НТУУ «Киевский политехнический институт», Украина, 03056, Киев, пр. Победы,  
37, КПИ-2230, E-mail: a.kuzmichev@kpi.ua*

*\*ООО «НПП Фотрон-Авто», РФ, 117105, Москва, Новоданиловская наб., 8,  
E-mail: fotron-auto@mail.ru*

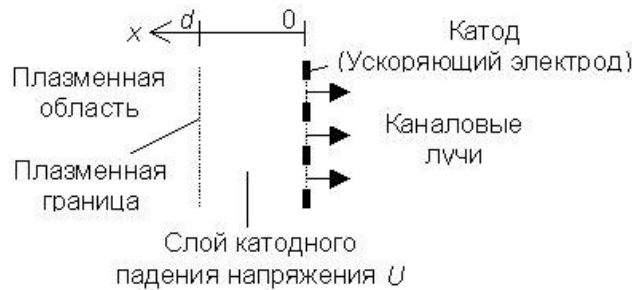
*\*\*Московский технологический университет «МИРЭА», РФ, Москва, пр.  
Вернадского, 78*

*Представлены результаты расчётов спектров скоростей ионов и нейтральных атомов после перезарядки (нейтрализации) ионов в каналových лучах тлеющего разряда в аргоне и параметров потоков этих частиц. При  $pd$ , соответствующих области левее левой ветви кривой Пащенко, и напряжении в несколько киловольт поток нейтралов, формирующийся в слое катодного падения напряжения, в несколько раз превышает поток ионов и может применяться в технологии обработки оптических метаматериалов.*

*Estimation of neutral atom flow in the channel beams of glow discharge by the physical kinetics method. A.I. Kuzmichev, O.D. Volpian, Yu.A. Obod. Calculation results of velocity spectra of ions and neutral atoms in the channel beams of argon glow discharge and parameters of these particle flows are presented. The neutral flow formed in the cathode voltage fall exceeds by several times the ion flow and may be used for treatment of optical metamaterials.*

Во многих процессах обработки диэлектрических и плохопроводящих полупроводниковых материалов, в частности, процессах физического распыления и физико-химического оксидирования или азотирования материалов оптического назначения и оптоэлектроники, в том числе метаматериалов, эффективно применение высокоэнергетичных пучков нейтральных атомных частиц [1,2]. В отличие от обработки ионными пучками, в этом случае не происходит накопление электрического заряда на поверхности обрабатываемой детали, и отсутствуют связанные с этим неприятности. В настоящее время существует большое разнообразие источников быстрых нейтральных атомов, обычно состоящих из блоков генерации ионов (газоразрядной камеры), ускорителя и нейтрализатора ионов с газовой или металлической мишенью [1,2]. Известно, что тлеющий разряд в аномальном режиме или в несамостоятельной форме с заанодным источником ионов генерирует так называемые каналовые лучи из частиц, проходящих из разрядного промежутка в закатодное пространство через отверстия в катоде [3]. Каналовые лучи формируются из частиц, которые генерируются и ускоряются в слое катодного падения потенциала. Эти лучи содержат как ионы, так и быстрые нейтральные атомы, которые образуются вследствие перезарядки с нейтрализацией ускоренных ионов с сохранением большей части своей энергии и вектора скорости при дальнейшем движении в газе. Таким образом, слой катодного падения напряжения тлеющего разряда можно использовать в качестве источника быстрых нейтральных частиц. Ионная компонента каналových лучей будет перехватываться катодом. Одновременно стенки отверстий в катоде служат коллиматором для проходящих частиц. Достоинствами такого источника являются относительная простота конструкции и возможность получения весьма однородного потока нейтралов большого поперечного сечения. При проектировании источника необходимо оценивать величину потока нейтралов, содержащихся в каналových лучах. При этом надо учитывать особенности физико-кинетических процессов в источнике, в первую очередь то, что движение ионов в сильном поле и газе низкого давления будет происходить в неравновесии с полем, т.е. в режиме, когда скорость ионов определяется не локальной величиной поля (как в режиме подвижности при повышенном давлении), а пройденной разностью потенциалов между перезарядками. Целью данной работы является построение математической модели источника на каналových лучах на принципах физической кинетики и расчёт величины потока быстрых нейтралов в типовых режимах работы.

На рис. 1 представлена структура источника нейтральных атомов на каналových лучах. В левой части источника имеется плазменная область (это либо область отрицательного свечения аномального тлеющего разряда, либо плазма вспомогательной газоразрядной камеры). Плазменная граница может быть свободной, либо зафиксированной мелкоструктурной анодной сеткой. Катод выполняет функцию ускоряющего электрода для ионов (как для плазменных, так и после перезарядки). Отверстия в катоде могут быть затянуты мелкоструктурной сеткой.



*Рис. 1. Структура источника нейтральных атомов на каналových лучах.*

В основу модели источника положена система кинетических уравнений для функций распределения ионов  $f_i$ , и нейтралов перезарядки  $f_0$  и уравнение Пуассона вместе с граничными условиями для стационарного одномерного слоя катодного падения потенциала тлеющего разряда. Не принимаем во внимание ионизацию газа в слое из-за низких  $pd$  ( $p$  – давление газа,  $d$  – толщина катодного слоя, рабочая область  $pd$  – левее левой ветви кривой Пашена), а также отражение частиц от катода и анода. Данная система уравнений является упрощённой версией системы для ионного диода, учитывающей ионизацию газа электронами, ионами и быстрыми нейтралами [4]:

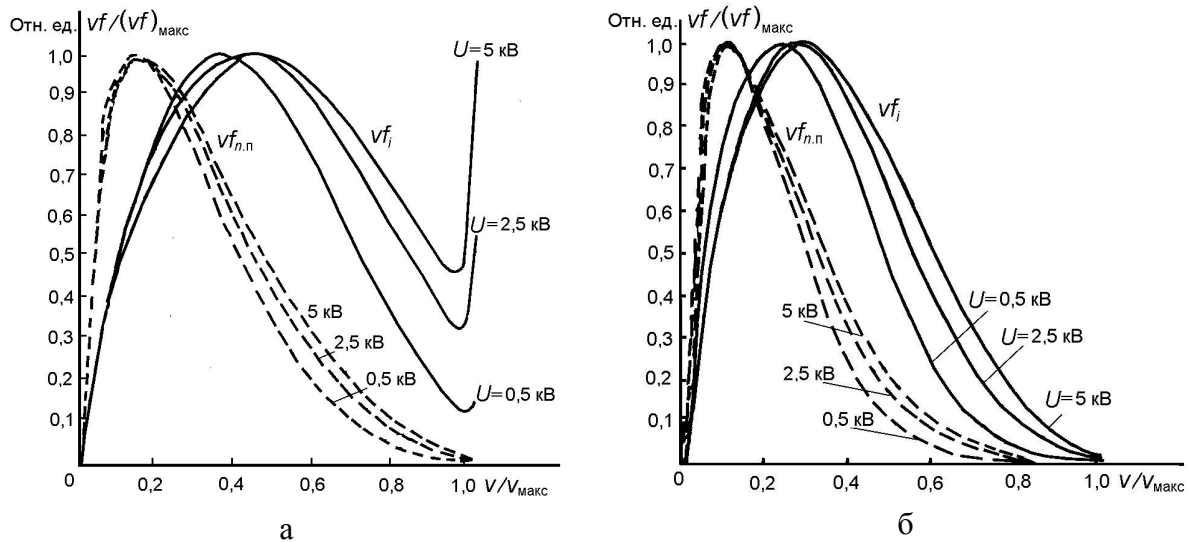
$$\begin{aligned} \frac{df_i}{dx} + \frac{eE}{M} \frac{df_i}{dv} &= 2nv\delta(v^2) \int f_i(x,v')\sigma(v')v'dv' - nf_i(x,v)\sigma(v)v, \quad f_i(0,v)|_{v>0} = 0, \\ f_i(d,v) &= 2j_{i,a}\delta(v^2)/e, \quad n = p/kT = \text{Const}, \\ f_0(x,v) &= n \int_x^d f_i(x',v)\sigma(v)dx', \quad f_0(0,v)|_{v>0} = 0, \quad f_0(d,v) = 0 \\ j_i(x) = j_i(d) = j_{i,a} &= e \int f_i(x,v')v'dv' = \text{Const}, \quad \Gamma_0(x) = \int f_0(x,v')v'dv', \quad \Gamma_{0,k} = \Gamma_0(0), \\ d^2\varphi/dx^2 &= \rho/\varepsilon_0, \quad \varphi(0) = 0, \quad \varphi(d) = U, \\ \rho = e \int f_i(x,v')dv' &, \quad E = -d\varphi/dx, \quad E(d) = 0, \\ j_e(x) = j_e(0) = j_{e,k} &= \int [\gamma_i(v')f_i(0,v') + \gamma_0(v')f_0(0,v')]v'dv', \quad j = j_e(x) + j_i(x) = \text{Const}, \end{aligned}$$

где  $x$  – координата, отсчитываемая от катода;  $v$  – скорость частиц;  $M$  – масса иона;  $e$  – заряд электрона;  $E$  – напряжённость электрического поля;  $n$  – концентрация молекул рабочего газа;  $T$  – его температура;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\delta$  – дельта-функция Дирака;  $\sigma$  – сечение резонансной перезарядки ионов;  $j_i$  – плотность ионного тока,  $j_{i,a}$  – плотность ионного тока на анодной стороне на плазменной границе;  $\Gamma_0$  – плотность потока нейтралов перезарядки;  $\varphi$  – потенциал электрического поля;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\rho$  – плотность пространственного заряда ионов;  $U$  – падение напряжения на катодном слое;  $j_e$  – плотность электронного тока,  $j_{e,k}$  – плотность тока вторичной эмиссии катода;  $\gamma_i$  и  $\gamma_0$  – коэффициенты вторичной электронной эмиссии катода для бомбардирующих ионов и нейтралов;  $j$  – плотность разрядного тока.

Для иллюстрации применения модели источника был рассмотрен случай рабочего газа аргона, материал катода – тантал. Для сечения резонансной перезарядки ионов аргона на его атомах была использована аппроксимация экспериментальных данных [5], а для коэффициентов вторичной эмиссии тантала, взятого в качестве материала катода, были использованы аппроксимации экспериментальных данных по вторичной эмиссии тантала от

скорости бомбардирующих частиц аргона [6], при этом были учтены потенциальная и кинетическая составляющие  $\gamma_i$  для ионов и кинетическая составляющая  $\gamma_0$  для нейтралов перезарядки. Система уравнений решалась численно по методу “крупных частиц” с использованием алгоритма [4].

На рис. 2 представлены результаты расчётов функций распределения потоков ионов и нейтралов перезарядки аргона в плоскости катода при разных напряжениях ускорения ионов. Величина  $v_{\text{макс}} = \sqrt{2eU/M}$  соответствует максимальной скорости ионов в слое катодного падения напряжения. Как видно наиболее вероятная скорость ионов порядка 20-40 %, а быстрых нейтралов  $\sim 10-15\%$  от  $v_{\text{макс}}$ . При  $d = 1$  см спектр скоростей ионов имеет пик при  $v = v_{\text{макс}}$ , он обусловлен тем, что часть ионов не перезарядилась на пути к катоду. При  $d > 1$  см и  $p = 6,6$  Па практически все ионы испытывают хотя бы одну перезарядку. При увеличении  $U$  спектры скоростей обогащаются более быстрыми частицами из-за спадающей зависимости  $\sigma(v)$ . То обстоятельство, что быстрые частицы обладают скоростями в широком диапазоне значений, подтверждает правомерность использования кинетического подхода. Результаты расчёта функций распределения согласуются с опытными данными [7].



*Рис. 2. Функции распределения потоков ионов (сплошные линии) и нейтралов перезарядки (штриховые линии) на катоде при  $d = 1$  см (а) и 2 см (б). Давление аргона составляет 6,6 Па. Функции нормированы на их максимальное значение.*

В табл. 1–4 приведены результаты расчетов интегральных параметров потоков частиц. Привязка к реальному источнику осуществляется по следующим параметрам: давлению газа, ускоряющему напряжению  $U$ , толщине слоя катодного падения напряжения (межэлектродного промежутка)  $d$  и плотности тока тлеющего разряда  $j$  (по ней определяется величина  $j_{i,a}$ ).

Таблица 1. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 1,33 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0
$j$ , мА/см <sup>2</sup>	1.100	0.247	0.098	3.466	0.779	0.316
$j_{i,a}$ , мА/см <sup>2</sup>	0.945	0.210	0.085	2.714	0.610	0.247
$e\Gamma_{o,k}$ , мА/см <sup>2</sup>	0.905	0.423	0.266	2.286	1.078	0.681
$e\Gamma_{o,k}/j_{i,a}$ , отн.ед.	0.957	2.014	3.129	0.842	1.767	2.757

Таблица 2. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 3,325 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0	3.0*	1.0	2.0	3.0*
$j$ , мА/см <sup>2</sup>	0.929	0.188	0.071	2.971	0.609	0.232
$j_{i.a.}$ , мА/см <sup>2</sup>	0.800	0.162	0.061	2.327	0.477	0.182
$e\Gamma_{o.k.}$ , мА/см <sup>2</sup>	2.049	0.899	0.540	5.240	2.329	1.411
$e\Gamma_{o.k.}/j_{i.a.}$ , отн.ед.	2.561	5.549	8.852	2.252	4.882	7.753

Таблица 3. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 6,65 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0*	3.0*	1.0	2.0*	3.0*
$j$ , мА/см <sup>2</sup>	0.753	0.142	0.052	2.436	0.462	0.169
$j_{i.a.}$ , мА/см <sup>2</sup>	0.648	0.122	0.050	1.908	0.362	0.133
$e\Gamma_{o.k.}$ , мА/см <sup>2</sup>	3.596	1.487	0.864	9.316	3.907	2.287
$e\Gamma_{o.k.}/j_{i.a.}$ , отн.ед.	5.549	12.19	17.28	4.882	10.79	17.20

Таблица 4. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 13,3 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0*	3.0*	1.0*	2.0*	3.0*
$j$ , мА/см <sup>2</sup>	0.566	0.100	0.036	1.848	0.328	0.117
$j_{i.a.}$ , мА/см <sup>2</sup>	0.487	0.086	0.031	1.448	0.257	0.092
$e\Gamma_{o.k.}$ , мА/см <sup>2</sup>	5.948	2.326	1.313	15.63	6.183	3.510
$e\Gamma_{o.k.}/j_{i.a.}$ , отн.ед.	12.21	27.05	42.35	10.79	24.06	38.15

Как видно, общая плотность разрядного тока  $j$  на немного больше  $j_{i.a.}$ , что указывает на малую величину тока вторичной эмиссии катода (тантал в аргоне) и на возможность оценки  $j_{i.a.}$  экспериментально измеренной величины  $j$ . В самом деле,  $\gamma_i$  для ионов с энергией 5 кэВ составляет всего лишь 0,28, а поскольку энергии ионов и нейтралов в слое ниже  $eU$ , то реальные значения  $\gamma_i$  и  $\gamma_0$  еще меньше. Этот факт совместно с тем, что  $U$  составляет несколько киловольт, подтверждает справедливость неучета пространственного заряда электронов и ионизации ими газа. Величины  $d^*$  со звездочкой соответствуют значениям  $pd$ , при которых в промежутке шириной  $d^*$  возможно возникновение самостоятельного тлеющего разряда с последующим сокращением слоя катодного падения напряжения и, соответственно, снижением параметров  $e\Gamma_{o.k.}$  и  $e\Gamma_{o.k.}/j_{i.a.}$ , т.е. режимы с  $pd = pd^*$  являются граничными для применения результатов данных расчётов. Величины  $d^*$  при заданных  $p$  и  $U$  были определены по экспериментальным кривым Пашена, приведенным в [8].

Параметр  $e\Gamma_{o.k.}/j_{i.a.}$  характеризует эффективность генерации потока нейтралов в составе каналовых лучей. Его величина в режимах до возникновения самостоятельного разряда (т.е. при  $pd < pd^*$ ) находится в диапазоне значений от 1 до 12. При увеличении  $pd$  возрастает параметр  $e\Gamma_{o.k.}/j_{i.a.}$ .

Таким образом, построена физико-кинетическая модель источника потока нейтральных атомов на каналовых лучах тлеющего разряда. Она позволяет оценить параметры генерируемого потока. Рассчитанные функции распределения потока быстрых нейтралов по скоростям могут быть использованы для определения скорости обработки материалов под действием бомбардировки их быстрыми нейтральными частицами, в частности, атомами аргона. Для этого надо использовать данные по взаимодействию атомов рабочего газа с обрабатываемым материалом. Модель источника может быть использована при

проектировании технологических генераторов пучков нейтральных частиц с нейтрализацией первичного ионного пучка на газовой мишени для физической и физико-химической обработки диэлектрических оптических материалов и метаматериалов [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом Министерства образования и науки Российской Федерации (Научный проект “Оптические транзисторы на основе метаматериалов”. Соглашение о предоставлении субсидии с Министерством образования и науки Российской Федерации от 29.09.2016 г. № 14.577.21.0219, Уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI57716X0219).

#### Литература

1. Кузьмичёв А.И., Бабинов Н.А., Лисенков А.А. Плазменные эмиттеры источников заряженных и нейтральных частиц. – К.: Аверс, 2016.
2. Economou D.J. Modeling and simulation of fast neutral beam sources for materials processing // Plasma Process. Polym. – 2009. – V. 6. – P. 308-319.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. – М.: Наука, 1971.
4. Болдасов В.С., Кузьмичёв А.И., Шабаров А.Ю. Характеристики газонаполненного диода с плазменным эмиттером ионов // ТВТ. – 1991. – Т. 29. – № 3. – С. 424-428.
5. Болдасов В.С., Денбновецкий С.В., Кузьмичёв А.И. Физико-топологическая модель высоковольтного диода при низком давлении аргона // Автоматизация проектирования в электронике: Респ. межвед. научно-техн. сб. – Киев. – 1985. – Вып. 41. – С. 123-138.
6. Magnuson L. *et al.* Electron ejection from metals due to 1–10 keV noble gas ion bombardment. I. Polycrystalline materials // Phys. Rev. – 1963. – V. 129. – № 6. – P. 2403–2408.
7. Abril I. *et al.* The contribution of fast neutrals to cathode erosion in glow discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1984. – V. 17. – № 9. – P. 1841–1849.
8. Phelps A.V., Petrovic Z.Lj. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons // Plasma Sources Sci. Technol. – 1999. – V. 8. – P. R21–R44.
9. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. Отрицательное преломление волн. Введение в физику и технологию электромагнитных метаматериалов. – К.-М.: Аверс, 2012.

## **Технология пучков быстрых нейтральных частиц: методы диагностики атомарных пучков**

*В.П. Кудря, Ю.П. Маишев*

*Москва, Физико-технологический институт РАН, Нахимовский пр., 36, корп. 1*

*E-mail: kvp@ftian.ru*

*Рассмотрены основные методы диагностики однокомпонентных атомарных пучков быстрых нейтральных частиц (БНЧ). Особое внимание уделено немонотонноэнергетическим пучкам. Приведены справочные данные, необходимые для обработки результатов измерений.*

*Fast neutral beams technology: atom beams diagnostics. V.P. Kudrya, Yu.P. Maishev. The main methods of atom fast beam diagnostics are considered. Special attention is paid to non-monoenergetic beams. The reference data necessary for experimental data treatment are given.*

Развитие перспективной технологии пучков быстрых нейтральных частиц (как инертных, так и химически активных) требует проведения научно-исследовательских и конструкторских работ в областях создания источников, разработки соответствующих технологических процессов и, наконец, диагностики нейтральных пучков. Такие исследования