

04:07

Качественная модель плазменного фотоэлектрического преобразователя

© Н.А. Горбунов,¹ G. Flamant²

¹ Государственная морская академия им. С.О. Макарова,
199106 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: gorbunov@pobox.spbu.ru

² PROMES — CNRS, Odeillo — F 66120, Font-Romeu, France

e-mail: Gilles.Flamant@promes.cnrs.fr

(Поступило в Редакцию 14 марта 2008 г.)

Рассмотрен преобразователь сфокусированного оптического излучения в электрический ток на основе фотовольтаического эффекта в плазме. Модель конвертора основана на анализе асимметричных пространственных распределений плотности заряженных частиц и амбиполярного потенциала в фотоплазме, которая создается под действием внешнего оптического излучения, сфокусированного внутри тепловой трубы, заполненной смесью щелочных паров и тяжелого инертного газа.

Проанализирован баланс энергии в плазменном фотоэлектрическом преобразователе. Указаны условия, в которых энергия внешнего излучения эффективно поглощается внутри преобразователя. Определены параметры плазмы, при которых энергия поглощенного оптического излучения преимущественно расходуется на поддержание амбиполярного поля в плазме. Показано, что использование плазменного фотоэлектрического преобразователя позволяет получить высокие коэффициенты преобразования сфокусированной солнечной радиации.

PACS: 52.90.+z, 84.60.-h

Введение

В настоящее время становится актуальной задача создания достаточно крупных солнечных станций, обеспечивающих минимальную себестоимость вырабатываемой электроэнергии. Подобные установки нуждаются в эффективных аккумуляторах энергии, которыми могут служить водородные накопители, производящие водород посредством электролиза воды в солнечное время суток [1]. Применение полупроводниковых концентраторных батарей считается наиболее перспективным подходом к прямому фотоэлектрическому преобразованию солнечной энергии [2]. Рассматриваются также возможности термоионных преобразователей [3], электролитических преобразователей [4].

В настоящей работе анализируются возможности фотоплазмы для прямого преобразования концентрированного оптического излучения в электрический ток. Физической основой плазменной технологии может служить фотовольтаический эффект, который наблюдался при облучении паров натрия резонансным лазерным излучением, длина волны которого соответствовала переходу $\text{Na}(3S) \rightarrow \text{Na}(3P)$ [5,6]. В последующих теоретических работах была рассмотрена модель фотовольтаического эффекта в резонансной фотоплазме [7–10]. Основное внимание уделялось вопросу о возможности разделения разноименно заряженных частиц в плазме. Было показано, что часть энергии, затраченной на поддержание амбиполярного поля в плазме, формирует электродвижущую силу (ЭДС). Оказалось, что использование асимметричного амбиполярного поля является эффективным

способом прямого преобразования кинетической энергии частиц плазмы в электрический ток. Этот вывод, известный применительно к высокотемпературной плазме [11], справедлив и для условий фотоплазмы.

Вместе с тем для разработки плазменного фотоэлектрического преобразователя необходимо определить условия, в которых, во-первых, большая часть внешнего излучения будет поглощаться в объеме преобразователя, а во-вторых, поглощенная энергия будет затрачена на поддержание амбиполярного поля в плазме. Основная цель данной работы состоит в анализе баланса энергии плазменного фотоэлектрического преобразователя. Будет также проведен сравнительный анализ физических процессов в плазменных и полупроводниковых фотоэлектрических преобразователях. На основе такого сравнения определены возможные области применения плазменных фотопреобразователей.

Разделение зарядов и ВАХ плазменного фотоконвертера

Основные требования к конструкции плазменного фотоэлектрического преобразователя вытекают из анализа его вольт-амперной характеристики (ВАХ). Поэтому вначале проведем расчет ВАХ.

Качественный анализ показывает, что частичное разделение разноименных зарядов как в плазменных, так и в полупроводниковых фотопреобразователях, происходит вследствие различия в коэффициентах диффузии положительно (D_i) и отрицательно (D_e) заряженных

частиц. Образующееся амбиполярное электрическое поле определяет величину фотоэдс. Напряженность амбиполярного поля определяется известным выражением [12,13]:

$$E_a = \frac{D_i - D_e}{\mu_e + \mu_i} \frac{\text{grad}(n)}{n}, \quad (1)$$

где μ_i и μ_e — подвижность положительно и отрицательно заряженных частиц соответственно, n — плотность заряженных частиц.

При равновесном энергетическом распределении величину коэффициента диффузии (D) можно связать со значением подвижности (μ), используя соотношение Эйнштейна $D_e = kT\mu$, где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K — постоянная Больцмана, e — элементарный заряд, T — температура равновесного распределения частиц. В кристаллическом кремнии подвижность электронов (μ_e) примерно в 3 раза превосходит подвижность дырок (μ_p). В наиболее эффективных на сегодняшний день полупроводниковых фотопреобразователях на основе арсенида галлия соотношение $\mu_e/\mu_p \approx 20$. Различие коэффициентов диффузии электронов и положительных ионов, усредненных по равновесным распределениям частиц по скоростям, в щелочной плазме существенно больше

$$\frac{D_e}{D_i} = \frac{\sigma_i}{\sigma_e} \sqrt{\frac{T_e}{T_i} \frac{M_i}{M_e}}, \quad (2)$$

где $\sigma_{e,i}$, $T_{e,i}$, $M_{e,i}$ — сечения транспортных столкновений; температура, масса электрона и положительного иона соответственно. Сечения столкновений заряженных частиц с атомами щелочных металлов при энергиях столкновений порядка 0.1 eV имеют приблизительно равные значения ($\sigma_e \approx \sigma_i$) [14,15]. В случае изотермической плазмы ($T_e = T_i$) получим $D_e/D_i \approx \sqrt{M_i/M_e}$. Для лития, самого легкого из щелочных атомов, $\sqrt{M_i/M_e} \approx 112$. Переход в область более высоких энергий столкновений увеличивает отношение D_e/D_i , поскольку сечение столкновений электронов с атомами щелочных металлов падает с ростом энергии быстрее, чем сечение резонансной перезарядки щелочного иона.

Полагая $D_e \gg D_i$, $\mu_e \gg \mu_i$, а также распределение электронов максвелловским, приходим к известному выражению для напряженности амбиполярного поля

$$E_a \approx -T_e \frac{\text{grad}(n)}{n}. \quad (3)$$

Из (3) видно, что эффективному разделению зарядов способствует рост температуры электронов и высокое значение градиента концентрации заряженных частиц. Температура электронов в полупроводниковых преобразователях, как правило, близка к температуре кристалла. Известно, что эффективность кремниевого преобразователя падает до нуля уже при 300°C [16]. Поэтому важнейшую роль в формировании ЭДС в полупроводниковых преобразователях играет высокое значение градиента плотности заряженных частиц, которое достигается путем создания искусственных неоднородностей: p - n -переход, гетероструктуры и т. д. [12].

Необходимо также учесть еще одно условие, которое важно для всех энергопреобразующих систем. Оно состоит в том, что для эффективного использования энергии ее поток должен обладать достаточной плотностью [17]. Солнечное излучение (порядка 1 kW/m²) такой плотностью не обладает. Концентрация его с помощью дешевых (по сравнению со стоимостью полупроводникового элемента) линз или зеркал позволяет существенно снизить стоимость фотоэлектрических установок. Вместе с тем при концентрациях солнечного света в 10–1000 раз достигается некоторое увеличение эффективности полупроводниковых преобразователей [18]. В этом случае, однако, достаточно сложно решить проблему перегрева полупроводниковых элементов при высокой мощности солнечной радиации, поскольку холодильник и фотоэлемент работают при практически одинаковой температуре.

В фотоплазме возможна реализация гораздо более высоких температур. Любое вещество при интенсивном нагреве стремится перейти в состояние плазмы. Температура электронов в плазме стремится к термодинамическому пределу T_{id} , определяемому температурой источника оптического излучения. Спектр излучения Солнца близок к спектру излучения абсолютно черного тела, нагретого до температуры 5800 K, что определяет высокое значение термодинамического предела КПД преобразования солнечной радиации.

В демонстрационных экспериментах по обнаружению фотовольтаического эффекта в плазме была зарегистрирована величина фотоэдс примерно 4 eV [5,6], что на порядок больше по сравнению с кремниевыми фотоэлементами. В соответствии с вышесказанным столь большие значения фотоэдс объясняются высокой температурой электронов (4000–10 000 K) в лазерной фотоплазме, что было экспериментально определено зондовым методом [19].

Проведем расчет ВАХ плазменного фотоэлектрического преобразователя в предположении максвелловского распределения заряженных частиц по энергиям. Рассмотрим объем плазмы, ограниченный двумя металлическими электродами A и B . Качественная зависимость распределения потенциала на оси преобразователя длиной L представлена на рис. 1. Законы Кирхгофа для замкнутой цепи примут вид

$$\begin{aligned} I(\varepsilon) &= I_B - J_B = -I_A + J_A, \\ \varepsilon(I) &= \Phi_B - \Phi_A. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь I_A, I_B — потоки ионов на соответствующие электроды, J_A, J_B — потоки электронов, $I(\varepsilon)$ — электрический ток во внешней цепи, соединяющий электроды A и B , площади которых обозначим соответственно S_A и S_B . Плотность потока электронов определяется концентрацией заряженных частиц n_g на границе плазма–слой

$$j_{A,B}(e\varphi, X) = \frac{n_g(X_{A,B}(\lambda_i))e\bar{v}_e}{4} \exp\left(-\frac{e\varphi_{A,B}}{kT_e}\right), \quad (5)$$

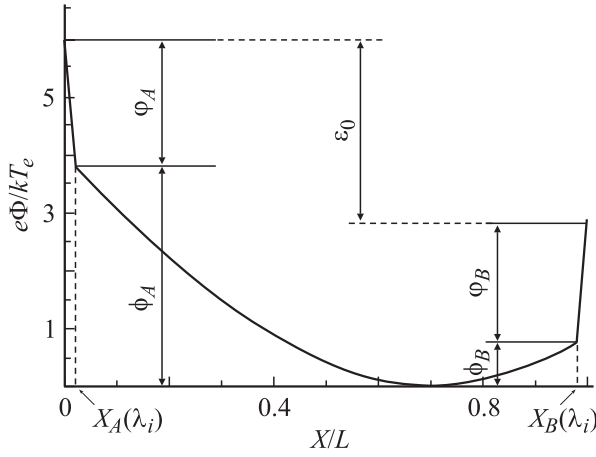


Рис. 1. Качественное распределение потенциала на оси плазменного фотоэлектрического преобразователя.

где $\varphi_{A,B}(X) = \Phi_{A,B} - \phi_{A,B}(X)$ — определяется разностью потенциалов между электродом и амбиполярным потенциалом в выделенной точке, n_g — концентрация заряженных частиц на границе слоя объемного заряда, $X_{A,B}(\lambda_i)$ — координаты поверхности, определяющей границу слоя объемного заряда, $\bar{v}_e(T_e)$ — средняя тепловая скорость электронов. В одномерных диффузионных задачах обычно полагается, что граница слоя объемного заряда расположена на длине свободного пробега иона (λ_i) от поверхности [13]. В квазинейтральной плазме выполняется условие

$$\phi_g - \phi_0 = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{n_g}{n_0}\right), \quad (6)$$

где n_0 — концентрация заряженных частиц, относительно которой проводится нормировка потенциала в плазме ($\phi_0 = 0$). Из (6) видно, что при равновесном распределении электронов по энергиям плотность потока электронов на стенку не зависит от величины n_g . Подставив формулу (5) и (6) в систему (4), получим выражения для ВАХ плазменного фотоэлектрического преобразователя для случая однородного распределения T_e по объему фотоконвертора:

$$\varepsilon = T_e \ln\left(\frac{I_B - I(\varepsilon)}{I_A + I(\varepsilon)} \frac{S_A}{S_B}\right). \quad (7)$$

Следует отметить, что выражение (7) совпадает с видом двухзонной ВАХ [20]. Ток ионов на стенку определяется потоком амбиполярной диффузии

$$I_A = \int_{S_A} D_{aA} \frac{dn}{dr} dS, \quad (8)$$

где dn/dr — производная по направлению нормали к поверхности электрода,

$$D_{aA} = D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \quad (9)$$

— коэффициент амбиполярной диффузии вблизи электрода A , $D_i = \bar{v}_i \lambda_i / 3$ — коэффициент диффузии ионов, \bar{v}_i — их средняя тепловая скорость.

Из формулы (7) следуют выражения, полученные в работе [9] для электродов одинаковой площади $S_A = S_B$. В этом случае эффективность разделения зарядов определяется разностью потоков амбиполярной диффузии на электроды. Это достигается за счет неоднородной скорости ионизации в объеме плазмы, приводящей к различию в градиентах концентрации вблизи электродов. Чем более несимметрично расположен источник ионизации относительно электродов, тем более эффективно происходит разделение зарядов. Однако, как следует из (7), в этом случае величина тока короткого замыкания не может превосходить половины скорости ионизации (eQ) во всем объеме $I_{sc} < 0.5(I_A + I_B) = 0.5eQ$.

Более эффективное разделение зарядов можно осуществить при электродах разной площади. В этом случае на электроде меньшей площади необходимо собрать большую часть ионного потока. В дальнейшем будем называть электрод катодом. Анодом будем называть электрод, собирающий преимущественно электроны. При заданном распределении источника рождения заряженных частиц внутри преобразователя существует оптимальное соотношение площадей электродов, при котором достигается максимальная выходная мощность. Так, для сферических электродов и точечном источнике ионизации было показано, что возможно реализовать соотношение $I_B/I_A \approx 5$ [8].

Отметим, что формула (7) получена для случая постоянства параметров плазмы внутри преобразователя. В случае пространственно неоднородной плазмы формула (7) требует уточнений. Сформулируем качественные критерии, на основе которых можно судить о положительном или отрицательном вкладе в эффективность тех или иных процессов. Повышать КПД преобразователя будут те процессы, которые увеличивают поток амбиполярной диффузии на катод и уменьшают — на анод. Это связано с тем, что ток короткого замыкания определяется разностью потоков амбиполярной диффузии на катод и анод. Увеличению КПД будут способствовать те процессы, которые уменьшают напряженность амбиполярного поля в области, ограниченной поверхностью катода (B), и увеличивают амбиполярную разность потенциалов в области, ограниченной анодом (A). Это связано с тем, что напряжение в режиме разомкнутой внешней цепи определяется разностью амбиполярных потенциалов в областях A и B .

Так, например, в работах [9,10] анализировалось влияние пространственного изменения коэффициента диффузии ионов на эффективность разделения зарядов в плазме. Было показано, что можно использовать координатную зависимость D_i для увеличения КПД плазменного фотопреобразователя. Этого можно достигнуть, если вблизи катода значение D_i будет больше, чем вблизи анода.

Конструкция плазменного фотоэлектрического преобразователя

Исходной точкой при разработке плазменного фотоэлектрического конвертора может служить тепловая труба, заполненная смесью щелочного металла и инертного газа [21]. Это устройство позволяет поддерживать постоянную плотность паров щелочных металлов в замкнутом цикле, включающем испарение, конденсацию и возвращение конденсата в область испарения за счет сил поверхностного натяжения. Тепловые трубы широко применяются в спектроскопии и при исследовании плазмы щелочных металлов. С практической точки зрения использование тепловых труб значительно упрощает ввод оптического излучения, поскольку буферный газ вытесняется на холодные края трубы и препятствует осаждению щелочи на окна кюветы.

Исходя из сформулированных выше требований оптимального разделения зарядов можно предложить модель плазменной фотоэлектрической ячейки, изображенной на рис. 2. Преобразователь состоит из двух металлических электродов *A* и *B*, электрически изолированных друг от друга диэлектрической прокладкой *C*. Через входное окно *D*, сделанное из электрически проводящего стекла, вводится внешнее излучение. Оно фокусируется внутри области *B*, где помещается щелочной металл. Под воздействием излучения металл нагревается и создается необходимая плотность щелочных паров. Внутренняя часть стенки электрода *B* представляет собой капиллярную структуру. Вблизи соединительного фланца размещен контур внешнего охлаждения (*E*). Он предназначен для того, чтобы газовая температура в области *A* была меньше, чем в области *B*. Резкая зависимость плотности щелочных паров от температуры приводит к тому, что плотность щелочных паров в области *A* на несколько порядков величины меньше, чем в области *B*. Таким образом, в области *A* и *B* находятся газы в разными физическими свойствами. В области *A* находится буферный газ, а в области *B* — щелочной пар (или смесь щелочных паров с буферным газом, если давление насыщенного пара меньше давления буферного газа). Такое пространственное распределение компонент является аналогом гетероструктуры в полупроводниковых преобразователях.

Образование плазмы обусловлено фотоионизацией щелочных атомов и молекул, а также процессами ступенчатой ионизации при столкновениях со свободными электронами. В рассматриваемой геометрии характерная длина амбиполярной диффузии на электрод *B* (Λ_B) существенно меньше, чем на электрод *A* (Λ_A). Одновременно с этим значение коэффициента амбиполярной диффузии в области *A* (D_{aA}) может быть меньшим по сравнению с коэффициентом диффузии в области *B* (D_{aB}). Во-первых, это связано с уменьшением коэффициента диффузии ионов, вызванным понижением температуры при переходе из области *B* в область *A*. Во-вторых — с конверсией щелочных ионов (Me^+) в молекулярные

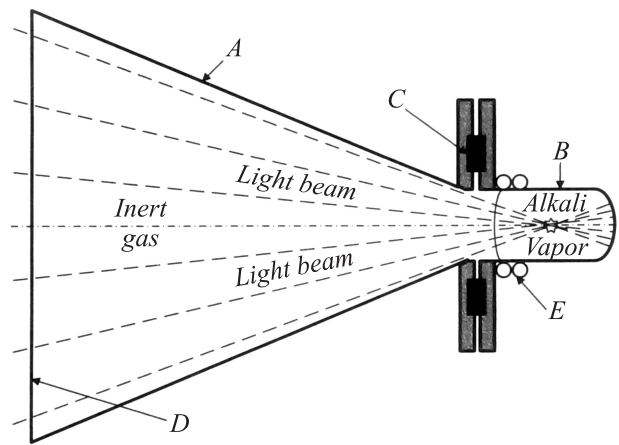


Рис. 2. Конструкция плазменного фотоэлектрического преобразователя: *A* — анод; *B* — катод; *C* — электрический изолятор; *D* — входное окно; *E* — система внешнего охлаждения.

ионы при столкновениях с атомами буферного газа (*C*): $Me^+ + 2C \rightarrow MeC^+ + C$ [22].

Отмеченные обстоятельства приводят к тому, что характерное время амбиполярной диффузии на электрод *A* ($\tau_{aA} = \Lambda_A^2/D_{aA}$) превышает аналогичную величину для области *B* ($\tau_{aB} = \Lambda_B^2/D_{aB}$). Отсюда следует, что основной поток положительных ионов будет собираться электродом *B*, площадь которого должна быть существенно меньше площади электрода *A* для эффективного разделения разноименных зарядов. Фактически роль ионов в области *A* сводится к нейтрализации объемного заряда, создаваемого электронами. На фоне малоподвижных ионов электроны быстро движутся за счет диффузии к поверхности электрода *A* и через внешнюю электрическую цепь достигают электрода *B*, где и происходит их нейтрализация.

Баланс энергии в плазменном фотоэлектрическом преобразователе

Во всех газовых разрядах подводимая энергия диссипирует через радиационные процессы (H_{rad}), теплопроводность нейтрального газа (H_{heat}), диффузию возбужденных (H_{dif}) и электрически заряженных частиц (H_{el}) на стенку прибора [23]. Как правило, поток возбужденных частиц на стенку прибора может играть роль в балансе энергии лишь при высокой концентрации неизлучающих возбужденных состояний (метастабильные состояния в инертных газах, колебательно возбужденные состояния симметричных молекул, например N_2). Наличие валентного электрона обуславливает высокую излучательную способность щелочных атомов, что приводит к выполнению неравенства $H_{rad} \gg H_{dif}$ для плазмы в парах щелочных металлов. Поэтому в дальнейшем анализе будем пренебрегать H_{dif} .

Роль теплопроводности электронного газа сводится в рамках данной модели к выравниванию температуры

электронов внутри объема, занимаемого плазмой. Уравнение баланса поглощенной оптической энергии (H_{opt}) для фотоплазмы примет вид

$$H_{\text{opt}} = H_{\text{rad}} + H_{\text{heat}} + H_{\text{el}}. \quad (10)$$

Правая часть (10) аналогична по своей структуре потерям энергии в газоразрядных источниках света, большинство из которых использует излучение плазмы в парах различных металлов. Очевидно, что параметры газоразрядных ламп оптимизированы для получения максимального значения H_{rad} . При оптимизации плазменных фотоэлектрических преобразователей необходимо найти условия максимального вклада H_{el} . С этой целью целесообразно использовать уже выявленные закономерности, обнаруженные при исследовании механизмов релаксации энергии в газоразрядных источниках света [23,24].

Оценим соотношение плотностей потоков энергии [W/m^2], уносимой из плазмы на стенку прибора заряженными частицами \hat{H}_{el} и за счет теплопроводности нейтрального газа \hat{H}_{heat}

$$\frac{\hat{H}_{\text{el}}}{\hat{H}_{\text{heat}}} = \frac{\varepsilon_{\text{eff}} D_a \frac{dn}{dx}}{\chi \frac{dT_g}{dx}} \approx \frac{\varepsilon_{\text{eff}} D_a \frac{n_0}{\Lambda_D}}{\chi \frac{T_g(0) - T_w}{\Lambda_H}}. \quad (11)$$

Здесь

$$\varepsilon_{\text{eff}} = E_{0i} + T_e \left[3 + \ln \left(\frac{\Lambda_D}{\lambda_i} \right) + \ln \left(\sqrt{\frac{M_i}{M_e}} \right) \right] \quad (12)$$

— средние потери энергии, приходящиеся на одну пару ион-электрон, покидающую плазму. Эта энергия складывается из потенциала ионизации атома E_{0i} , энергии, непосредственно уносимой электронами на стенку, затрачиваемой на поддержание амбиполярного поля в плазме и пристеночной разности потенциалов [13]. Λ_D и Λ_H — характерные значения длины диффузии и теплопроводности, определяемые собственными значениями решений соответствующих уравнений, n_0 — максимальная концентрация заряженных частиц в плазме, $T_g(0)$ и T_w — максимальная газовая температура и температура стенки разряда соответственно, χ [$\text{W}(\text{mK})^{-1}$] — коэффициент теплопроводности щелочных паров. Величины Λ_D и Λ_H определяются, главным образом, характерным размером прибора и довольно слабо зависят от распределений источников ионизации и нагрева соответственно в уравнениях диффузии и теплопроводности [25]. Поэтому при проведении оценок можно положить $\Lambda_D \approx \Lambda_H$. Исключение может составлять случай контрагированного разряда, где сжатие распределения заряженных частиц может привести к существенному увеличению Λ_D .

Как видно из (12), ε_{eff} увеличивается с ростом T_e , поэтому удовлетворить интересующему нас неравенству $H_{\text{el}} > H_{\text{heat}}$ наиболее просто в неизотермической плазме $T_e > T_g$. Рассмотрим наиболее сложные условия неизотермической плазмы $T_e = T_g$. В этом случае $D_a = 2D_i$.

Приведем оценку, пренебрегая T_w по сравнению с $T_g(0)$:

$$\frac{\hat{H}_{\text{el}}}{\hat{H}_{\text{heat}}} \approx \frac{2k\Theta D_i n_0}{\chi}, \quad (13)$$

где $\Theta = \varepsilon_{\text{eff}}/T_e$ — величина эффективной энергии, выраженная в единицах температуры электронов в плазме.

Как видно из (13), соотношение $\hat{H}_{\text{el}}/\hat{H}_{\text{heat}}$ в нулевом приближении не зависит от размеров газоразрядного прибора, а обуславливается величиной энерговклада, определяющего плотность заряженных частиц [26]. Качественную оценку критерия (13) можно получить, используя модель твердых сфер для описания процессов переноса. В рамках этой модели коэффициент теплопроводности не зависит от плотности, а отношение коэффициентов диффузии (\bar{D}) и теплопроводности ($\bar{\chi}$) определяется выражением $\bar{D}/\bar{\chi} = 1/(c_V N)$, где c_V — теплоемкость при постоянном объеме, отнесенная к одному атому, N — плотность газа. Используя для c_V значение идеального газа $c_V = 3k/2$, приходим к выражению

$$\frac{\hat{H}_{\text{el}}}{\hat{H}_{\text{heat}}} = \frac{2\Theta}{3/2} \xi, \quad (14)$$

где $\xi = n_0/N$ — степень ионизации плазмы на оси прибора. У выражения (14) виден прозрачный физический смысл, если рассматривать процесс теплопроводности как „диффузию температуры“ [25].

При столкновении нейтрального атома с холодной стенкой прибора ей передается средняя энергия атома, равная $1.5kT$. Диффузия заряженных частиц в изотермической плазме происходит в два раза быстрее за счет амбиполярного поля, а энергия, уносимая на стенку, намного превышает среднюю тепловую энергию частиц в плазме. Для типичных значений $T_e = 0.3-0.5$ eV, наиболее интересных с точки зрения фотоэлектрического преобразования, параметр Θ может принимать значения в диапазоне $\Theta = 20-100$. Существует такая степень ионизации ξ_{cr} превышение которой приводит к тому, что потери энергии за счет теплопроводности заряженных частиц превышают потери за счет теплопроводности нейтрального газа:

$$\xi_{\text{cr}} > \frac{3}{4\Theta}.$$

Разумеется, при переходе от формулы (13) к (14) следует помнить, что процесс диффузии частиц описывается первым моментом транспортного сечения столкновения ион-атом, а процесс теплопередачи характеризуется моментом второго порядка сечения столкновения атома с атомом [27]. Так, например, для паров лития при $T = 2000$ К. Используя данные по теплопроводности [27] и сечению резонансной перезарядки [14], можно получить величину численного коэффициента в (13) на порядок меньше, чем в (14).

Теплопроводность тяжелых инертных газов меньше, чем щелочных паров. Так, коэффициент теплопроводности криптона в 4 раза, ксенона — в 6 раз меньше, чем у паров лития [27]. При переходе электронов из области

щелочных паров в область буферного газа резко уменьшается сечение транспортного столкновения при энергиях, соответствующих минимуму Рамзауэра (ϵ_R). В связи с этим на три порядка величины увеличивается длина энергетической релаксации электрона $\lambda_\epsilon = \lambda \sqrt{M_a/M_e}$, где λ — длина свободного пробега электрона [28]. Поэтому в области буферного газа выполняется условие $T_e > T_g$. Все сказанное приводит к тому, что в буферном газе условие $\dot{N}_{el} > \dot{N}_{heat}$ выполнить проще, чем в щелочных парах.

Критерий (14) определяет нижнюю границу степени ионизации. Но существует ограничение и со стороны высокой степени ионизации. Оно связано с влиянием кулоновских столкновений на процессы диффузии. Транспортное сечение кулоновских столкновений на один-два порядка больше газокинетических сечений [25]. Оценки показывают, при превышении степени ионизации 2% кулоновские столкновения необходимо учитывать при анализе процессов амбиполярной диффузии. Таким образом, поиск оптимальной степени ионизации в диапазоне 1–10% связан с решением нелинейного уравнения для теплового потока, что значительно усложняет разработку теоретической модели.

Рассмотрим влияние радиационных потерь в балансе энергии. Расчет переноса излучения представляет наибольшую трудность [22] в силу нелокального характера этого процесса. Это выражается в том, что в каждый элементарный объем, занимаемый газом, могут попасть фотоны даже из весьма удаленных областей плазмы. Для качественного анализа влияния радиационных процессов в балансе энергии плазменного фотоэлектрического преобразователя воспользуемся результатами для газоразрядных источников света в случае высокой степени ионизации плазмы (рис. 6.2, *b* [22]). Излучаемая мощность подразделяется на мощность резонансных Φ_{res} и нерезонансных Φ_{nr} линий. Определяющую роль в балансе энергии разряда радиационные процессы играют в случае низких давлений $p = 1–10$ Па. На этом физическом принципе работают газоразрядные источники света низкого давления на парах ртути, натрия и т.д.

С ростом плотности паров металла эффективность радиационных процессов падает. Минимальное влияние радиационных процессов в балансе энергии плазмы достигает при давлении $p = 10^4–10^5$ Па и составляет порядка 10–15%. Это происходит, во-первых, за счет влияния процессов пленения излучения. Прежде чем покинуть объем, занимаемый плазмой, фотон может претерпеть многократное поглощение и излучение, что увеличивает эффективное время жизни возбужденных частиц в занимаемом плазмой объеме. Влияние конечной оптической плотности можно учесть эффективной вероятностью спонтанного излучения $A^* = A_{rad}\theta(r)$, где A_{rad} — частота радиационного распада возбужденного уровня, $0 \leq \theta(r) < 1$ — вероятность вылета фотона из точки r за пределы плазмы без поглощения.

Во-вторых, возрастает роль процессов тушения возбужденных состояний при столкновениях с электрона-

ми, плотность которых возрастает с ростом плотности паров, при фиксированной степени ионизации. Энергия, запасенная в возбужденных атомах, будет эффективно преобразовываться в кинетическую энергию электронов, если частота тушения возбужденных состояний при столкновениях с заряженными частицами ν_q будет превышать эффективную частоту выхода электронов из объема плазмы ($\nu_q > A^*$).

Наибольшего значения $\theta(r)$ достигает вблизи границы буферный газ–щелочные пары, поскольку в нулевом приближении можно полагать, что фотоны выходят из плазмы, не поглощаясь атомами инертного газа. Однако инертный газ играет важную роль в плавном переходе от нулевой концентрации заряженных частиц на входном окне до области максимальной плотности плазмы в зоне щелочных паров. Поэтому на границе щелочных паров, где реализуется максимальная плотность поглощаемой оптической энергии, концентрация заряженных частиц уже велика. Таким образом, рассматриваемая конфигурация фотоэлектрического преобразователя способствует выполнению критерия $\nu_q > A^*$.

Дальнейший рост давления паров приводит к возрастанию мощности нерезонансного излучения. Это связано с тем, что с ростом температуры и плотности плазмы определяющую роль начинает играть излучение сплошного спектра. На этом физическом принципе основана работа газоразрядных источников высокого давления. Определяющую роль в эффективности таких источников играет достижение высокой температуры плазмы, поскольку интенсивность сплошного спектра равновесного излучателя зависит от четвертой степени его температуры. Для оптически плотной среды излучение разряда определяется внешними слоями плазмы. При этом для мощных газоразрядных ламп необходимо поддерживать температуру стенок разряда при максимально возможной температуре, чтобы уменьшить толщину переходного слоя между стенкой и горячей центральной частью разряда [24].

Для плазменного фотоэлектрического преобразователя, наоборот, важно следить за тем, чтобы стенки прибора не перегревались. Это достигается за счет контура внешнего охлаждения, который поддерживает оптимальную температуру стенок, обеспечивающую необходимую плотность щелочных паров. Важную роль в уменьшении радиационных потерь в конверторе может также сыграть отражательная способность металлических стенок преобразователя, поскольку отражение увеличивает эффективное время жизни возбужденных частиц в плазме.

Таким образом, на основе баланса энергии максимальную эффективность плазменного фотоэлектрического преобразователя следует ожидать в диапазоне давлений $10^4–10^5$ Па и степени ионизации плазмы 1–10%. Основная часть поглощенной энергии будет расходоваться на нагрев нейтрального газа и на создание заряженных частиц.

Поглощение оптической энергии

Рассмотрим вопросы поглощения внешней оптической радиации в плазменном фотоэлектрическом конвертере. Для эффективного преобразования световой энергии необходимо, чтобы поглощающая среда была оптически плотной на длине отрезка, соединяющего место входа оптического луча в поглощающую среду и стенку прибора.

Наибольшая оптическая плотность среды достигается на резонансных переходах в атомах. Сечение поглощения на основной части линии $\sigma_v \sim 10^{-12} - 10^{-14} \text{ см}^2$. Поэтому сантиметровый слой при плотности атомов $N > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ будет поглощать всю энергию, заключенную в пределах полуширины контура поглощения. Рост температуры и плотности нейтральных и заряженных частиц ведет к доплеровскому и столкновительному уширению линий [25]. Повышение температуры плазмы увеличивает также заселенность возбужденных атомов. Это ведет к значительному росту количества поглощающих переходов в видимой и инфракрасной (ИК) областях спектра. Появляются интенсивные полосы поглощения за счет процессов фотоионизации из возбужденных состояний.

Значительную роль в формировании спектра поглощения в ИК-области играют молекулы металлов, концентрация которых возрастает с ростом плотности щелочного пара. Имеющиеся расчеты спектров поглощения для плотных щелочных паров с учетом указанных выше процессов показывают, что при температуре 3000 К коэффициент поглощения (k_{opt}) изменяется в пределах $0.03 - 0.4 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне длин волн $\lambda = 0.2 - 1.3 \text{ мкм}$ [29].

Следует отметить, что измеренные спектры поглощения в смеси щелочных паров и тяжелых инертных газов в тепловой трубе обнаруживают удивительно высокую оптическую плотность в видимой и ближней ИК-областях спектра [30]. Экспериментально определенный коэффициент поглощения на два-три порядка превосходит расчетную величину при плотности паров ($10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Например, коэффициент поглощения в парах натрия в диапазоне длин волн $\sim 1 \text{ мкм}$ составляет $k_{\text{opt}} = 0.1 \text{ см}^{-1}$ при температуре в тепловой трубе $\sim 1000 \text{ К}$ [31]. Для интерпретации этого явления предлагается несколько теоретических моделей, но до сих пор не существует однозначного объяснения. Однако неполное понимание на данный момент механизмов поглощения оптического излучения в тепловой трубе не является принципиально сдерживающим фактором на начальном этапе разработки конструкции плазменного фотоэлектрического преобразователя. Как отмечается в [25, с. 441] „В случае изотермической плазмы мы избавлены от необходимости вникать в сложные механизмы и кинетику рождения и гибели зарядов. . . Термическая ионизация происходит независимо от того, каким путем энергия поступает в плазму.“

Отмеченные особенности широкополосного поглощения и создания заряженных частиц в фотоплазме открывают возможность использования энергии всего спектра солнечной радиации, включая ИК-диапазон. Таким образом, фотоплазма щелочных паров может служить весьма эффективным поглотителем солнечной радиации. Напомним, что заряженные частицы в полупроводниковых фотоэлементах создают только те фотоны, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны [12].

Проведем оценку необходимой удельной мощности поглощенного плазмой излучения на основе уравнения баланса энергии. Необходимую температуру равновесной плазмы (T) для достижения степени ионизации плазмы ξ определим исходя из уравнения Саха–Больцмана. Оценка проведем для паров лития при плотности $[Li] = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при которой следует ожидать минимального влияния радиационных потерь.

Решив уравнение для $\xi = 0.01 - 0.05$, получим значение $T \sim 0.3 - 0.42 \text{ эВ}$. Оценка снизу для плотности поглощенной энергии найдем, приравняв ее энергии, теряемой за счет теплопроводности газа. Рассмотрим цилиндр конечных размеров с радиусом R и длиной L . Примем, что распределение температуры соответствует основной моде уравнения теплопроводности. В этом случае рабочая формула для удельной поглощенной мощности примет вид [25]

$$q = \frac{2(T_0 - T_w)\chi(0.519\mu_0 + \frac{\pi R^2}{L^2})}{R^2}, \quad (15)$$

где $\mu_0 = 2.4$ — первый корень функции Бусселя нулевого порядка, T_0 — температура плазмы на оси, T_w — температура стенки прибора, которая изменяется в пределах $1150 - 1300 \text{ К}$ при указанной выше плотности паров лития. Первое слагаемое в больших скобках соответствует случаю бесконечно длинного цилиндра, для которого при $R = 5 \text{ см}$ получаем значение $q \sim 0.6 \text{ Вт/см}^3$. Проведенные расчеты показывают, что сосредоточение источников нагрева на оси цилиндра слабо изменяет величину теплового потока на стенку [26]. Соответственно оценку по формуле (15) можно использовать и в случае сфокусированного излучения, когда нагрев газа происходит преимущественно на оси прибора.

Анализ вторичных процессов

Проведем качественный анализ ряда процессов, которые не учитывались в предыдущем рассмотрении.

Рекомбинация заряженных частиц

Процессы объемной рекомбинации приводят к сниженной концентрации заряженных частиц и соответственно к уменьшению потоков I_A, I_B заряженных частиц на стенки прибора. Влияние процессов амбиполярной диффузии приводит к тому, что в области щелочных

паров реализуется ионизационно неравновесная плазма, в которой скорость образования заряженных частиц превышает скорость их рекомбинации в объеме плазмы. Высокие газовые температуры в области щелочных паров приведут к диссоциации молекулярных ионов. Поэтому атомарные ионы щелочных металлов будут определять ионный состав плазмы. Поскольку степень ионизации плазмы достаточно велика, то столкновительный механизм релаксации возбужденных состояний атомов будет преобладать над радиационным распадом. В силу сказанного следует ожидать малого вклада рекомбинации в радиационные потери энергии за счет линейчатого излучения. Большая часть выделившейся при рекомбинации энергии будет расходоваться на нагрев частиц в плазме.

Рекомбинация заряженных частиц в области буферного газа уменьшает поток положительных ионов на стенку I_A , что, согласно формуле (7), ведет к улучшению выходных электрических характеристик преобразователя. В области A атомарные ионы щелочных металлов эффективно преобразуются в молекулярные ионы при тройных столкновениях с атомами буферного газа. Поэтому ионный состав плазмы в этой области будет определяться молекулярными ионами. В этом случае преобладающим механизмом убыли заряженных частиц будет являться диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов и электронов.

В настоящее время отсутствуют данные о скорости рекомбинации гетероядерных ионов, состоящих из атомов щелочного металла и инертного газа. Вследствие отсутствия данных о каналах распада молекулярного иона невозможно провести расчет радиационных потерь энергии в процессе диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов.

Термо- и фотоэмиссия с поверхности электродов

С точки зрения разделения зарядов внутри источника ЭДС термо- и фотоэмиссия электронов с внутренней поверхности электрода B эквивалентна захвату положительного иона. Поэтому указанные процессы ведут к увеличению КПД за счет преобразования части энергии излучения, достигшей поверхности электрода B . Отметим, что положительные ионы, поступающие из плазмы, нейтрализуют задерживающий объемный потенциал, создаваемый эмитированными электронами. Таким образом, с помощью плазмы устраняется основной недостаток, присущий вакуумным термоэмиссионным преобразователям [32]. Особенно существенную роль термо- и фотоэмиссии следует ожидать в первый момент запуска плазменного фотоэлектрического преобразователя, когда еще мала оптическая плотность паров. Указанные процессы обеспечивают затравочную концентрацию электронов, которая необходима для инициации механизма ступенчатой ионизации в плазме. Таким образом, эмиссия электронов с поверхности электрода B будет

способствовать плавному выходу на рабочий режим фотоконвертора, что важно с практической точки зрения использования устройства.

Следует отметить, что процессы фотоэмиссии электронов с поверхности электрода A играют вредную роль. Поэтому геометрические размеры фотопреобразователя должны быть такими, чтобы исключить прямое попадание фокусированного излучения на внутреннюю поверхность электрода A .

Термодиффузия заряженных частиц

При фокусировке излучения основная часть энергии внешней радиации будет поглощаться вблизи оси фотопреобразователя. Стенки электрода B должны охлаждаться при помощи контура внешнего охлаждения, что неизбежно приведет к возникновению градиента газовой температуры. В свою очередь, в изотермической плазме это вызовет радиальную неоднородность температуры электронов и соответственно появление термодиффузионной составляющей в амбиполярном потоке заряженных частиц на стенку прибора $u_a^{T_e}$ [13]:

$$u_a^{T_e} = -D_a^{T_e} \frac{\text{grad } T_e}{T_e}, \quad (16)$$

где коэффициент амбиполярной термодиффузии $D_a^{T_e}$ равен

$$D_a^{T_e} = D_i \frac{T_e}{T_i} \left(1 - \frac{T_e}{v_e(T_e)} \frac{dv_e(T_e)}{dT_e} \right). \quad (17)$$

Как видно из формулы (17), величина $D_a^{T_e}$ определяется температурной зависимостью усредненной частоты столкновений электронов $v_e(T_e)$ с компонентами смеси. В области локализации щелочных паров $v_e(T_e)$ зависит от частоты столкновений электронов со щелочными атомами и ионами. Характерной особенностью сечения транспортных столкновений электронов со щелочными атомами является наличие максимума в области энергий $\varepsilon_m \approx 0.03-0.05$ eV, обусловленного резонансным механизмом столкновения [15]. Это приводит к тому, что в области рабочих температур плазменного фотопреобразователя $T_e > \varepsilon_m$ выполняется условие $dv_{ea}(T_e)/dT_e < 0$. Аналогичное неравенство выполняется для кулоновской частоты столкновений электронов с положительными ионами. Это приводит к тому, что $D_a^{T_e} > 0$, и следовательно, термодиффузия направлена в ту же сторону, что и составляющая амбиполярного потока, определяемого градиентом концентрации заряженных частиц. Уменьшение T_e при приближении к стенке прибора приведет к снижению амбиполярной разности потенциалов. Таким образом, термодиффузия в области B положительно сказывается на эффективности преобразователя.

В области преобладания буферного газа концентрация заряженных частиц меньше, чем в области B . По этой причине электрон-ионные столкновения не оказывают существенного влияния на транспортную частоту столкновений электронов. В интересующей нас

области $T_e = 0.2-0.5$ eV для тяжелых инертных газов выполняется условие $dv_{ea}(T_e)/dT_e > 0$, и соответственно коэффициент термодиффузии отрицателен. Таким образом, термодиффузия уменьшает амбиполярный поток I_A , что повышает эффективность преобразователя. С другой стороны, снижение температуры электронов от зоны ионизации щелочных паров по направлению к стенкам области A уменьшает амбиполярную разность потенциалов, что снижает КПД преобразователя. Вместе с тем, как уже отмечалось, длина энергетической релаксации электрона в области буферного газа велика. Это приводит к тому, что величина T_e близка к своему максимальному значению на границе раздела щелочь-буферный газ, а пространственное изменение T_e мало. Поэтому влияние термодиффузии на амбиполярную разность потенциалов в области буферного газа будет невелико.

Неравновесный вид функции распределения по энергиям

На расстояниях максимального удаления от зоны ионизации (вблизи входного окна) концентрация заряженных частиц мала. Если частота электрон-атомных столкновений превысит частоту электрон-электронных столкновений ($\nu_{ea} > \nu_{ee}$), то возможно отклонение функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) от равновесного вида. В силу рассматриваемой геометрии прибора указанная область может занимать существенную часть от всего объема преобразователя. Концентрация щелочных атомов в периферийной области на несколько порядков величины меньше концентрации инертного газа. Под влиянием внешней оптической накачки существенная часть щелочных атомов может находиться в резонансно-возбужденном состоянии.

Будем характеризовать относительную заселенность резонансно-возбужденных щелочных атомов температурой возбуждения T^* . Как показано в теоретических работах [33,34], при соотношении концентраций щелочных атомов и атомов инертного газа порядка $10^{-3}-10^{-6}$ степени ионизации паров металла меньше 10^{-4} и $T^* > 0.3$ eV, возможно формирование локального максимума на ФРЭЭ в области энергий $\varepsilon > \varepsilon_R$. Наличие инверсии на ФРЭЭ ($df(\varepsilon)/d\varepsilon > 0$) существенно уменьшает подвижность электронов, а коэффициент диффузии электронов изменяется незначительно. Согласно формуле (1), это должно привести к росту напряженности амбиполярного поля и соответственно затрат энергии, расходуемых на поддержание амбиполярного поля в плазме. Рост амбиполярной разности потенциалов между зоной ионизации и периферийными областями должен привести к увеличению выходного напряжения в режиме разомкнутой цепи и КПД всего прибора в целом.

Экспериментальное доказательство существенного влияния неравновесного вида ФРЭЭ на баланс энергии электронов было обнаружено в плазме после свечения

криптона [35]. Учет неравновесного вида ФРЭЭ в пристеночных областях более чем на порядок величины увеличивал затраты энергии, расходуемой на поддержание амбиполярного поля в плазме. Таким образом, формирование неравновесного вида ФРЭЭ в фотоплазме может сыграть важную роль в решении задачи по достижению максимально возможных значений КПД преобразователя.

Перенос вещества

Как следует из рассмотрения процессов в плазменном фотопреобразователе, разделение зарядов связано с переносом вещества. Основная часть амбиполярного потока собирается на катоде, где происходит нейтрализация положительного заряда щелочных ионов. Амбиполярный поток на катод является частью рабочего цикла, присущего обычной тепловой трубе.

Для стационарной работы устройства необходимо также обеспечить замкнутый цикл переноса вещества, обусловленный амбиполярным потоком на анод. Поток жидкого металла невозможен напрямую переместить через границу между анодом и катодом, обеспечив при этом надежную электрическую изоляцию. Для устранения этих трудностей можно использовать специальные тепловые трубы с отдельными каналами для жидкости и пара [36]. В этих трубах жидкий металл перемещается по параллельному каналу, что позволяет обеспечить электрическую развязку между нагревателем и холодильником в тепловой трубе. Разумеется, поток вещества в дополнительном канале идет с существенно меньшей скоростью. Однако, как показали проведенные выше оценки, поток щелочного металла на анод составляет малую долю от потока на катод. Поэтому есть все основания надеяться на успешное решение инженерной задачи о циклически непрерывном переносе массы в плазменном фотоэлектрическом преобразователе.

Заключение

В настоящей работе рассмотрена модель плазменного фотоэлектрического преобразователя сфокусированного оптического излучения. На основе проведенных оценок сформулированы основные требования к выбору конструкции плазменной фотоэлектрической ячейки. Предложенный конвертор может быть использован для проведения демонстрационных экспериментов, показывающих принципиальную возможность использования фотоплазмы для прямого преобразования сфокусированного солнечного излучения в электрический ток.

Вместе с тем необходимо отметить, что для оптимизации преобразователей необходимы дополнительные данные по ряду элементарных процессов, происходящих в плазме. К ним, в частности, относится скорость диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов, состоящих из атомов щелочного металла и буферного газа. Необходимы также данные по значениям коэффициента

поглощения излучения в видимой и ближней ИК-областях спектра в зависимости от рабочих режимов тепловой трубы. Требуется также ряд инженерных задач — прежде всего, о замкнутом циклическом переносе щелочного металла, сопровождающего протекание электрического тока внутри конвертора.

В перспективе применение плазменных фотопреобразователей может служить естественным решением при создании крупных солнечных промышленных электростанций. По сравнению с полупроводниковыми концентраторными батареями плазменные конверторы будут характеризоваться следующими особенностями:

— более эффективное разделение зарядов в плазме предоставляет возможность достичь больших значений КПД преобразования;

— широкий спектр поглощения в плазме (включая ИК-область) позволяет использовать всю энергию солнечной радиации;

— плазменные конверторы могут преобразовывать большие плотности потока энергии, что уменьшает размеры и вес фотоэлемента, необходимые для преобразования единицы мощности излучения;

— относительно высокие рабочие температуры стенок преобразователя (400–900°С) позволяют использовать стандартные способы отвода и полезного использования той части энергии, которая не может быть прямо преобразована в электричество, а отчуждается в виде теплоты.

Авторы благодарны Джеффри Гордону (J.M. Gordon), обратившему наше внимание на тесную связь балансов энергии в источниках света и фотоэлектрических преобразователях. Мы также признательны Л.Д. Цендину за ценные советы по представлению полученных результатов.

Список литературы

- [1] Попель О.С., Туманов В.Л. // Альтернативная энергетика и экология. 2007. № 2 (46). С. 135–148.
- [2] Katz E.A., Gordon J.M., and Feuermann D. // Prog. Photovolt: Res. Appl. 2006. Vol. 14. P. 297–303.
- [3] Ogino A., Muramatsu T., Kando M. // Jpn. J. Appl. Phys. 2004. Vol. 43. N 1. P. 309–314.
- [4] Lodhi M.A.K., Briggs J.B. // J. Power Sources. 2007. Vol. 169. P. 537–545.
- [5] Горбунов Н.А., Стасевич Т. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 15. С. 21–24.
- [6] Горбунов Н.А., Стасевич Т. // ТВТ. 2001. Т. 39. № 4. С. 668–670.
- [7] Горбунов Н.А., Flamant G. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 97–101.
- [8] Gorbunov N.A., Stepanov S.V., Flamant G. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. Vol. 33. N 4. P. 1346–1352.
- [9] Горбунов Н.А., Фламан Ж. // ТВТ. 2006. Т. 44. № 6. С. 951–960.
- [10] Gorbunov N.A., Kopitov A.N., Flamant G. // High Temperature Material Processes. 2007. Vol. 11. N 4. P. 549–564.
- [11] Mori I., Sumitomo K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. Vol. 16. N 6. P. 623–630.
- [12] Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 668 с.
- [13] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [14] Смирнов Б.М. // УФН. 2001. Т. 171. № 3. С. 233–266.
- [15] Nicoletopoulos P. <http://eprintweb.org/S/authors/All/ni/Nicoletopoulos/3>
- [16] Андриусин Е.А., Слилин А.П. // УФН. 1991. Т. 161. № 8. С. 129–139.
- [17] Капица П.Л. // УФН. 1976. Т. 118. № 2. С. 307–314.
- [18] Андреев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. Л.: Наука, 1989. 310 с.
- [19] Gorbunov N.A., Grochola A., Kruk P. et al. // Plasma Sources Sci. and Techn. 2002. Vol. 11. N 4. P. 492–497.
- [20] Чен Ф. Диагностика плазмы // Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967. С. 94–164.
- [21] Дан П.Д., Рей Д.А. Тепловые трубы. М.: Энергия, 1979. 272 с.
- [22] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 374 с.
- [23] Lister G.G., Lawler J.E., Lapatovich W.P., Godyak V.A. // Rev. Mod. Phys. 2004. Vol. 76. N 2. P. 541–598.
- [24] Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
- [25] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [26] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1197–1217.
- [27] Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975. 336 с.
- [28] Рожанский А.В., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 245 с.
- [29] Dunning G.J. and Palmer A.J. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 12. P. 7086–7091.
- [30] Bhaskar N.D., Zouboulis E., McClelland T., and Harper W. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. N 10. P. 640–644.
- [31] Леонов А.Г., Руденко А.А., Старостин А.Н., Чехов Д.И. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 9. С. 52–59.
- [32] Бакуит Ф.Г., Дюжев Г.А., Марциновский Б.Я. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [33] Gorbunov N.A., Melnikov A.S., Movtchan I.A. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 27. N 1. P. 182–192.
- [34] Gorbunov N.A., Melnikov A.S., Smurov I. // Physics of Plasmas. 2003. Vol. 10. N 11. P. 4552–4558.
- [35] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Латышев Ф.Е., Мельников А.С. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 5. С. 30–37.
- [36] Долгирев Ю.Е., Герасимов Ю.Ф., Майоданик Ю.Ф., Кисев В.М. // ИФЖ. 1978. Т. 34. № 6. С. 988–993.