

амплитуда модуляции  $\Delta = 2.3 \cdot 10^{-3}$  и абсолютная величина угловой расстройки, при которой  $p=1$ , равна  $|\delta_0| = 0.11^\circ$ . При точном выполнении условия Брэгга затухание волновода по интенсивности  $\Gamma \approx 1$  дБ/см, а при расстройке  $\delta_0 = 0.11^\circ$  величина  $\Gamma \approx 10$  дБ/см.

На рис. 2, иллюстрирующем графическое решение модового уравнения (76) для приведенных выше параметров, хорошо видно, что при  $h=60$  мкм волновод каналирует практически две моды с эффективными показателями преломления 1.4868 и 1.4864 и затуханием  $\Gamma \sim 1.8$  дБ/см. В то же время при  $h=59.3$  мкм та же структура будет кавалировать практически одну моду с затуханием  $\Gamma \sim 1$  дБ/см, так как затухание других мод не меньше 10 дБ/см.

В рамках описанного дифракционного подхода очевидным является ряд других специфических свойств рассматриваемых волноводных структур: возможность получения сверхмалых коэффициентов замедления  $N_m$ , спектральная селективность, возможность каналирования излучения и в том случае, когда показатель преломления центрального канала меньше среднего показателя преломления области решетки. Дополнительно отметим, что вследствие (66) модовое уравнение (76) не имеет решений для  $m=0$  и основной модой является антисимметричная мода с  $m=1$  в отличие от обычных волноводов с ПВО. Величина коэффициента замедления  $N_m$  определяется отношением  $\lambda_0/\Lambda$  и в принципе может быть сделана как угодно малой путем соответствующего выбора  $\Lambda$ . Однако в силу (86) при уменьшении  $\Theta_m$  резко увеличивается затухание направляемой волны, поэтому реальные структуры при малых  $\Theta$  могут быть полезны как резонаторы типа Фабри—Перо, а не как направляющие элементы.

Брэгговские волноводы с синусоидальной фазовой решеткой могут быть созданы голографическими методами на достаточно широком круге материалов, поскольку требуемые величины  $\Delta$  незначительны. Отмеченные выше особенности таких волноводов позволяют создать ряд функциональных элементов, в том числе основанных на динамической записи решеток. Перспективным, в частности, представляется отмеченный в [1, 7] вариант создания полосковых волноводов в обычных планарных волноводах с ПВО. Боковое ограничение с помощью дифракционных решеток позволяет в этом случае создать широкие коллимированные световые пучки, не содержащие большого числа боковых мод, ухудшающих работу ряда интегрально-оптических устройств.

### Литература

- [1] Фокс А. ТИИЭР, 1974, т. 62, № 5, с. 118—120.
- [2] Cho A. Y., Yariv A., Yeh P. Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, N 9, p. 471—472.
- [3] Гончаренко А. М., Мазаник Л. А. ДАН БССР, 1979, т. 23, № 5, с. 413—416.
- [4] Cada M., Ctyroky J., Gregora I., Schröfel J. Opt. Commun., 1979, v. 28, N 1, p. 59—63.
- [5] Сычугов В. А., Чтыроки И. Квант. электр., 1982, т. 9, № 3, с. 634—637.
- [6] Kogelnik H. Bell Syst. Techn. J., 1969, v. 48, N 9, p. 2909—2947.
- [7] Зленко А. А., Прохоров А. М., Сычугов В. А. Квант. электр., 1976, т. 3, № 11, с. 2487—2490.

Ленинградский политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
6 февраля 1987 г.

УДК 621.383

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

## УПРУГОСТЬ ПАРОВ ЦЕЗИЯ И ДАВЛЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ В ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Д. П. Бернацкий, А. М. Мечетин, В. Г. Павлов,  
А. Я. Тонтегоде

Нестабильности в работе фотоэлектронных приборов во многом определяются различными воздействиями на фотокатод. К ним относятся адсорбции остаточных газов, влияющая на свойства и долговечность фотокатода, бомбардировка фотокатода ионами, приводящая к шумам и снижающая способность к регистрации предельно слабых сигналов [1]. Ряд причин, приводящих к нестабильности в работе приборов, зависит от вакуумных условий в его

объеме и от состояния поверхности электродов. Тем не менее достоверные сведения по этим вопросам отсутствуют. В [2] измерение остаточного давления в фотоэлектронном приборе проводилось путем подсоединения измерителя парциальных давлений к готовому электронно-оптическому преобразователю (ЭОП). Однако подсоединение датчиков или вакуумных систем к прибору после его изготовления искажает газовую среду. Отсутствие достоверных сведений о вакуумных условиях в отпаянных изделиях затрудняет изучение причин, приводящих к нестабильности в работе. Поэтому большой практический интерес вызывает определение давления и состава остаточного газа в готовых фотоэлектронных приборах и наличия в объеме и на поверхности электродов щелочных металлов, в особенности цезия, обладающего малым потенциалом ионизации.

В данной работе использованы поверхностно-ионизационный датчик и полевой электронный микроскоп (электронный проектор), которые подсоединялись к корпусу ЭОПа до откачки. Последующие откачка, обезгаживание и изготовление многощелочного фотокатода по стандартной технологии [3], включающей напуск паров натрия, калия и цезия, осуществлялись с подсоединенными датчиками. Поэтому искажения остаточной газовой среды при этом не происходило.

Для измерения упругости паров цезия в ЭОПе использован метод поверхностной ионизации. Известно [4], что при поступлении атомов цезия на поверхность нагретой вольфрамовой нити с поверхности десорбируются положительные ионы цезия. Тогда в цепи коллектора будет протекать ток

$$I = \nu S \beta e, \quad (1)$$

где  $\nu$  — поток атомов цезия, падающий на поверхность вольфрамовой нити площадью  $S$ ;  $\beta$  — коэффициент поверхностной ионизации;  $e$  — заряд электрона. При температуре нити выше пороговой (для цезия на вольфраме  $T \geq 800$  К) коэффициент поверхностной ионизации близок к 1. Подставляя в (1) выражение из кинетической теории идеальных газов, связывающее поток атомов на поверхность с давлением  $P$  в объеме, получим

$$P = 1.8 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{mT}}{S} I, \quad (2)$$

где  $P$  — давление газа (Тор),  $m$  — масса атома (а. е.),  $T$  — температура газа (К),  $S$  — площадь поверхности ( $\text{см}^2$ ),  $I$  — ток (А).

Таким образом, измеряя ток поверхностной ионизации, можно определить упругость паров цезия в ЭОПе.

Применение полевой электронной микроскопии для изучения состава адсорбированного слоя и оценки давления остаточного газа основано на изменении работы выхода поверхности острия при адсорбции на ней различных веществ. Изменение работы выхода после адсорбции можно найти из графиков Фаулера—Нордгейма, снятых до и после адсорбции, или из приближенной формулы

$$\varphi = \varphi_0 (u/u_0)^{2/3}, \quad (3)$$

где  $\varphi_0$  — работа выхода исходной поверхности;  $u_0$ ,  $u$  — напряжения на острие до и после адсорбции, измеренные при одном и том же автоэмиссионном токе с острия.

Оценку давления химически активных газов производили по времени адсорбции газов на очищенное острие до образования монослойного покрытия по приближенной формуле [5]

$$P = 10^{-8}/t, \quad (4)$$

где  $P$  — давление газа (Тор),  $t$  — время образования монослойного покрытия (мин).

Состав остаточных газов в случае простых смесей можно определять по характерным изменениям автоэмиссионного изображения в процессе адсорбции и десорбции газов [8-8].

Измерения проводились в нескольких ЭОПах с многощелочным фотокатодом. В качестве датчика поверхностной ионизации использовалась манометрическая лампа ПМИ-2. Вольфрамовая нить лампы находилась под потенциалом 200 В. Коллектор соединялся с нулевым потенциалом через измеритель тока. На сетку лампы подавали минус 20 В для подавления вторичных электронов с коллектора. При первом включении нити (нагрев до  $T=1000$  К) ток поверхностной ионизации резко возрастал вследствие испарения пленки цезия с нити. Через некоторое время в объеме датчика устанавливалось равновесное давление. Во всех исследованных ЭОПах это давление было одинаковым и равнялось  $1 \cdot 10^{-10}$  Тор. Таким образом, упругость паров цезия в ЭОПах, измеренная датчиком поверхностной ионизации, не превышает  $1 \cdot 10^{-10}$  Тор.

Для метода полевой электронной микроскопии были изготовлены малогабаритные электронные проекторы с острием из вольфрама и с расстоянием от острия до экрана 3 см.

При адсорбции щелочных металлов на вольфраме работа выхода поверхности сильно понижается [9], а адсорбция химически активных остаточных газов приводит к незначительному увеличению работы выхода. Учитывая, что теплота адсорбции щелочных металлов меньше, чем у химически активных газов, можно предположить, что при нагреве острия первыми будут десорбироваться щелочные металлы.

Изменение работы выхода при нагреве острия во всех исследованных приборах имело аналогичный характер. Начальная работа выхода острия (до нагрева) составила 3.5—4.0 эВ. После десорбции щелочных металлов работа выхода возросла до 4.8—5.1 эВ. При дальнейшем нагреве острия, когда уже десорбировались остаточные газы, работа выхода уменьшалась до работы выхода чистого острия (4.44 эВ). Из сравнения полученных изменений работ выхода с известными концентрационными зависимостями работ выхода при адсорбции щелочных металлов на вольфраме [9] следует, что на поверхности острия наряду с адсорбированными газами имеется покрытие щелочных металлов, составляющее десятые доли от мономолекулярного слоя.

Измерение времени образования мономолекулярного слоя химически активных остаточных газов с момента полной очистки острия составило для разных ЭОПов от 10 ч до нескольких суток. Это соответствует остаточному давлению  $1 \cdot 10^{-10}$ — $1 \cdot 10^{-11}$  Тор. Этот же результат был получен в тех же приборах после хранения в течение года.

Анализ изменения автоэмиссионных изображений в процессе десорбции показал, что основными компонентами в составе химически активных остаточных газов являются водород и окись углерода.

Авторы выражают благодарность В. Н. Агееву и В. Н. Шреднику за полезные рекомендации и обсуждение результатов.

#### Литература

- [1] *Завойский Е. К., Бутслов М. М., Смолкин Г. Е.* ДАН СССР, 1959, т. 111, № 5, с. 996—999.
- [2] *Архипова Т. А., Белошеев В. К., Ерзунов А. И.* и др. ОМП, 1985, № 10, с. 20—23.
- [3] *Соммер А.* Фотоэмиссионные материалы. М.: Энергия, 1973, с. 78—90.
- [4] *Зандберг Э. Я., Ионоу Н. И.* Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969, с. 366.
- [5] *Roboz P.* Acta Physica Hung., 1962, v. 14, N 4, p. 319—330.
- [6] *Gomer R., Wortman R., Lundy R. J.* Chem. Phys., 1957, v. 26, N 5, p. 1147—1164.
- [7] *Ehrlich G., Hudda F. J.* Chem. Phys., 1961, v. 35, N 4, p. 1421—1439.
- [8] *Klein R. J.* Chem. Phys., 1959, v. 31, N 5, p. 1306—1313.
- [9] *Фоменко В. С.* Эмиссионные свойства материалов. Киев: Наукова думка, 1981, с. 263—279.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
12 февраля 1987 г.

## НЕСТАЦИОНАРНАЯ КОНВЕКТИВНАЯ ДИФFUЗИЯ В КАНАЛАХ С ДВИЖУЩИМИСЯ СТЕНКАМИ

Я. С. Уфлянд

В работе даны точные решения двух классов нестационарных задач конвективной диффузии для ламинарного установившегося течения вязкой несжимаемой жидкости, вызванного движением стенок канала.

Общность применяемого математического аппарата состоит в том, что в обоих случаях (плоском и цилиндрическом) решаются краевые задачи для уравнения Бесселя, отличные от классических в связи с комплексностью собственных значений и собственных функций.