

# К. Н. Каспаров ФОТОЭМИССИОННЫЙ Α И F); ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ Институт физики им. Б. И. Степанова

## К. Н. Каспаров

## ФОТОЭМИССИОННЫЙ А Н А Л И З ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ



Каспаров, К. Н. Фотоэмиссионный анализ оптического излучения. – Минск : Беларус. навука, 2011. – 171 с. – ISBN 978-985-08-1251-3.

Фотоэмиссионный анализ излучения основан на зависимости распределения фотоэлектронов внешнего фотоэффекта по энергиям от распределения фотонов в спектре излучения. Экспериментально решена обратная некорректно поставленная задача восстановления сплошных и линейчатых спектров чисто электронным способом без применения каких-либо оптических средств. Излучение объекта используется в телесном угле вплоть до  $2\pi$ , световые потоки  $10^{-8}$ – $10^{-10}$  Вт. Идентификация монохроматического излучения фото- и катодолюминесценции слоистых эпитаксиальных полупроводниковых структур позволила за счёт увеличения контраста в растровом электронном микроскопе обнаружить и определить состав слоев при уровне световых потоков ~  $10^{-10}$  Вт. Анализ теплового излучения позволяет измерять интегральную цветовую температуру объекта с временным разрешением  $10^{-6}$  с при методической погрешности измерений ~ 0,3 %. Рассмотрены требования, предъявляемые к датчику для выполнения фотоэмиссионного анализа излучения.

Табл. 12. Ил. 91. Библиогр.: 108 назв.

Рецензенты

член-корреспондент НАН Беларуси О. Г. Пенязьков кандидат физико-математических наук Г. Д. Ивлев

ISBN 978-985-08-1251-3

© Каспаров К. Н., 2011
© Оформление. РУП «Издательский дом «Беларуская навука», 2011

#### предисловие

Оптические спектральные приборы и техника спектральных измерений достигли в настоящее время высокой степени совершенства. Различные методики и типы приборов используются в каждом конкретном случае в зависимости от того, какой из основных параметров, характеризующих спектральный прибор: спектральное разрешение, фотометрическая точность или производительность (быстродействие), является главным в данном исследовании. Однако в некоторых случаях из-за свойств объекта или для достижения максимальных значений одного из параметров, характеризующих прибор, даже за счёт ухудшения других характеристик, может быть полезным использование неоптических методов анализа излучения. Например, из-за большого веса оптических приборов на первых ракетах и спутниках для измерения солнечной радиации были использованы термолюминесцирующие фосфоры. Запасённая в них при облучении энергия выделялась при нагревании как люминесценция в видимой области и служила мерой интенсивности ультрафиолетовой радиации [1].

В ультрафиолетовой области измерение относительных и абсолютных яркостей возможно на основании определения первых потенциалов ионизации газов и паров (Ar, Ne, Na и др.) в области энергии фотонов 10–12 эВ [2–5]. Этот неоптический метод основан на фотоионизации газа излучением в ионизационной камере. Такой датчик чувствителен только к излучению, способному вызвать фотоионизацию газа. Самая простая конструкция его содержит зонд, на который подаётся управляющий потенциал, и величина ионного тока является мерой мощности падающего монохроматического излучения. Относительные измерения яркости определяются по зависимости поглощения газа и квантового выхода фотоионизации от длины волны. Для абсолютных измерений необходимо знать абсолютные значения этих величин и давление в камере. Квантовый выход фотоионизации газа определяется как отношение сечения фотоионизации к общему сечению поглощения или как отношение общего числа фотонов, поглощённых за 1 с, к числу пар ионов, образовавшихся за это время. Определение первых и более высоких потенциалов ионизации атомов и молекул выполнено с большой точностью (0,03-0,01 эВ) с использованием в качестве анализаторов энергии электронов сферических и цилиндрических конденсаторов при облучении различных газов и паров вакуумным ультрафиолетом. Высокая точность определения потенциалов ионизации I при дискретном распределении фотоэлектронов ионизации даёт возможность использовать фотоионизацию для изготовления чувствительных стабильных детекторов вакуумного ультрафиолетового излучения. Измерение распределения энергии в спектре источника излучения сводится к установлению максимальной кинетической энергии E<sub>max</sub> электронов фотоионизации, величина которой связана с потенциалом ионизации соотношением

$$I = hv - E_{\max} \tag{1}$$

где hv – энергия фотона. Эффективность ионизации равна нулю, когда hv - I < 0. При hv = I происходит скачок и при hv > 0 ионизация остаётся постоянной. Таким образом, приёмником излучения является фотоэлектронный прибор с дискретным распределением фотоэлектронов по энергиям. Искомое распределение интенсивности в спектре источника получается после двойного дифференцирования вольтамперной характеристики, полученной в тормозящем поле сферического конденсатора или цилиндрического анализатора.

При использовании в качестве фотокатода твёрдого тела даже монохроматическое излучение даёт широкое распределение фотоэлектронов по энергиям. Управление этим потоком фотоэлектронов позволяет как бы изменить спектральную характеристику фотокатода. В тормозящем поле происходит сдвиг максимума спектральной характеристики фотокатода в коротковолновую область спектра, и фотокатод с управляемым электронным потоком подобен светофильтру с перестраиваемой спектральной характеристикой.

«Неоптический метод спектрофотометрии», основанный на законе Эйнштейна

$$\left(mv^2 / 2\right)_{\max} = hv - \varphi \tag{2}$$

ИЛИ

$$eU_{\max} = hc (\lambda_0 - \lambda) / (\lambda_0 \lambda),$$

где  $\varphi$  – работа выхода фотокатода, а  $\lambda_0$  – «красная граница» фотоэффекта, т. е. на зависимости максимальной энергии эмитированного с поверхности твёрдого тела в вакуум фотоэлектрона от энергии вызвавшего фотоэмиссию светового кванта,

также применялся при измерениях на первых космических аппаратах [6-10]. Этот (фотоэмиссионный) метод анализа оптических спектров предполагает исключение оптических диспергирующих элементов из схемы измерения и определение распределения энергии в спектре излучения путём анализа распределения по энергиям фотоэлектронов внешнего фотоэффекта в прикатодной области фотоэлектронного прибора, представляющего собой двух- или трёхэлектродный (с управляющей сеткой) вакуумный фотоэлемент (рис. 1). В этих исследованиях изменение распределения фотоэлектронов по энергиям осуществлялось в тормозящем поле, создаваемом напряжением U, подаваемым на управляющую сетку, расположенную



Рис. 1. Схема детектора, соединяющего в себе анализатор с задерживающим потенциалом на сетке и открытый фотоумножитель: *1* – катод; *2* – сетка, к которой приложен отрицательный потенциал; *3* – экран для защиты от ионов; *4* – экран электростатической защиты; *5* – излучение; *6* – фокусирующий электрод; *7* – первый динод; *8* – делитель напряжения [6–8] между фотокатодом и коллектором электронов в приборах открытого типа. Относительное распределение фотоэлектронов по энергиям получали путём дифференцирования вольтамперных характеристик (ВАХ) зависимостей анодного тока от задерживающей разности потенциалов для фотонов различных энергий. Качественное представление об источнике излучения получали путём анализа формы кривых распределения и определения разностных сигналов при известных «парциальных» ВАХ отдельных линий. При этом континуум длин волн должен быть известен (это были 3–4 линии вакуумного ультрафиолета: 1216, 744, 584, 256 нм).

Обзор методов и результатов измерений с использованием счётчиков и ионизационной камеры приведён в [10]. При всей ограниченности возможностей эти методы позволили измерить яркость солнечного излучения тогда, когда другие методы ещё не были разработаны или были недоступны.

Возможность использования твёрдотельных эмиттеров для фотоэмиссионных измерений видна из подобия распределения фотоэлектронов по энергиям при фотоионизации газов и при эмиссии электронов из серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода (рис. 2). Для исследования фотокатодов использовались различные конструкции сферических анализаторов. Зависимость ширины кривых энергетического распределения фотоэлектронов, максимального потенциала отсечки фототока, положения максимума, формы кривых вблизи максимального значения фототока, разрешающей способности от тормозящего потенциала, а также зависимость этих характеристик от конструктивных особенностей сферических анализаторов с тормозящим полем рассмотрены в [12–15].

Фотоэмиссионный метод спектральных измерений вследствие относительной простоты и компактности фотоэлектронного прибора даёт возможность сделать спектральные измерения автоматическими и удобными для телеметрических измерений. Его применение позволяет располагать объект вплотную к фотокатоду и использовать лучистый поток в телесном угле, практически равном  $2\pi$ . Большая светосила и малая инерционность измерений, которая достигается за счёт модуляции не светового, а электронного потока, могут быть использованы при изучении спектров сверхслабого свечения, в том числе быстропротекающих процессов.

Для реализации этого метода, прежде всего, необходим датчик-анализатор излучения, который соответствовал бы поставленной задаче. Он должен быть не только детектором излучения, но и анализатором фотоэлектронов по энергиям.

#### Глава 1

#### ДАТЧИК

#### 1.1. Обратный и неуправляемый фототоки

Для измерений в видимой области спектрального диапазона металлические фотокатоды непригодны вследствие их большой работы выхода. Использование приборов с полупроводниковыми фотокатодами налагает дополнительные требования к их конструкции и технологии изготовления.

Причиной одного из главных препятствий при реализации этого метода измерений является засветка коллектора электронов (анода) в фотоэлементе или управляющей сетки в конструкции типа фототриода. Всё увеличивающийся по мере увеличения тормозящего напряжения на коллекторе обратный ток с этих электродов на фотокатод вносит искажения в вольтамперные характеристики запирания фототока. Это впервые показано в классической работе по фотоэффекту с металлов П. И. Лукирского [16], выполненной с применением прибора типа сферический конденсатор (рис. 1.1). В этих измерениях вольтамперные характеристики запирания фототока, не искажённые обратным током, получались путём его вычитания из экспериментальных данных, т. е. прибавления его абсолютных значений, полученных в предварительных измерениях. Однако это можно делать при облучении фотокатода одной известной длиной волны. При выполнении же большого числа измерений в автоматическом режиме это сделать невозможно, так как обратные токи зависят от спектра излучения и имеют свои спектральные границы и максимумы.

ВАХ, подобные приведённым на рис. 1.1, получаются при освещении рассеянным белым светом полупрозрачного сурьмяно-цезиевого фотокатода в фотоэлементе, с коллектором



Рис. 1.1. Экспериментальная вольтамперная характеристика, полученная со свинцового катода, расположенного в центре сферы (1), и обратный ток на катод при диффузном освещении наружной сферы (2) [16]

электронов, сделанным в виде полого цилиндра, диаметр которого больше отверстия в его основании [17]. Токи усиливаются усилителем 3 и измеряются амперметром 6, а напряжение между катодом и коллектором регулируется резистором 4 и измеряется вольтметром 5 (рис. 1.2, a). Участок AB характеристики соответствует отрицательному напряжению на коллекторе, когда ток с коллектора

электронов на катод превышает ток эмиссии катода. Эти токи равны при напряжении -0,29 В. В точке *A*, соответствующей разности потенциалов между электродами равной нулю, ток обусловлен электронами начальных энергий (рис. 1.2,  $\delta$ ).

Влияние обратного тока на ход спектральных характеристик такого фотоэлемента, полученных в тормозящем поле при постоянном отрицательном напряжении на коллекторе –0,345 В в условиях освещения фотокатода рассеянным светом и параллельным пучком света, который проходил через отверстие в коллекторе, не засвечивая его, видно на рис. 1.3. При засветке коллектора длина волны, при которой ток через фотоэлемент прекращается, на ~45 нм меньше, чем при отсутствии засветки коллектора. Следовательно, изменяется и напряжение отсечки фототока на вольтамперной характеристике, снятой в тормозящем поле, которое является одним из признаков принадлежности вольтамперной характеристики данной длине волны.

В фотоэлектронных умножителях источниками неуправляемого тока являются металлизированные и покрытые распыляемыми металлами, формирующими фотокатод, стенки стеклянного баллона, управляющий электрод (сетка, модулятор) и первый динод. Электроны с этих поверхностей попадают на фотокатод и в динодную систему. Так как фотокатод и металлические по-



Рис. 1.2. Схема измерений (a) при засветке коллектора электронов (I) и при освещении катода параллельным пучком света без засветки коллектора (2),
3 – усилитель, 4 – резистор, 5 – вольтметр, 6 – амперметр и вольтамперная характеристика фотоэлемента с полупрозрачным фотокатодом (б)

верхности первого динода и модулятора имеют различные спектральные характеристики, то обратный ток на фотокатод и ток первого динода изменяют спектральную характеристику фотоэлектронного прибора. Этот ток понижает эффективность управ-



Рис. 1.3. Спектральные характеристики фотоэлемента при различных условиях освещения: *1* – рассеянный свет; *2* – коллимированный пучок света не засвечивает коллектор электронов

ления анодным током, не позволяя его полностью запереть напряжением управляющего электрода. При наличии в катодной камере ФЭУ дополнительных управляющих электродов можно, подавая на эти электроды различные комбинации управляющих напряжений, уменьшить паразитный ток на четыре порядка и длительность управляющих импульсов со 100 до 20 нс [18]. Для управления световыми импульсами субнаносекундной длительности был разработан ФЭУ SKP-1 с двумя управляющими сетками [19; 20]. Наличие двух сеток делает его более пригодным для фотоэмиссионных измерений по сравнению с управлением фотоэлектронами одним запирающим электродом (рис. 1.4).

Спектральные отклики сурьмяно-цезиевого фотокатода, динодной системы и фотоумножителя приведены на рис. 1.5 [21]. Они получены на экспериментальном приборе, изготовленном на базе промышленного ФЭУ, но за его входным окном и параллельно ему располагалась стеклянная шайба в металлической обойме, присоединенная внутри прибора гибкой молибденовой лентой к катодному вводу. После выполнения обычной технологической обработки прибора эта стеклянная шайба представляла собой сурьмяно-цезиевый фотокатод, который небольшим наклоном ФЭУ мог быть откинут в горизонтальное положение



Рис. 1.4. Схема катодной камеры ФЭУ SKP-1

либо возвращен в первоначальное вертикальное положение. При откинутом фотокатоде весь световой поток попадает через входное окно баллона на первый динод, не ослабляясь полупрозрачным фотокатодом и не изменяя своего спектрального состава.

При определении спектральной характеристики фотокатода (кривая 1) коллектором фотоэлектронов служил модулятор. Кривая 2 – спектральная характеристика фотоумножителя при освещённом фотокатоде. Кривая 3 получена при откинутом фотокатоде, так что весь световой поток, минуя фотокатод, попадал на первый динод,

на первый дляся, не засвечивая модулятор. Кривые 2, 3 получены при разности потенциалов между фотокатодом и анодом 1700 В. Для кривой 3 за единицу взят максимальный ток фотоумножителя. Наличие коротковолнового максимума (580 нм) на кривой 3 в области, совпадающей с областью чувствительности фотокатода, пока-



Рис. 1.5. Спектральная чувствительность фотокатода (1), фотоумножителя (2), динодной системы (3)

зывает, что первый динод представляет собой малочувствительный сурьмяно-цезиевый фотокатод на металлической подложке с максимумом, несколько смещённым в длинноволновую область по отношению к максимуму чувствительности фотокатода. Фоточувствительный слой образуется в процессе формирования фотокатода за счёт попадания паров сурьмы на первый динод и последующей обработки в атмосфере цезия. Длинноволновый максимум обусловлен избыточным цезием, плёнка которого имеется на всех внутренних деталях ФЭУ. Спектральный максимум ФЭУ смещён в сторону длинных волн относительно максимума фотокатода за счёт смещения в том же направлении спектрального максимума первого динода, так как анодный ток ФЭУ является суммой тока фотокатода, умноженного динодной системой, и фототока самой умножительной системы.

Для устранения влияния засветки могут быть приняты как конструктивные меры, исключающие засветку умножительной системы, так и технологические – создание ФЭУ с динодной системой, нечувствительной к излучению в области спектральной чувствительности фотокатода.

# 1.2. Электронно-оптические системы для энергетического анализа фотоэлектронов

Конструктивное решение этой задачи привело к созданию экспериментального ФЭУ, во входной камере которого осуществляется поворот электронного потока таким образом, что в плоскости запирающего электрода, повернутой относительно плоскости фотокатода на угол 90°, скорости электронов равны начальным скоростям (рис. 1.6, см. вклейку) [22]. Анализ электронов по энергиям осуществляется в тормозящем поле, создаваемом запирающим электродом, установленным перед первым динодом. Такая конструкция исключает засветку электродов входной камеры и первого динода, что позволяет запирать анодный ток ФЭУ до уровня его темнового тока.

Картина поля, в котором осуществляется такой поворот электронного потока (рис. 1.7), была получена моделированием [23].

## оглавление

Предисловие	3
Глава І. Датчик	9
1.1. Обратный и неуправляемый фототоки	9
1.2. Электронно-оптические системы для энергетического анализа	
фотоэлектронов	14
1.3. Ограничение на применение метода	34
Глава 2. Спектральные измерения	38
2.1. Фотоэмиссионное восстановление спектра излучения по спек-	
тру фотоэлектронов	38
2.2. Идентификация монохроматического излучения	56
Глава 3. Измерение температуры	74
3.1. Основные положения	74
3.2. Измерение температуры при нормировании редуцированных	
световых потоков	83
3.2.1. Определение методической погрешности	83
3.2.2. Факторы, определяющие точность измерения	85
3.2.3. Экспериментальное определение эффективной длины вол-	00
ны и проверка основных положении метода	00 01
3.2.5. Измерение температуры при селарации электронов по энер-	94
гиям в поле электростатической пинзы	04
3.2.6. Эффективная длина волны при сепарации электронов по	01
энергиям в тормозящем поле и в поле электростатической линзы 1	12
3.2.7. Градуировка прибора и алгоритм определения температуры 1	20
3.3. Измерение температуры по отношению редуцированных све-	
товых потоков (фототоков) 1	22
3.3.1. Градуировка прибора 1	24
3.3.2. Корректировка временной нестабильности градуировки 1	26
3.3.3. Эффективная длина волны и методическая погрешность 1	29
3.4. Измерение температуры различных объектов 1	41
3.4.1. Погрешности измерений 1	57
Заключение 1	60
Литература 1	62

Научное издание

Каспаров Константин Николаевич

#### ФОТОЭМИССИОННЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Редактор *Т. П. Петрович* Художественный редактор *Т. Д. Царева* Технический редактор *М. В. Савицкая* Компьютерная верстка *Л. И. Кудерко* 

Подписано в печать 20.01.2011. Формат 60×84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага офсетная. Печать цифровая. Усл. печ. л. 10,0+0,35 вкл. Уч.-изд. л. 8,2. Тираж 120. Заказ 7.

Издатель и полиграфическое исполнение: Республиканское унитарное предприятие «Издательский дом «Беларуская навука». ЛИ № 02330/0494405 от 27.03.2009. Ул. Ф. Скорины, 40, 220141, г. Минск.