СТОЯЧИЕ СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ; ПОВТОРЕНИЕ ОПЫТА ВИНЕРА НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ *

Ф. Айвс и Т. Фрай

В 1890 г. Винер ** произвел свой опыт, получивший в оптике широкую известнос ь. Помещая фотографический слой под малым углом к металлическому зеркалу и осв щая его, он нашел в проявленном слое следы пучностей и узлов стоячих световых волн. Позже подобный же эксперимент был произведен Друде и Нернстом, которые обнаружили стоячие волны с помощью тонкого флюоресцирующего слоя. В обоих опытах наблюденный эффект был связан с электрическим вектором.

Исследования, произведенные нами за последнее время, и ставившие целью выяснение влияния чисто оптических факторов на фотоэлектрический эффект в тонких пленках щелочных металлов, привели нас к выводу, что фотоэлектрическое испускание таких пленок непосредственно связано с количеством энергии, поглощенным пленкой. Соответственно этой точке зрения, уже получившей достаточное обоснование [1], эффекты, наблюдающиеся в поляризованном свете, являются естественным следствием того вытекающего из детального анализа оптических данных факта, что поглощенное тонким слоем количество энергии весьма сильно отличается от того, которое поглотилось бы в том случае, если бы существенную роль играло объемное поглощение освещаемого металла, как это предполагалось прежде. Поглощение пленки мы можем вычислить по оптическим постоянным пленки и того металла, на котором она расположена. Способ вычисления равносилен определению интерференционной картины над поверхностью чистого металла и следующему за этим „погружению" пленки щелочного металла внутрь интерференционной картины. Рассматриваемая с этой точки зрения тонкая пленка щелочного металла играет здесь роль пробной поверхности в опытах Винера и Друде и Нернста, с тем, однако, отличием, что она не образует угла с отражающей поверхностью, как в тех случаях, а находится с нею в контакте. Предлагаемое исследование, предпринятое нами в целях дальнейшего экспериментального подтверждения нашей теории фотоэлектрического действия, заключалось в том, что светочувствительная пленка приподнималась на различную высоту над поверхностью отражающего свет металла; при этом мы пытались установить, сказываются ли на фотоэлектрической эмиссии те большие изменения в плотности энергии, которые были найдены вычислением. Поставленный таким образом эксперимент является по существу видоизменением опыта Винера и оправдывает выбранный нами заголовок статьи.

Идею эксперимента поясняет рис. 1. В нижней части рисунка изображен металл, служащий подложкой, например кусок платины. На нем в левой его части нанесен тонкий слой щелочного металла, который на основании различных соображений следует считать состоящим из одного или двух атомных слоев. Слева представлена зависимость плотности энергии, отложенной в некоторых произвольных единицах, от расстояния до поверхности для случаев, когда электрические векторы лучей, падающих под углом в 60°, направлены соответственно параллельно (случай ||) и пер-

---

* F. Ives a. Fry, Journ. Opt. Soc-America, 23, 74, 1933, пер. *С. В. Чердынцева.*

** См. Wood, Optics, 2-е изд., стр. 175, где дается подробное описание как упомянутых в тексте, так и других опытов со стоячими волнами.

пендикулярно (случай ⊥) плоскости падения. Следует ожидать, что внутри слоя щелочного металла интенсивность в случае (||) будет гораздо больше, чем в случае (⊥), так как эксперимент показывает, что фототок в первом случае бывает гораздо сильнее. Кроме того, следует ожидать, что на различных расстояниях от поверхности отношения значений интенсивностей, относящихся к случаям (||) и (⊥), будут в широких пределах отличаться друг от друга.

В правой части рис. 1 пленка щелочного металла приподнята над поверхностью платины. Очевидно, что в представленном здесь положении эта пленка будет последовательно пересекать узлы и пучности стоячих световых волн, и мы должны будем ожидать, что изменения фототока будут соответствовать изменениям интенсивностей в той интерференционной картине, которая изображена слева. Так, например, на высоте, отмеченной нижней прерывистой прямой, токи в случаях (||) и (⊥) будут одинаковыми, в то время как на высоте, соответствующей верхней прерывистой прямой, ⊥-ток будет гораздо сильнее ||-тока, что противоречит обычно наблюдаемому явлению.

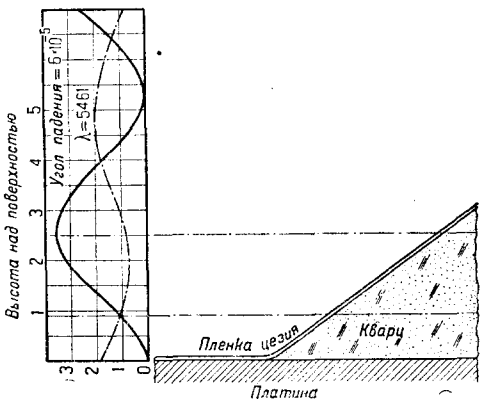

Рис. 1. Схематич. воспроизведение опыта.

Практически невозможно приподнять пленку щелочного металла, оставив ее взвешенной в воздухе; поэтому необходимо подвести под нее какую-то опору. Мы использовали в качестве такой опоры кварцевый клин, полученный испарением или сублимацией с вольфрамовой нити, покрытой кварцем. Подбирая надлежащим образом расстояние и положение нити относительно платиновой пластинки, можно получить клинообразный слой кварца, толщина которого будет тем меньше, чем больше расстояние от данной точки слоя до нити. На этот клинообразный слой и наносится затем пленка щелочного металла, которая достаточно однородна в отношении своей толщины, поскольку речь идет о качественном исследовании.

Внося отражающий слой кварца, мы тем самым изменяем до некоторой степени и распределение энергии, но это изменение может быть учтено вычислением и тем самым влияние его на результаты опытов может быть исключено. Экспериментальная часть работы заключается в основном в изготовлении кварцевого клина в эвакуированной трубке и в введении в нее малого количества щелочного металла, например цезия, который подвергается испарению до тех пор, пока на клине не образуется фотоэлектрически чувствительная проводящая пленка. Далее исследуется фотоэлектрическое испускание различных участков пленки, соответствующих различным толщинам клина, при различных углах падения, состояниях поляризации и длинах волн света. Для сравнения были произведены вычисления плотностей электрической энергии в различных точках идеального клина по оптическим постоянным использованных веществ. Совпадение экспериментальных данных с данными вычислений должно служить критерием применимости делаемых нами допущений о роли оптических факторов в фотоэлектрическом эффекте в тонких пленках.

Экспериментальная установка

Схема фотоэлемента, использованного в нашей работе, воспроизведена на рис. 2. Кварцевый клин на платине (W), приготовленный описанным

выше образом, укреплен на скользящей подставке, связанной с железною частью *I* и с помощью внешнего магнита может передвигаться вдоль трубки для равномерного покрытия слоем цезия, а также для удобного расположения ее внутри коллектора. Трубка имеет форму цилиндра и монтируется так, чтобы ее можно было передвигать параллельно ее горизонтальной оси и вращать таким образом, чтобы свет мог падать на пластинку под любым желаемым углом. Вращающий винт снабжен лимбом для отсчета углов. Цезий вводится дестилляцией в боковую трубку *B*, откуда небольшое количество его может быть перегнано в главную трубку, чтобы служить запасом для самопроизвольного испарения при комнатной температуре, которого оказывается достаточным для образования светочувствительной пленки. Одна из наибольших экспериментальных трудностей в этих опытах заключается в том, что цезий диффундирует по всей трубке, осаждаясь на всех стенках, в связи с чем возникает ток утечки. Для уменьшения последнего до минимума трубка была сделана очень длинной, а анод был помещен в стеклянную оболочку, которая была закрыта с того конца, откуда подведен провод. Кроме того, цезий вводился в весьма малом количестве и эксперименты производились с пленками цезия, не достигшими

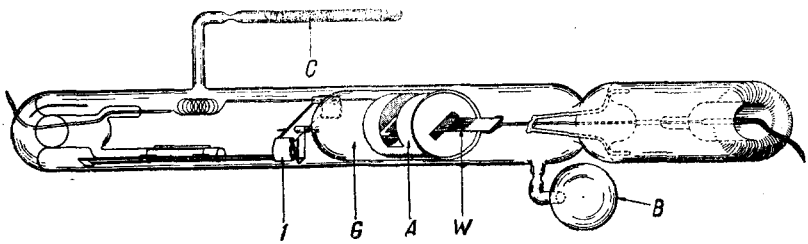

Рис. 2. Схема фотоэлемента.

полного развития; тем не менее, чувствительность пленки оказывалась достаточной для точных измерений.

Следует еще вкратце описать внешний вид и свойства кварцевого клина, осажденного на платине. В отраженном свете в клине виден ряд слабо окрашенных интерференционных полос, примерно на расстоянии 4—5 *мм* друг от друга. После того как клин долгое время находился в соприкосновении с парами щелочного металла, полосы приобретали интенсивную окраску, вследствие вторичного отражения света от слоя цезия в сторону платиновой поверхности. В конце концов клин становится почти черным, в особенности в более толстых своих частях. Возможно, что часть поглощаемого света следует отнести за счет небольшой зернистости (frilling) 4 кварцевого слоя и несомненно, что эта шероховатость деполяризует свет, искажая, таким образом, результаты измерений фотоэлектрического эффекта под действием света, поляризованного в заданной плоскости. В настоящей работе все измерения были выполнены с цезиевыми пленками, толщина которых была настолько мала, что можно было пренебречь их влиянием на распределение интенсивностей в интерференционной картине. При больших толщинах пленки это влияние должно быть учтено при вычислениях, что влечет за собой нежелательные усложнения.

Источником света служила лампа накаливания с вольфрамовой нитью, снабженная кварцевым окошком. Свет проходил кварцевый монохроматор и поляризовался с помощью кварцевой призмы двойного изображения Рошона. Сзади нее на пути двойного луча помещалась призма переменного угла, составленная из двух клиньев плавленого кварца; ее вращением осуществлялся переход от одной плоскости поляризации света к любой другой. Световое пятно на фотоэлементе имело около 1 *мм* в диаметре, причем оптическая часть установки иллюстрировалась таким образом, чтобы

пятно не перемещалось заметным образом при вращении плоскости поляризации. Фототок измерялся электрометром Комптона с утечкой большого сопротивления по методу постоянного отклонения.

Вычисление интенсивностей в пленке щелочного металла

Метод вычисления, которым мы пользовались, в основном вполне аналогичен методу опубликованному в одной из прежних наших работ[5]. Там было показано, что напряжение электрического поля внутри тонкой * пленки, полученной осаждением на массивной подложке, может быть без труда определено с помощью некоторых предварительных вычислений, имеющих дело с отражением от чистой поверхности. Весь вычислительный процесс может быть разбит на следующие этапы:

a) Вначале мы игнорируем наличие пленки и определяем фазу и амплитуду напряжения электрического поля в отраженном луче вблизи отражающей (чистой) поверхности.

b) Найденное этим путем напряжение электрического поля складывается векториально с напряжением электрического поля в падающем луче; таким образом определяется результирующее напряжение E, которое мы имели бы в случае отсутствия пленки.

c) Затем мы учитываем наличие пленки, для чего нормальная составляющая E_z уменьшается на некоторый численный множитель $\frac{g}{g_1}$, зависящий от оптических постоянных пленки. Этот множитель заменяет в случае волн тот множитель, на который приходится умножать градиент потенциала при переходе через поверхность, разделяющую две среды с различными диэлектрическими постоянными **.

Таким путем мы находим нормальную составляющую напряжения электрического поля E_1 внутри пленки и тангенциальная составляющая E_1 остается равной тангенциальной составляющей E.

В другой нашей статье *** было показано, что поглощение A_L тонкой пленки (lamellar absorbing power) оказывается пропорциональным $(E_1)^2$ или, согласно тому, что было сказано выше, $(E_x)^2 + \left|E_y\right|^2 + \left|\frac{g}{g_1}\right|^2 \left|E_z\right|^2$. Мы можем, поэтому, определить количество энергии, поглощенное пленкой, непосредственно по $\left|E_x\right|^2$, $\left|E_y\right|^2$, $\left|E_z\right|^2$ и множителю $\left|\frac{g}{g_1}\right|^2$.

Наша теперешняя задача отличается от разобранной нами единственно лишь тем, что в интересующем нас случае подложка уже не является однородной; она состоит теперь из массивной платины, покрытой слоем кварца. Но поскольку это различие ни чего не изменяет в вышеприведенных рассуждениях, мы можем вычислять коэфициент поглощения по той же формуле, что и раньше, понимая теперь под E_x, E_y и E_z составляющие напряжения электрического поля непосредственно над сложной поверхно-

---

* Предел толщины пленки, для которых рассматриваемая приближенная теория допустима, указывается в сноске 4 на стр. 322 цитированной статьи.

** В случае, если пленка имеет магнитную проницаемость, равную 1, и соприкасается с воздухом или вакуумом, отношение $\frac{g}{g_1}$ становится равным просто $\frac{1}{(N+iK_0)^2}$, где N и K_0 суть оптические постоянные пленки.

*** См. сноску 4, стр. 324. Для поглощения в тонких пленках Фрай вводит новый термин lamellar absorbing power, в отличие от bulk absorbing power (поглощение массивного вещества). Этот термин может быть применен не только к свободной пленке или к пленке, расположенной на поверхности другого вещества (цезий-серебро), но также и к поверхностному слою самого массивного металла. Так, например, автором вычислено lamellar adsorbing power для случая „серебро на серебре", причем оказалось, что ход этих кривых поглощения резко отличается от хода кривых поглощения для массивного серебра, известных по оптическим данным (см. рис. 23 в статье Савостьяновой „Селективный фотоэффект"). *Прим. перев.*

стью кварц-платина. Если же мы будем считать, что толщина кварцевого клина не изменяется на участке, занятом световым пятном (но изменяется при перемещении светового пятна вдоль клина), то амплитуда и фаза отраженного луча, а, следовательно, и E могут быть легко определены по результатам другой нашей статьи[6].

Таким образом мы имеем в своем распоряжении все необходимые данные для выполнения вычислительной части нашей работы. Тем не менее, представление результатов в графической форме было бы практически довольно сложным, если бы наша задача не облегчалась тем обстоятельством, что толщина кварца t и длина световой волны входят в формулу для отражения только лишь в виде отношения $\frac{t}{\lambda}$, которое мы можем поэтому ввести в качестве единственной переменной. Кривые, представленные на рис. 3, воспроизводят результаты вычислений для различных углов падения. По абсциссам всюду отложено $\frac{t}{\lambda}$.

Для объяснения ординат этих кривых нам нужно будет вернуться назад и восстановить ход наших рассуждений.

Мы указывали, что коэфициент поглощения нашей пленки пропорционален $\left|E_x\right|^2+\left|E_y\right|^2+\left|\frac{g}{g_1}\right|\left|E_z\right|^2$, но мы еще ничего не говорили о коэфициенте пропорциональности. Пользуясь точной формулой (89) в статье „Plane Waves ot Light III", мы находим, что этот коэфициент содержит множителем выражение $\frac{1}{\lambda\cos I}$, а также другие множители, не зави-

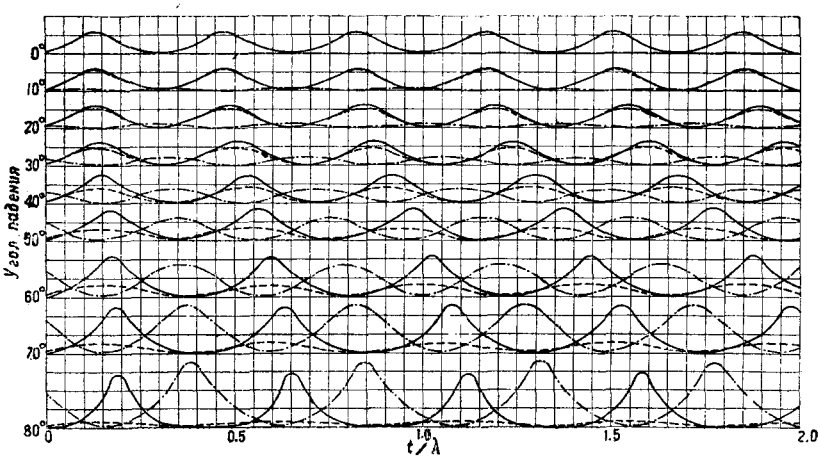

Рис. 3. Вычисленная плотность энергии на поверхности кварцевого клина нанесенного на платину, как функция отношения толщины к длине волны.

сящие от λ, t и I и потому не представляющие для нас интереса. Обозначая их вместе буквой B, мы получаем:

$$\lambda A_L = B\left(\left|E_x\right|^2+\left|E_y\right|^2+\left|\frac{g}{g_1}\right|^2\left|E_z\right|^2\right)\sec I.$$

Теперь мы можем объяснить смысл ординат наших кривых: по ординатам отложены величины $\left|E_x\right|^2\sec I$, $\left|E_y\right|^2\sec I$ и $\left|E_z\right|^2\sec I$, входящие в выражение для λA_L.

Пользоваться нашими графиками очень просто. Если поляризация света такова, что электрический вектор перпендикулярен плоскости падения, то E_x и E_z равны нулю и коэфициент поглощения пленки определяется непосредственно с точностью до постоянного множителя делением ординаты y-кривой на длину волны λ. Если же электрический вектор *параллелен плоскости падения, то ординату z-кривой следует умножить* на „множитель неоднородности" $\left|\frac{g}{g_1}\right|^2$ и сложить с ординатой x-кривой. Разделив результат на λ, мы получим (с точностью до того же самого постоянного множителя B) коэфициент поглощения для этой плоскости падения.

Для некоторой заданной длины волны и некоторого заданного угла падения изменение коэфициента поглощения при движении светового пятна вдоль клина может быть определено по изменению ординаты кривой, соответствующей данному углу падения, при движении вдоль оси абсцисс. При этом нет даже необходимости производить деление на λ, так как для данной кривой λ постоянно и может быть включено в множитель B.

Аналогично в случае, если положение светового пятна на клине фиксировано и изменяется угол падения, то для определения изменения коэфициента поглощения следует собрать точки различных кривых, лежащих на одной вертикальной прямой, пересекающей все семейство кривых. Делитель λ опять можно считать включенным в численный множитель B.

Если же нас интересует изменение коэфициента поглощения с длиной волны, а все прочие величины остаются постоянными, то мы должны выбрать кривую, соответствующую заданному углу падения, и считать, что по оси абсцисс отложены длины волн в масштабе обратных величин. В этом случае делитель λ имеет существенное значение.

Образцы кривых, полученных этими способами, будут приведены ниже при сравнении результатов экспериментов с результатами вычислений.

Обращаясь еще раз к кривым на рис. 3, отметим, что мы поступали, строго говоря, не совсем правильно, пользуясь только одной парой значений оптических постоянных платины ($N = 1{,}866$, $K_0 = 2{,}726$) и одним значением ($N = 1{,}4602$) показателя преломления кварца. Заметных ошибок от этого в данном случае произойти не может, ввиду того, что указанные величины остаются практически постоянными в пределах всего видимого спектра. Однако точная теория должна учитывать изменение оптических постоянных с длиной волны.

Результаты экспериментов

Опыты, результаты которых будут здесь изложены, производились с двумя трубками различного устройства. Первой из них, вследствие некоторых конструктивных несовершенств, можно было пользоваться лишь при больших углах падения света на пластинку; с этой трубкой были произведены измерения при угле падения, равном 60°; исследовалось изменение фототока с продвижением вдоль клина и с изменением длины волны при фиксированном угле падения. Вторая трубка, свободная от этого недостатка, была использована для исследования зависимости фототока от угла падения света. Непосредственной связи между обеими сериями измерений, относящимися соответственно к обеим трубкам, ожидать, конечно, нельзя, но это и не играет почти никакой роли, поскольку любую интересующую нас зависимость можно проследить в пределах одной из двух серий измерений.

Рассмотрим сперва изменение фототока с толщиной клина. Измерения дают кривые типа представленного на рис. 4 где по осям абсцисс отложено отсчитанное в миллиметрах расстояние от светового пятна на клине до нуля клина (последний точно определен быть не может). Вдобавок, способ приготовления клина не позволяет утверждать, что он имеет в

поперечном сечении треугольную форму. Поэтому абсциссы следует рассматривать как произвольные точки отсчета, поставленные в порядке возрастания толщины клина. Исследуя кривые на рис. 4, мы убеждаемся, что выводы теории в основном подтверждаются опытом. На

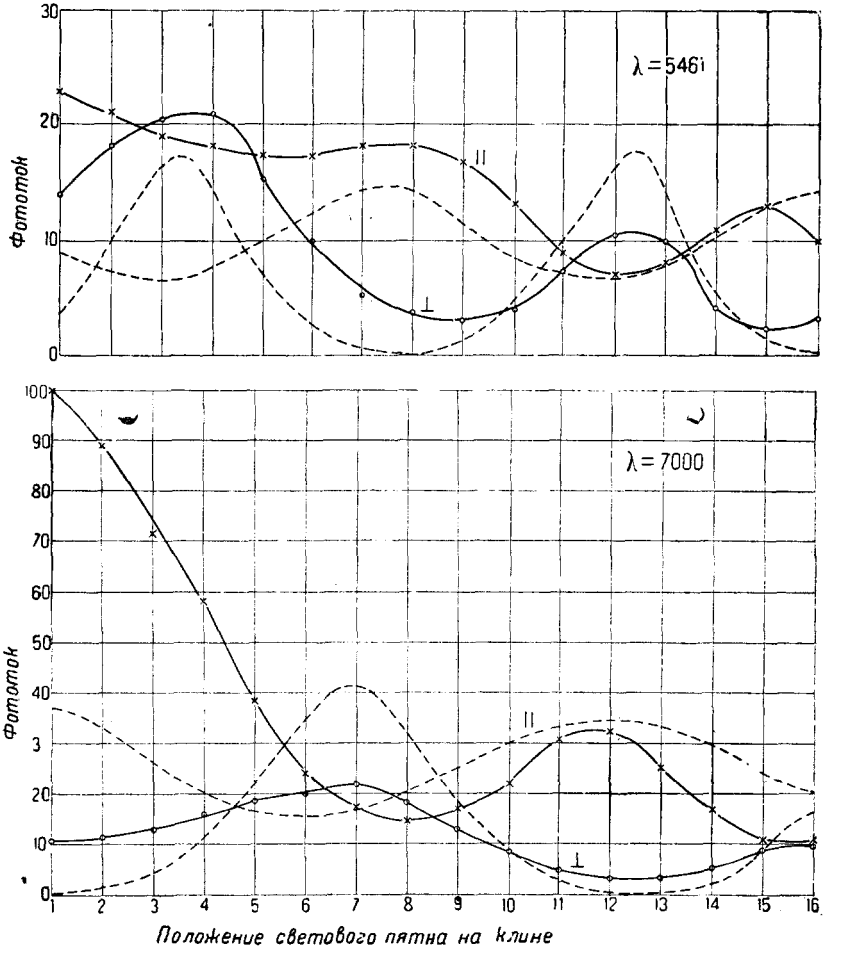

Рис. 4. Вычисленные и наблюденные значения фототоков при продвижении вдоль клина; угол падения = 60°.

кривой фотоэлектрического испускания мы видим последовательные максимумы и минимумы. Кривые, соответствующие двум различным плоскостям поляризации падающего света, периодически пересекают друг друга. При этом можно с достаточной степенью точности определить интервал толщин клина, покрытый этими измерениями. Например, было найдено, что точки *1* и *12* при длине волны $\lambda = 5461$ A° и угле падения 60° соответствуют значениям $\frac{t}{\lambda} = 0{,}51$ и $\frac{t}{\lambda} = 1{,}22$, как это видно из проведенных на верхнем чертеже рис. 3 прерывистых кривых, вычисленных в

предположении, что $\left|\frac{g}{g_1}\right|^2 = 1$. Для длины волны 7000 A° на границах интервала мы имеем, в силу обратной пропорциональности длине волны, $\frac{t}{\lambda} = 0{,}4$ и $\frac{t}{\lambda} = 0{,}95$. По этим данным построены прерывистые кривые на нижнем чертеже, причем максимумы и минимумы смещаются в точности наперед ожидаемым образом.

Следует отметить, что по ряду причин мы вправе ожидать только качественного совпадения теории с опытом, а также совпадения в положениях максимумов. Действительно, во-первых, размеры светового пятна не могут считаться малыми по сравнению с шириной интерференционных полос, наблюдающихся в клине. Во-вторых, кварцевый клин несомненно рассеивает значительную долю света, в связи с чем изменяется его пропускательная способность и поверхность перестает быть зеркально отражающей, как этого требует теория. Это обстоятельство вызывает, между прочим, уменьшение фототока с увеличением толщины клина. На то, что верхняя поверхность клина, по всей вероятности, не является плоскостью, мы уже указывали. Эти в большей или меньшей степени неизбежные отступления от идеальных условий сказываются в том, что максимумы и минимумы становятся менее резко выраженными и положение их несколько перемещается. Принимая во внимание эти ограничения, следует признать совпадение теории и эксперимента весьма удовлетворительным.

Обратимся теперь к кривым распределения фотоэлектрического испускания по спектру для различных положений светового пятна на клине. На рис. 5 в левом верхнем углу дана зависимость фототока от длины волны для чистой платины; эта кривая была снята с участка катода, загороженного от нити, служившей для возгонки кварца. Испускание возрастает с уменьшением длины волны, причем оно оказывается несколько больше в случае, когда электрический вектор падающего света поляризован в плоскости падения, что характерно для очень тонких пленок цезия на платине. В изученном интервале длин волн нет ни максимумов, ни минимумов. Прочие кривые на рис. 5 (кроме правой нижней) изображают наблюденное спектральное распределение фототоков соответственно для точек *4*, 7, *10*, и *13* на клине. Эти кривые сильно отличаются по форме и от предыдущей кривой, и друг от друга. Они показывают не только резко выраженные максимумы и минимумы испускания в пределах видимого спектра, но и периодическое чередование в силе фототока для двух плоскостей поляризации. Наблюдаемые максимумы похожи на те, которые получаются при сенсибилизации поверхности тихим разрядом или другими известными способами.

Наши кривые *3* позволяют произвести сравнение полученных экспериментальных результатов с теоретическими выводами Для полного сравнения было бы необходимо знать собственную (intrinsic) фотоэлектрическую эмиссию слоев щелочного металла, как функцию длины волны, и множитель при E_z, учитывающий влияние оптических констант пленки. Но сколько-нибудь определенных данных для этих величин мы в настоящее время для цезия еще не имеем. Множитель при E_z несомненно зависит от структуры пленки, и мы не можем быть даже уверены в том, что он остается один и тот же в случае образования пленки на чистой платине и на кварцевой подложке. В силу этой неполноты наших знаний нам приходилось поступать упрощенным путем: мы умножали экспериментальную кривую испускания для цезия на чистой платине (левая верхняя часть рис. 5) на отношение испусканий, взятое из кривых *3*, проделывая это для различных значений $\frac{t}{\lambda}$, причем масштаб для ||- и ⊥-кривых был выбран произвольным образом. Иллюстрацией получаемых при этом результатов может служить правый нижний чертеж на рис. 5, где представлены кривые для случая $\frac{t}{\lambda} = 0{,}5$. Они обнаруживают чрезвы-

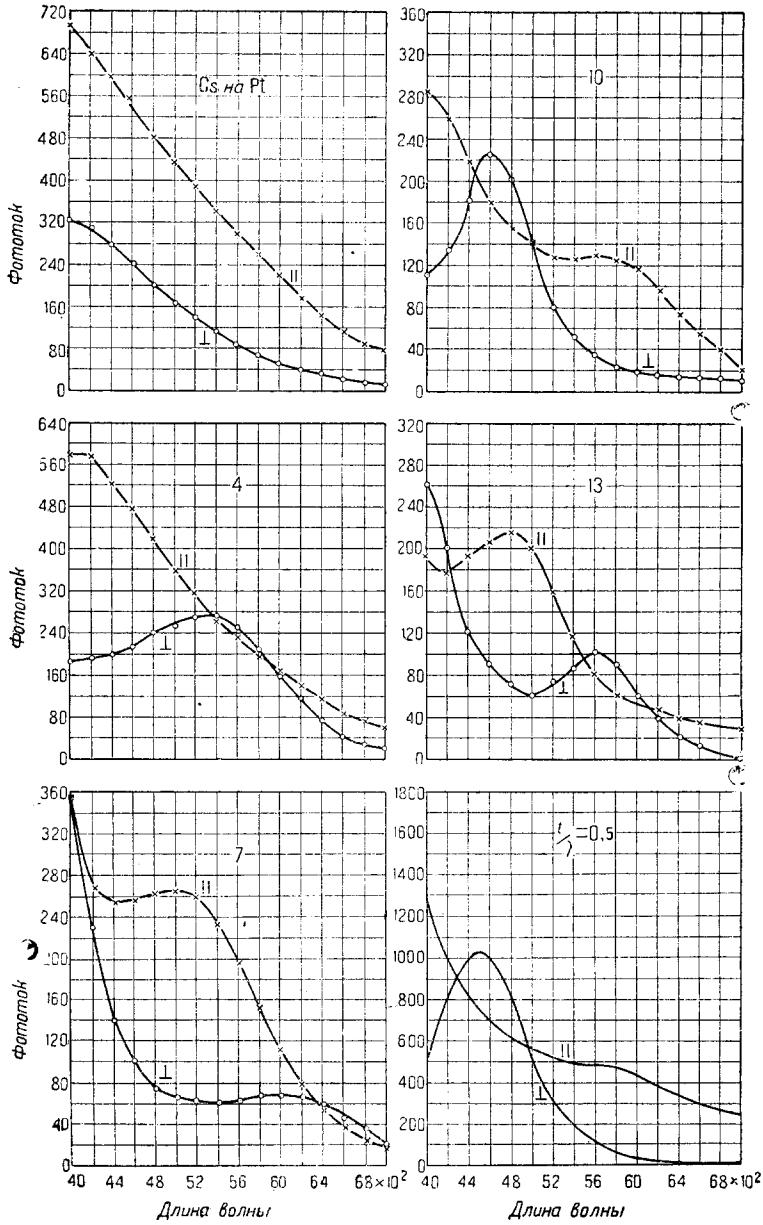

Рис. 5. Кривые спектрального распределения фототоков для различных положений светового пятна на клине.

чайно близкое сходство с экспериментальными кривыми, снятыми при положении 10 клина (правый верхний чертеж на рис. 5) *. Таким образом мы видим, что в наиболее существенных чертах результаты экспериментов находятся в удовлетворительном согласии с теорией.

Нам остается еще рассмотреть зависимость фотоэлектрического испускания от угла падения света. Типичная кривая этой зависимости для тонкого слоя щелочного металла на платине изображена на верхнем левом чертеже рис. 6. Испускание, вызванное поляризованным светом, электрический вектор которого лежит в плоскости падения, имеет резкий максимум примерно при 80° и быстро падает при дальнейшем увеличении угла, образуясь в нуль при 90°, в то время как для света, поляризованного в перпендикулярной плоскости, мы наблюдаем монотонное убывание фототока от 0° до 90°. На последующих чертежах рис. 6 представлено семейство кривых зависимости фототоков от углов для ряда положений светового пятна на клине во второй трубке. Мы видим, что полученные кривые имеют самую разнообразную форму **.

Взаимное расположение кривых для двух плоскостей поляризации все время меняется, и вместо одного максимума, соответствующего чистой платине, появляется целый ряд максимумов. Как и в предыдущем случае, мы можем с помощью кривых 3 построить кривые зависимости от углов, которые в основном подтверждают результаты экспериментов. Примеры таких кривых даны на рис. 7. В целях упрощения эти кривые вычислены в том предположении, что $\left|\frac{g}{g_1}\right|^2 = 1$. Форма их в основном соответствует форме экспериментальных кривых на рис. 6. По причине уже упоминавшейся шероховатости поверхности кварца наблюденные фототоки при малых углах падения оказываются слишком большими, но в общем совпадение вполне удовлетворительно. Это сравнение показывает, между прочим, что кварцевый клин во второй трубке имел значительную толщину на всем промежутке, доступном для измерений, так как кривых, соответствующих значениям $\frac{t}{\lambda} < 0{,}4$, снять не удалось. Мы получили их, тем не менее, из другого опыта, о чем нами будет сообщено в другой раз.

Выводы

Результаты изложенной работы с оптической точки зрения дают дальнейшее и более детальное подтверждение тому объяснению опытов Винера, которое дает классическая волновая теория света. Пользуясь в качестве пробной поверхности фотоэлектрической поверхностью, можно произвести количественные измерения, в то время как фотографический слой и флюоресцирующий экран позволяли лишь чисто качественные наблюдения. Правда, описанные здесь измерения в некоторых отношениях довольно грубы, но можно надеяться повысить их точность, увеличив размеры прибора и разработав методику изготовления достаточно длинных и прозрачных клиньев; если, вдобавок, удастся точно определить собственную фотоэлектрическую эмиссию щелочного металла и его оптические константы, то можно будет предпринять вполне точную количественную экспериментальную проверку теоретических расчетов. В настоящее время можно уже не сомневаться, что исследуемое явление полностью укладывается в рамки классической волновой теории света, и эту точку зрения должно иметь в виду, ставя дальнейшие эксперименты.

---

* При изменении толщины клина форма вычисленной кривой сохраняет тот же характер; таким образом согласие с экспериментом продолжает оставаться и при больших значениях $\frac{t}{\lambda}$; при этом определение толщины производится по кривым на рис. 4.

** Наблюденное в ряде случаев (*2*, *4*) несовпадение обеих кривых при 0° можно объяснить небольшим смещением светового пятна на клине при переходе от одного состояния поляризации света к другому, если принять еще во внимание возможные неоднородности в структуре клина.

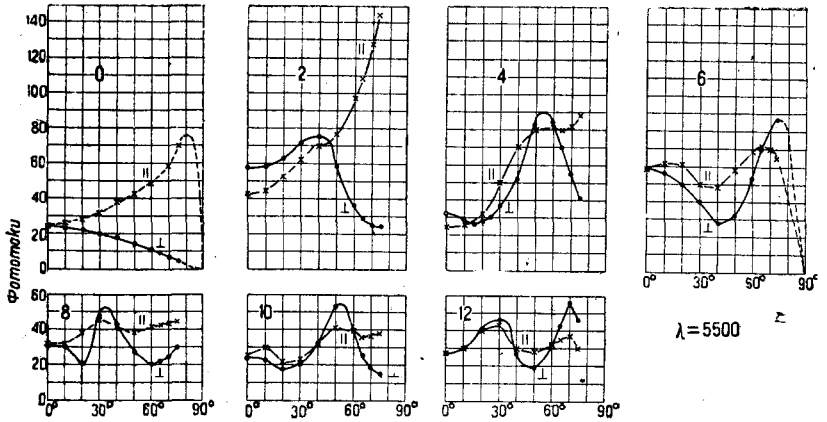

Рис. 6. Зависимость фототоков от углов падения при различных положениях светового пятна на клине.

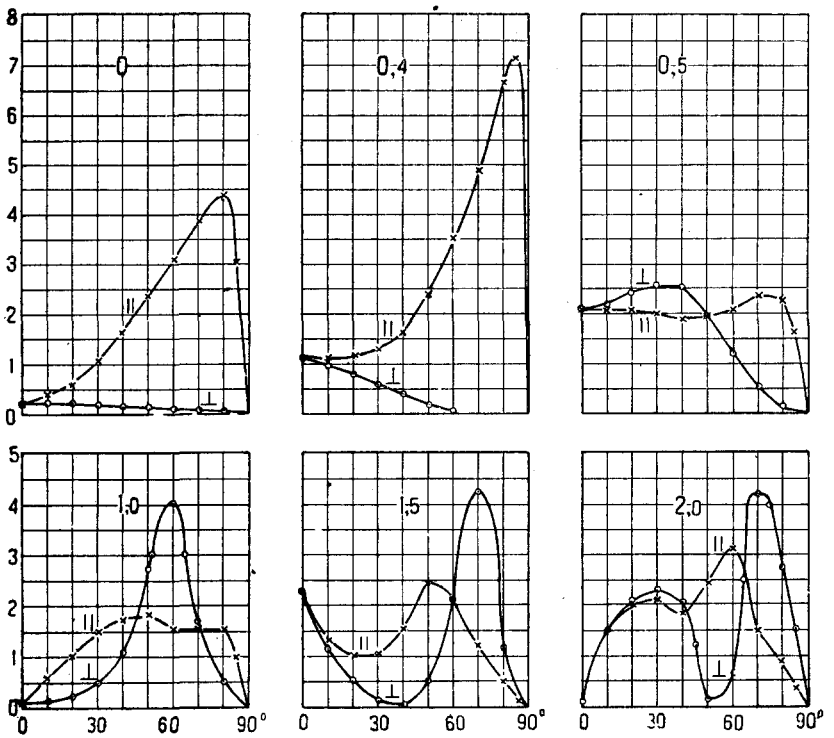

Рис. 7. Кривые зависимости от углов для разных значений $\frac{t}{\lambda}$.

С точки зрения теории фотоэлектрического эффекта, которая нас в первую очередь и интересовала, результаты наших опытов дают добавочное подтверждение нашему объяснению фотоэлектрической эмиссии в тонких слоях щелочного металла. Они позволяют определить зависимость между фототоком и плотностью электрической энергии в случае, когда светочувствительный слой приподнят на некоторую высоту над основным металлом; исследование этой зависимости мы и ставили основной целью работы. При этом попутно, в согласии с предсказаниями теории, были наблюдены те довольно необыкновенные фотоэлектрические явления, описанию которых посвящена эта статья.

Сделанные нами эксперименты имеют непосредственное отношение к вопросу о спектральных максимумах и минимумах испускания в фотоэлементах с сенсибилизированными поверхностями щелочного металла. Сходство максимумов испускания, наблюденных здесь при подъеме слоя над металлической базой, с максимумами, обнаруживающимися в поверхностях, подверженных действию тихого разряда в атмосфере водорода или подобных процессов, настолько бросается в глаза, что внушает мысль о несостоятельности представления, связывающего эти максимумы с различными атомными и кристаллическими свойствами и волновомеханическими явлениями, поскольку еще не произведено точного учета чисто оптических факторов*. В пользу возможности другого объяснения укажем на высокочувствительный фотоэлемент, в котором катод, содержащий цезий, образуется на оксидированной серебряной пластине. Недавно в нашей лаборатории удалось сделать фотоэлемент такого типа с подложкой из зеркального полированного серебра. Катоды этих фотоэлементов обладают интерференционной окраской, которая указывает, что окись серебра играет роль кварцевого подслоя в нашей работе. Спектральные максимумы и минимумы этих фотоэлементов без всякого сомнения зависят от разобранных выше оптических факторов. Для дальнейшего углубления в данный вопрос нам еще недостает знания собственной испускательной способности фотоэлектрического слоя.

Основное содержание этой статьи может до некоторой степени рассматриваться, как предварительный материал для дальнейших исследований цезиево-серебряно-оксидных фотоэлементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ives, The vectorial Photoelectric Effect in Thin Film of Alkali Metals, Phys. Rev., **38**, 1209, 1931.

2. Ives and Briggs, The Photoelectric Effect from Thin Films. of Alkali Metal on Silver., Phys. Rev., **38**, 1477, 1931.

3. Ives and Briggs, The Depth of Origin of Photoelectrons, Phys. Rev., **40**, 802, 1932.

4. См. Wood, Optics, 3-е изд, стр. 173.

5. Fry, Plane Wawes of Light III, Absorption by Metals, J. O. S. A. **22**, 307—332, 1932.

6. Fry, Plane Wawes of Light II, Reflection and Refraction, J. O. S. A., 16, 1-25, 1928, см. в частности § 17.

* Интересный опыт Зурмана (Phys. Zs. 32, 216, 1931), в котором обработка поверхности парами нафталина и парафина влияла на селективный фотоэффект калиевой поверхности, получает скорее оптическое объяснение, чем химическое, которое предлагает Зурман.