

О ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ.

П. И. Лукирский, Ленинград.

При падении лучистой энергии (оптические лучи, рентгеновы лучи и γ -лучи радиоактивных тел) на какое-либо тело наблюдается ряд явлений. Если мы возьмем пучок рентгеновых лучей, то при прохождении его через тело будет в общем случае происходить следующее:

1. Часть падающих на тело квантов $h\nu_0$ при взаимодействии с каким-либо атомным электроном будет выбрасывать этот электрон за пределы атома. При этом вся энергия кванта $h\nu_0$ будет целиком затрачена на работу удаления P электрона из пределов атома и на сообщение ему соответствующей кинетической энергии (фотоэлектрический эффект).

2. Берген Дэвисом недавно наблюдено в области рентгеновых лучей явление, аналогичное явлению Рамана. При освещении графита $K\alpha$ -линией молибдена Берген Дэвис¹ показал, что энергия падающего кванта, затрачиваясь целиком, может идти на работу удаления электрона из атома, причем, однако, избыток энергии не сообщается электрону в виде кинетической энергии, как это было в случае фотоэффекта, а излучается в виде нового кванта с частотой, определяемой из очевидного равенства

$$h\nu' = h\nu_0 - P.$$

В обоих указанных случаях энергия падающего кванта тратится целиком. В результате обоих этих явлений внутри

¹ B. Davis, Phys. Rev., Sept. 19 .

атома остается свободная электронная орбита. При ее заполнении каким-либо электроном будут излучаться частоты, характерные для данного тела (явление флюоресценции в рентгеновых лучах).

3. При действии кванта на какой-либо слабо связанный электрон (P мало по сравнению с $h\nu_0$) часть энергии кванта сообщается электрону в виде кинетической энергии, другая же часть излучается в виде кванта $h\nu'$. Как энергия нового кванта, так и энергия E_p электрона определяются законом сохранения энергии и законом сохранения количества движения. При этом явлении, известном под именем эффекта Комптона, частота нового рассеянного кванта зависит от угла его рассеяния. Соответственным образом изменяется и энергия электрона отдачи.

4. Помимо лучей флюоресценции и лучей, рассеянных при эффекте Комптона, наблюдается и так называемое „классическое рассеяние“ лучей атомами тела. При классическом рассеянии рассеянные лучи имеют ту же частоту, что и падающие лучи. В случае флюоресценции мы получаем лучи, характерные для атомов освещаемого тела, при эффекте же Комптона — лучи меньшей частоты и притом различной при разных углах. Другим наиболее существенным отличием классического рассеяния является то, что фазы лучей, рассеянных разными атомами, связаны друг с другом. Это свойство проявляется, например, в явлении дифракции рентгеновых лучей. Связь между фазами в случае двух других излучений тела отсутствует. При падении на тело γ -лучей наблюдаются те же явления. При падении же оптических длин волн помимо удаления электрона за пределы атома энергия квантов может целиком тратиться на возбуждение атома или молекулы за счет перевода электрона на более высокий энергетический уровень или за счет изменения в молекуле ее колебательной энергии. В последнем случае иногда затрачивается на этот процесс только часть энергии кванта, остальная же часть излучается в виде нового кванта (эффект Рамана).

Возбужденный оптически атом при возвращении в прежнее состояние либо испустит характерный для данной ча-

стицы свет (флюоресценция), либо при столкновении с соседними частицами превратит потенциальную энергию возбуждения в тепловую энергию тела (удары второго рода).

Таковы в самых общих чертах основные процессы, наблюдающиеся в теле при действии квантов лучистой энергии.

Прежде чем перейти к подробному рассмотрению одного из этих процессов, выясним, при каких условиях наблюдаются те или иные явления и как изменяется их вероятность с частотой падающего кванта.

Явление классического рассеяния наблюдается, повидимому, при всех длинах волн, так как явление диффракции от кристаллической решетки наблюдается не только для жестких рентгеновых лучей, но и для γ -лучей радиоактивных тел; однако можно думать, что по мере увеличения частоты γ падающих лучей вероятность этого явления, вообще говоря, убывает.

Явление Комптона наблюдается при больших частотах на слабо связанных электронах, и его вероятность растет по мере увеличения отношения $\frac{h\nu_0}{P}$.

Для эффекта Рамана эту зависимость трудно установить, пока даже качественно, так как имеется очень небольшое число данных. В случае фотоэлектрического эффекта эта зависимость, наоборот, выяснена очень подробно. Когда энергия падающего кванта равна или немного больше работы P против сил связи электрона, то вероятность эффекта наибольшая. По мере уменьшения длины волны кванта вероятность убывает, примерно пропорционально кубу длины волны. Эти данные мы имеем из изучения кривых „истинного“ поглощения для рентгеновых лучей. Рассматривая в дальнейшем различные случаи фотоэффекта, мы попутно выясним все основные характерные особенности этого явления.

ФОТОЭФФЕКТ В РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧАХ И γ -ЛУЧАХ.

При освещении вещества рентгеновыми лучами и γ -лучами радиоактивных тел наблюдается явление фотоэффекта,

причем скорости фотоэлектронов определяются соотношением Эйнштейна

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - P_1 - P_2, \quad (1)$$

где $\frac{1}{2}mv^2$ — кинетическая энергия вырванного из тела электрона, P_1 — работа удаления электрона из атома, а P_2 — работа прохождения электроном поверхностного слоя тела. Последняя величина в случае рентгеновых лучей и γ -лучей не играет существенной роли, так как она мала (порядка нескольких эквивалентных вольт) по сравнению с энергией кванта (от 10^4 до 10^6 вольт). Наоборот при фотоэффекте от видимого света, как мы увидим ниже, она играет существенную роль.

Однако нужно указать, что только в случае фотоэффекта в газах (например при наблюдениях камерой Вильсона) скорости всех фотоэлектронов удовлетворяют равенству (1); в тех же случаях, когда мы наблюдаем фотоэффект твердых или жидких тел, только максимальная скорость наблюдаемых электронов равна указанной величине, так как, двигаясь изнутри тела наружу, электроны различно растрачивают свою энергию и выходят со всевозможными скоростями — от максимальной до нулевой.

Справедливость указанного соотношения для рентгеновых лучей подтверждена работами Де Бройля, Уиддингтона (Whiddington) и Робинсона (Robinson), которые исследовали скорости фотоэлектронов по их отклонению в магнитном поле. Если осветить какое-либо тело монохроматическими рентгеновыми лучами частоты ν , то максимальные скорости фотоэлектронов будут равны

$$h\nu - P_0$$

где P_0 — энергия удаления электрона с K , L_1 , L_2 , L_3 и т. д. уровней атомов, входящих в состав нашего тела, т. е. величина так называемого спектрального термина K_0 , L_0 , M_0 и т. д.

Кроме таких скоростей указанные авторы нашли скорости электронов, соответствующие собственным частотам

тела; так при освещении тела частотой ν оно само испускает линии флюоресценции, которые, падая на атомы, могут точно так же вырывать электроны.

Аналогичные исследования для γ -лучей были произведены Эллисом (Ellis), Мейтнер (Meitner) и позднее Тибо (Tibaux), причем γ -лучами освещались различные тела как радиоактивные, так и не радиоактивные. Эти работы показали, что так называемые линейчатые β -спектры, которые обычно наблюдаются в β -излучении радиоактивных тел, — вторичного происхождения. Они являются электронами, сорванными с K , L , M и т. п. уровней радиоактивных тел γ -лучами, идущими из атомных ядер. Помимо этих γ -лучей, обладающих вполне определенными скоростями, имеет место сплошной непрерывный β -спектр. Как показали работы Герней (Gurney), этот сплошной спектр вызван первичными β -лучами, вылетающими самопроизвольно из ядер радиоактивных тел и обуславливающими таким образом явление изотопии.

Помимо метода магнитного отклонения фотоэффект в рентгеновых и γ -лучах может быть исследован при помощи камеры Вильсона. В этом случае можно наблюдать отдельные фотоэлектроны, благодаря капелькам тумана, оседающим на тех ионах, которые создают эти фотоэлектроны на своем пути в газе. По общей длине пути фотоэлектрона можно судить об его энергии, так как длина пути пропорциональна при данном давлении газа квадрату энергии электрона (закон Уиддингтона). Таким образом изучался фотоэффект и эффект Комптона в целом ряде случаев.

Остановимся несколько подробнее на работах Ожэ (Auger). Последний для исследования фотоэффекта в камере Вильсона наполнял ее водородом, к которому было примешано малое количество какого-либо благородного газа (аргон, ксенон и т. д.). В этом случае фотоэффект главным образом будет происходить на атомах аргона, так как энергия падающих рентгеновых лучей гораздо ближе по своей величине к энергии электронных уровней в аргоне, нежели в водороде (см. выше — вероятность фотоэффекта). Но вырванные из аргона электроны будут двигаться в камере,

наполненной почти чистым водородом, следовательно они будут при данной скорости проходить пути значительно более длинные, нежели в случае воздуха (пробег электронов меняется обратно пропорционально атомному номеру газа). Это увеличивает точность измерения длины пути электронов, по которой, как указано выше, можно найти их энергию. Работы Ожэ показали, что очень часто можно наблюдать ряд электронных путей из одного атома аргона; иногда — два; иногда — четыре, из которых два самых коротких имеют одинаковую длину. Для объяснения этого Ожэ предложил следующую схему. Квант рентгеновых лучей, поглощаясь, вырывает электрон с K -уровня аргона. Энергия этого электрона будет $E_1 = h\nu - K_p$, где K_p — работа удаления с уровня, иначе говоря, величина K -терма. На оставшееся место в K -оболочке переходит один из L -электронов, при этом атом испускает линию $K\alpha$ с частотой ν_α , определяемой из равенства $h\nu_\alpha = K_p - L_p$. Этот квант, поглощаясь в том же атоме, срывает электрон с L группы. Энергия E_2 этого электрона будет, очевидно, равна

$$E_2 = h\nu_\alpha - L_p = K_p - 2L_p.$$

После этого в нашем атоме остаются два незаполненных места в L -оболочке. На их место перейдут два электрона из M -оболочки, при этом будут испущены два кванта частоты ν_2 (L_α линия спектра), которая, очевидно, определится равенством $h\nu_2 = L_p - M_p$. Эти два кванта, поглощаясь опять-таки в том же атоме, сорвут два электрона с M -оболочки атома. Оба они будут обладать одинаковыми энергиями E_3 , равными

$$E_3 = h\nu_2 - M_p.$$

Измерения над длиною получающихся путей подтвердили эту картину.

Эта работа дает нам наглядную картину энергетических уровней в атоме и подтверждает схему Бора, по которой испускание спектральной линии мы представляем себе как результат перехода атома из одного энергетического состояния в другое. Вместе с тем любопытно отметить, на основании работы Ожэ, что вероятность поглощения испускае-

мого атомом кванта в том же самом атоме очень велика; она, примерно, равна $\frac{1}{5}$. Конечно, этот факт никак не может быть связан с представлением о сферической волне, распространяющейся во все стороны. Аналогичное явление наблюдалось Эллисом и при поглощении γ -лучей. Помимо указанных методов для исследования фотоэффекта в области мягких рентгеновых лучей автором был применен метод задерживающего электрического поля в сферическом конденсаторе (описание метода см. ниже). Определяя энергии фотоэлектронов, вырываемых из цинка, автор по их энергии нашел (см. уравн. 1) ряд длин волн рентгеновых лучей, лежащих в тогда (1924 г.) не исследованной области, в том числе и длину волны $K\alpha$ углерода. В настоящее время эта область исследована кристаллами с большими постоянными (органическими эфирными кислотами) Тибо (1927 г.) и дифракционной решеткой Довийе (Dauvillier, 1927) и Тибо (1927—1928 гг.). Указанные авторы нашли для $K\alpha$ углерода совпадающее значение.

Таким образом в указанной работе автора явление фотоэлектрического эффекта в случае мягких рентгеновых лучей было применено в целях спектроскопии. Все эти работы показывают, что начальная энергия электрона, вырываемого при фотоэффекте, в рассматриваемом случае определяется равенством (1) и зависит, следовательно, только от частоты падающего света.

Число же электронов, вырываемых из атома тела при фотоэффекте, прямо пропорционально интенсивности падающего света. Представляется интересным коснуться еще одной особенности, наблюдаемой при явлении фотоэффекта. Если освещать газ в камере Вильсона рентгеновыми лучами, то можно показать, что фотоэлектроны вылетают преимущественно в направлениях, перпендикулярных к направлению пучка рентгеновых лучей. Если же газ осветить линейно поляризованными рентгеновыми лучами (их нетрудно получить, взяв лучи, рассеянные каким-либо телом в направлении перпендикулярном к направлению первоначального пучка), то в этом случае начальные скорости фотоэлектронов будут лежать в одной плоскости, оставаясь в то же

время перпендикулярными к пучку. Эта преимущественная плоскость содержит электрический вектор волны. Таким образом эти результаты приводят к выводу, что фотоэлектроны вылетают в направлении электрического вектора падающих лучей. При этом в случае жестких рентгеновых лучей это направление несколько смещается по направлению пучка, составляя с ним угол, немного меньший, нежели 90° .

ФОТОЭФФЕКТ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ГАЗОВ ОПТИЧЕСКИМИ ЧАСТОТАМИ.

Переходя к случаю оптических длин волн, мы прежде всего рассмотрим фотоэффект в газах.

Вопрос о существовании фотоэффекта в газах долгое время оставался спорным, так как часть света, рассеянная стенками прибора, всегда могла попасть на металлические электроды. Металл же испускает значительно больше электронов, чем газ, поэтому эффект с газа всегда мог маскироваться, и никогда не было уверенности в его существовании.

Чтобы избежать этого, Молер (F. Mohler, 1926) поступил следующим образом. Он наполнил парами цезия прибор с двумя электродами, из которых один был раскаленной нитью торированного вольфрама. Без освещения, между этими электродами при малой приложенной разности потенциалов (около $0,5-1$ V) шел чистый электронный ток очень небольшой силы, так как поле было искажено объемным отрицательным зарядом и имело вблизи нити обратное направление. Если осветить газ и вызвать в нем фотоэффект, то электроны, сорванные с электродов, мало изменят ток. Но при фотоэффекте с газа будут образовываться, в результате срывания электронов, положительные ионы. Ничтожного количества этих положительных ионов будет достаточно, чтобы коренным образом изменить распределение потенциала, вызванного объемными зарядами, и усилить, таким образом, основной электронный ток. Усиление этого тока служит мерою числа положительных ионов, а следовательно и мерою фотоэффекта. Эти опыты Молера несомненно устанавливают наличие фотоэффекта в газах.

В случае срывания электронов с внутренних (рентгеновых) уровней атома мы всегда должны удалять их из пределов атома, так как все внутренние оболочки заполнены электронами. При срывании же валентного (оптического) электрона мы можем его не только удалить из пределов атома (сплошное поглощение за границей серии), но и перевести на одну из возможных оптических орбит. При этом мы будем иметь резонансное поглощение, не связанное с фотоэффектом. В то время как в предыдущих случаях поглощение всегда сопровождалось фотоэффектом, Молер, изменяя длину волны света, освещающего цезий, заметил, что по мере ее убывания фотоэффект изменяется следующим образом. Когда энергия падающего света равна разности уровней ($1s - 2p$), соответствующей первой линии главной серии цезия, то начинается фотоэффект, затем он становится равным нулю; потом, когда $h\nu$ равно ($1s - 3p$), он снова появляется, затем опять исчезает и т. д. Когда же, наконец, величина кванта становится больше границы главной серии цезия, фотоэффект всегда происходит, хотя его интенсивность постепенно и убывает по мере увеличения падающего кванта.

Такой ход явления обусловлен тем, что при энергии кванта, равной ($1s - 2p$), происходит резонансное поглощение света и электрон цезия из нормального состояния $1s$ переводится на уровень $2p$. Такой возбужденный атом цезия, сталкиваясь с другими атомами, может ударами второго рода (за счет кинетической энергии теплового движения атомов) выбросить свой электрон с орбиты $2p$ — это и дает нам наблюдаемый фотоэффект. Когда $h\nu > (1s - 2p)$, то поглощения не происходит и фотоэффекта быть не может, так как электроны остаются на своих нормальных орбитах, с которых выбросить тепловым ударом их трудно, так как для этого нужна значительная порция энергии. При $h\nu = 1s - 3p$ опять имеем поглощение, переход на орбиту $3p$ и фотоэффект ударом второго рода. Когда же $h\nu \geq 1s$, то электрон выбрасывается за пределы атома сразу, так как $h\nu$ больше работы ионизации атома; при этом мы имеем одновременно сплошное поглощение и фотоэффект.

Постепенное уменьшение фотоэффекта и сплошного поглощения при дальнейшем увеличении энергии кванта, так же, как и в случае рентгеновых лучей, является основным законом вероятности действия кванта на электроны при фотоэффекте.

ФОТОЭФФЕКТ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ МЕТАЛЛА ОПТИЧЕСКИМИ ЧАСТОТАМИ.

Как в случае рентгеновых лучей, так и в опытах Мелера явление фотоэффекта наблюдалось на атомных электронах. При освещении же оптическими частотами металлов вылетающие электроны не являются, повидимому, обычными атомными электронами. Поэтому и общий характер указанного явления несколько иной.

При освещении металлов видимым или ультрафиолетовым светом происходит вырывание электронов. Это явление начинается с определенной длины волны, характерной для данного образчика металла и называемой границей возбуждения фотоэффекта. При дальнейшем уменьшении длины волны падающего света фотоэффект становится все более и более интенсивным. Однако для того чтобы охарактеризовать возрастание фотоэффекта с уменьшением длины волны, нужно рассмотреть влияние поляризации падающего света. При нормальном к поверхности металла падении света электрический вектор световой волны лежит всегда в плоскости металла. В этом случае число фотоэлектронов, начиная с границы возбуждения, плавно возрастает по мере уменьшения длины волны света (нормальный фотоэффект). Когда же на металл свет падает так, что электрический вектор волны перпендикулярен к поверхности металла, то происходит так называемый селективный фотоэффект. Селективный фотоэффект начинается с той же длины волны, затем возрастает при уменьшении длины волны, достигает максимума, падает и затем медленно, плавно возрастает. Возможно, что такой ход явления связан с тем, что направление электрического вектора так или иначе определяет направление начальной скорости фотоэлектро-

нов внутри металла, что мы имеем и в случае рентгеновых лучей.

Число же фотоэлектронов, которым удастся вылететь из металла наружу (это число мы и наблюдаем на опыте), конечно, будет определяться тем, как направлены их начальные скорости по отношению к поверхности металла.

В дальнейшем мы будем говорить только о нормальном фотоэлектрическом эффекте.

Изучению фотоэлектрического эффекта металлов посвящен ряд работ. Сюда относятся работы Милликэна ¹, Рамзауэра ², Бэкера ³, Ричардсона и Комптона ⁴ и многие другие.

Милликэн освещал натрий и литий монохроматическими спектральными линиями и определял максимальные скорости вылетающих электронов методом задерживающего электрического поля. Ему удалось показать справедливость соотношения (1) Эйнштейна и с большой точностью найти численное значение постоянной Планка $h = 6,57 \cdot 10^{-27}$ эрг. сек. Измеряя отдельными опытами ту контактную разность потенциалов, которая существует между натрием или литием, с одной стороны, и вспомогательным электродом — с другой, он нашел, что для натрия и лития контактная разность потенциалов равна разности границ возбуждения фотоэффекта. Отсюда он пришел к убеждению, что при фотоэлектрическом эффекте происходит вырывание свободных электронов металла. Однако анализ этого вопроса покажет нам, что такое заключение может оказаться ошибочным. В своем методе Милликэн не имел возможности исследовать распределение скоростей фотоэлектронов, так как против поверхности металла он помещал фарадеев цилиндр и между ними создавал задерживающее электрическое поле. В этом случае поле настолько сложно, что судить по кривой спада тока при разных задерживающих

¹ Millikan, Phys. Rev. VII, 355 (1916).

² Ramsauer, Ann. d. Phys. 45, 1120 (1914).

³ Becker, Ann. d. Phys. 78, 83 (1925).

⁴ Richardson and Compton, Phil. Mag. 24, 575 (1912).

потенциалах о распределении скоростей весьма затруднительно.

Метод задерживающего поля в плоском конденсаторе также не дает ответа на вопрос, так как в этом случае можно найти, как легко видеть, только распределение нормальных составляющих скоростей, фотоэлектроны же, как известно, вылетают по всевозможным направлениям.

Для изучения скоростей фотоэлектронов Ричардсон и Комптон применили несколько отличный метод, использованный впоследствии Бэкером для изучения фотоэлектрического эффекта под влиянием излучения черного тела. Внутренний освещаемый электрод был сделан в виде небольшой пластинки, а внешний — в виде сферы. В таком случае поле будет примерно радиальным, — особенно если брать пластинку очень малых размеров. Поэтому кривая „сила тока — задерживающее поле“ даст примерное распределение скоростей фотоэлектронов. Но в этом случае трудно сказать, насколько будут влиять на результат те искажения поля, которые будут иметь место вблизи пластинки. Эти искажения в центре сферы, где существует наибольший градиент поля, могут очень сильно исказить траектории движения электронов. Помимо этого в указанной выше работе Ричардсона и Комптона измерение скоростей производилось неточно, что видно хотя бы из того, что для постоянной Планка ими получены численные значения от $3,5$ до $5,8 \cdot 10^{-27}$ эрг. сек.

В работе, произведенной автором совместно с С. Прилежаевым, был применен метод сферического конденсатора. В дальнейшем я остановлюсь подробнее на этой работе.

Метод шарового конденсатора.

Пусть внутренняя сфера шарового конденсатора подвергается освещению монохроматическим излучением частоты ν , под влиянием которого она испускает электроны по всевозможным направлениям. В радиальном поле конденсатора электроны будут двигаться по кривым второго порядка. Рассмотрим те из них, которые покидают поверхность вну-

тренией сферы, обладая начальной энергией $\frac{1}{2} mv^2$. Меняя задерживающее поле eV , мы будем наблюдать, что при всех значениях

$$eV \leq \frac{1}{2} mv^2$$

электроны будут возвращаться на внутреннюю сферу. В этом случае траектории их движения будут эллипсами, афелии которых будут лежать ближе, чем внешняя сфера. При значениях задерживающего поля

$$eV < \frac{1}{2} mv^2$$

их траектории будут гиперболами, или параболами, или эллипсами с расстояниями до афелия большими, нежели расстояние до наружной сферы. Электроны, движущиеся по гиперболам и параболам, всегда достигнут внешней сферы, точно так же, как и те электроны, эллиптические пути которых имеют расстояние до афелия большее, чем радиус внешней сферы. Остальные электроны вернутся назад.

Можно показать¹, что при отношении радиусов сфер $\frac{b}{a} = 7,5$ (а этот случай имел место в нашей установке) при задерживающем поле

$$eV = 0,98 \cdot \frac{1}{2} mv^2$$

все электроны будут достигать внешней сферы; при поле же

$$eV = \frac{1}{2} mv^2$$

они все возвратятся, как мы видели, назад. Таким образом кривая сила тока — задерживающее поле — будет давать нам с указанной точностью истинное распределение скоростей фотоэлектронов. Однако, как легко видеть, для определения границы максимальных скоростей метод будет абсолютно точен.

¹ Подробное изложение см. П. Лукирский. Ж. Р. Ф.-Х. О., ч. физ 57, 463, 1924.

Для измерения фотоэлектронов по указанному методу был сконструирован прибор, изображенный на рис. 1. Стекло-ный шар S , посеребренный изнутри, служил внешней обкладкой сферического конденсатора. Внутренним электродом являлся шарик E из исследуемого металла. Этот шарик можно было легко менять, так как он навинчивался на стержень, вынимающийся из прибора вместе со шлифом. Стержень был заключен внутри трубки из плавленного кварца, вмазанный в шлиф. Последнее было сделано для улучшения изоляции и для устранения вредного влияния ползучих разрядов со стекла. Диаметр внешней сферы равнялся 11 см, а внутреннего шарика—1,5 см.

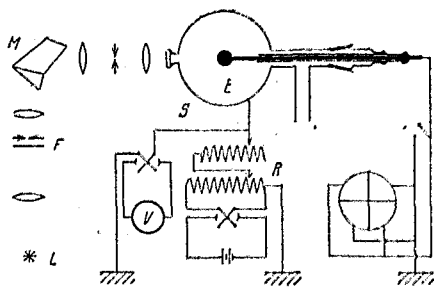


Рис. 1.

Во внешней сфере, против внутреннего шарика, находилось отверстие диаметром в 1 см, закрытое кварцевой пластинкой; через это отверстие шарик освещался монохроматической линией, выделенной кварцевым монохроматором M из спектра ртутной дуги

L . Между дугой и первой щелью монохроматора помещались фильтры F (слюда, желатина, целлулоид и т. п.). Фильтры применялись в тех случаях, когда не было полной уверенности в монохроматичности употреблявшихся спектральных линий (преимущественно среди больших длин волн).

Воздух из прибора откачивался самым тщательным образом. К внешней сфере S прикладывался потенциал V от потенциометра R . Средняя сила тока во время измерений была около 10^{-13} А. Точность определения силы тока составляла несколько десятых процента.

Нужно отметить, что никакого так называемого „фотоэлектрического утомления“ не наблюдалось, что и должно быть при стационарных условиях, которые можно было установить длительной откачкой прибора перед измерениями.

Шарики из исследуемых металлов подвергались самой тщательной механической обработке, благодаря чему их поверхность очищалась от окислов и других загрязнений.

ИЗМЕРЕНИЯ И ТИПИЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Шарик из исследуемого металла освещался одной из монохроматических линий ртутного спектра, причем снималась кривая зависимости фотоэлектрического тока от приложенного электрического поля (потенциала V).

Типичная кривая, полученная для никеля при освещении его спектральной линией $\lambda = 2537 \text{ \AA}$, приведена на рис. 2. При потенциалах

$V \geq 1,0$ вольт кривая идет параллельно оси абсцисс. В этом случае поле внутри конденсатора ускоряющее и сила тока остается постоянной, так как все фотоэлектроны, какими бы скоростями по выходе из металла они ни обладали, достигают

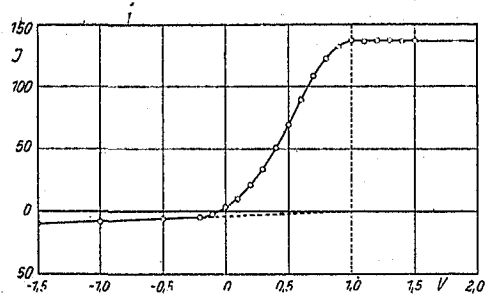


Рис. 2.

внешней сферы. При $V = V_1 = 1,0$ вольт начинается спадение кривой. При такой величине поля начинают задерживаться те электроны, которые имеют по выходе из металла скорости, равные нулю. То обстоятельство, что в этом случае приложенный потенциал V_1 не равен нулю, обусловлено наличием в пространстве между электродами контактного поля K , как раз равного приложенной разности потенциалов V_1 , взятой с обратным знаком. Сумма контактного поля и приложенного дают нулевое поле, при котором и начинают задерживаться электроны нулевых скоростей. При освещении того же металла различными длинами волн падающего света спадение кривой начинается всегда при одном и том же значении поля $V = V_1$ (см. последующие кривые).

Значение потенциала $V = V_1$ дает нам величину контактной разности между нашими электродами, благодаря чему мы можем исправить все наблюдения на контактную разность потенциалов K и получить истинное значение скоростей вылетающих электронов. Важно отметить, что это значение мы находим из той же кривой, в то время как Милликэну приходилось производить специальные измерения контактной разности потенциалов, которая, вообще говоря, с течением времени меняется, если изменяются поверхностные свойства металла (например поглощение паров и газов поверхностью или же ее окисление).

При потенциалах $V < V_1$ результирующее поле будет задерживающим для электронов, вылетающих из шарика, и по мере его увеличения на шарик будут возвращаться электроны все больших и больших скоростей. Наконец, когда истинное задерживающее поле достигнет значения максимальной скорости электронов:

$$e(V_2 + K) = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 \quad (2)$$

(где V_2 — приложенное поле), все фотоэлектроны, вылетающие из шарика, будут задержаны. При этом потенциале V_2 мы должны иметь ток, равный нулю, точно так же как и при всех полях $V < V_2$. Между тем, как видно из рис. 2, при этих полях имеется небольшой ток обратного направления, который медленно возрастает с уменьшением V . Этот ток вызван тем, что часть света отражается от шарика и попадает на внешнюю сферу. Внешняя сфера под влиянием освещения испускает фотоэлектроны, которые движутся в ускоряющем для них поле от сферы к шарiku.

Для выяснения характера зависимости обратного тока от приложенного электрического поля были произведены специальные контрольные измерения. Эти измерения показывают, что при потенциале $V = V_1$ (отсутствие поля) обратный ток исчезает.

Так как обратный ток во всех случаях идет к нулю при $V = V_1$, его очень легко исключить из обычных кривых фотоэффекта.

Указанным методом были исследованы следующие металлы:

Al, Zn, Sn, Ni, Cd, Pb, Cu, Pt, Ag.

На рис. 3 приведены кривые фотоэлектрического эффекта никеля. Кривые для остальных перечисленных металлов (цинк, медь, алюминий, олово, кадмий, свинец, платина и серебро) имеют аналогичный характер.

Из всех этих кривых видно, что для данного металла спадание тока начинается при освещении его различными длинами волн всегда при одном и том же значении потен-

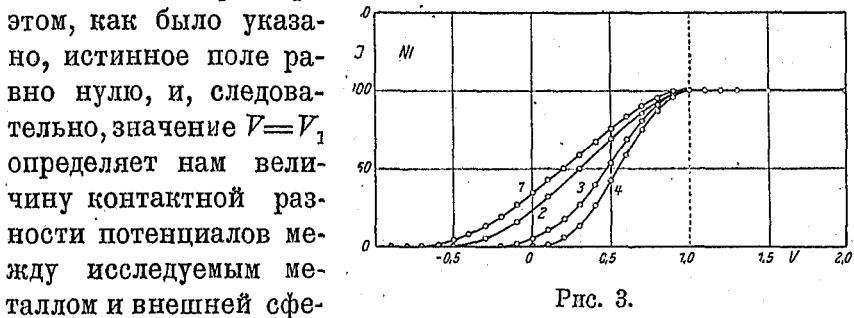


Рис. 3.

циала $V = V_1$. При этом, как было указано, истинное поле равно нулю, и, следовательно, значение $V = V_1$ определяет нам величину контактной разности потенциалов между исследуемым металлом и внешней сферой. Та точка кривой, при которой ток равен нулю, дает нам значение максимальной скорости фотоэлектронов, соответствующей данной длине волны. При этом для определения истинного значения максимальной скорости необходимо вместо приложенного поля брать значения, отсчитываемые не от нуля, а от точки $V = V_1$, так как эти значения — приложенный потенциал плюс контактное поле — будут характеризовать нам истинную разность потенциалов, проходящую электроном.

Таким путем мы имеем возможность определить контактные разности потенциалов между внешней сферой и исследуемыми металлами и найти значения максимальных скоростей при освещении их различными длинами волн. Последнее дает нам возможность определить численное значение постоянной h Планка и границ возбуждения фотоэлектрического эффекта этих металлов.

Промежуточный ход кривой позволяет нам найти распределение скоростей фотоэлектронов. Как легко видеть из приведенных кривых, при фотоэлектрическом эффекте всегда имеются всевозможные скорости от нулевой и до максимальной.

О П Р Е Д Е Л Е Н И Е П О С Т О Я Н Н О Й П Л А Н К А h .

Согласно равенству Эйнштейна, мы имеем для максимальной скорости фотоэлектронов:

$$\frac{1}{2}mv_{max}^2 = e(V_2 + K) = h\nu - p_1 - p_2, \quad (3)$$

где V_2 есть приложенный потенциал, соответствующий току, равному нулю, а $K = V_1$ — контактный потенциал. Таким образом, $V_2 + K$ есть истинная разность потенциалов, соответствующая отсутствию тока.

Откладывая по оси ординат значения потенциалов $V_2 + K$, полученных для данного металла при освещении его различными длинами волн, а по оси абсцисс соответствующие значения частот ν , мы получим прямую линию, угловой коэффициент которой определит нам значение $\frac{h}{e}$. Зная численное значение заряда электрона e , мы определим величину постоянной Планка h .

Однако нужно отметить, что кривые тока постепенно (см. рис. 3) идут к нулевому значению, вследствие чего найти места их пересечения с осью абсцисс не представляется возможным. Ввиду этого были произведены специальные измерения концов кривых, причем чувствительность электрометра была доведена до возможного предела. Особое внимание было обращено на строгую монохроматичность употреблявшихся длин волн. Как пример, на рис. 4 приведены кривые, полученные для алюминия при освещении его длинами волн: $2534,77 \text{ \AA}$, $2653,66 \text{ \AA}$, $2967,28 \text{ \AA}$, 3021 \AA и $3125,66 \text{ \AA}$. Легко видеть, что здесь кривые идут значительно круче, чем в предыдущих случаях. Однако и в этом случае точное определение точек пересечения с осью абсцисс является несколько затруднительным. Ввиду

этого мы воспользовались закономерностью в ходе кривых, которую удалось наблюдать во всех измерениях. Именно было обнаружено, что сила фотоэлектронного тока на достаточно близком расстоянии от конца кривой удовлетворяет эмпирической формуле $i = A(V_2 - V)^2$, где A есть постоянная для данной кривой. Откладывая таким образом по оси ординат вместо сил тока значения \sqrt{i} , мы получаем прямые, помеченные на рис. 4 пунктиром. Место их пересечения с осью абсцисс и принимается за значение максимальной скорости электронов. Такое экстраполирование неизбежно влечет за собой некоторую погрешность. Однако нужно думать, что при принятых мерах она сведена до минимального значения.

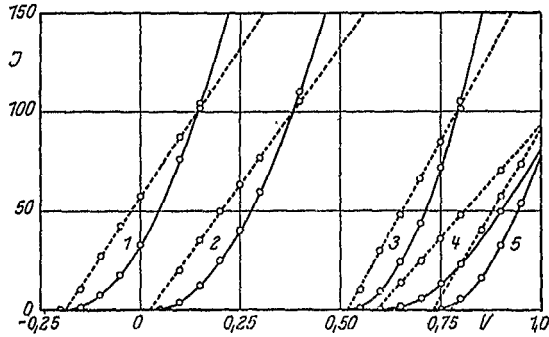


Рис. 4.

Значения максимальной скорости,

полученные таким путем, отложены по оси ординат на графике рис. 5. По оси абсцисс отложены значения частот ν . Кривые нанесены в следующем порядке слева направо: алюминий, цинк, олово, никель, кадмий, медь, платина. Полученные по их наклону значения для наиболее тщательно исследованных металлов собраны в следующей таблице:

Алюминий . . .	$6,539 \cdot 10^{-27}$ эрг. сек.
» . . .	$6,5427 \cdot 10^{-27}$ » »
Цинк . . .	$6,540 \cdot 10^{-27}$ » »
» . . .	$6,546 \cdot 10^{-27}$ » »
Никель . . .	$6,546 \cdot 10^{-27}$ » »

Среднее значение постоянной Планка h из наших измерений получается равным:

$$h = 6,546 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек.}$$

Из оптических данных, как известно, мы имеем:

$$h = 6,545 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек.}$$

Совпадение очень близкое, однако нужно указать, что точность, за которую можно ручаться в наших определениях, около 0,1—0,2 %.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФОТОЭФФЕКТА

Как легко видеть из рис. 5, точка пересечения наших прямых (для истинных значений $V_2 + K$) дает нам ту ча-

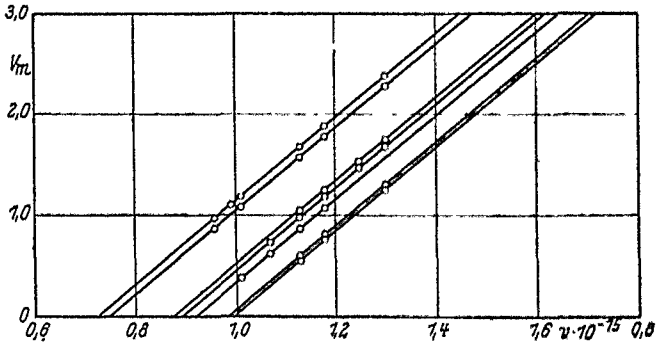


Рис. 5.

стоту ν_0 , при которой максимальная скорость фотоэлектронов равна нулю. При меньших частотах $\nu < \nu_0$ фотоэффект происходить не будет. По уравнению Эйнштейна (3) эта частота получается, полагая $V_2 + K = 0$, что дает:

$$h\nu_0 = \mu_1 + \mu_2. \quad (4)$$

Таким образом, уравнение Эйнштейна может быть переписано так:

$$e(V_2 + K) = \frac{1}{2} m v_{max}^2 = h\nu - h\nu_0. \quad (4')$$

Полученные таким путем данные для различных металлов приведены в таблице I. Здесь в первой графе приведены значения контактных потенциалов K между изучаемым металлом и внешней сферой. В последующих графах приведены значения частот ν_0 и соответствующих значений для λ_0 и значения энергии $h\nu_0$, выраженные в эквивалентных

вольтах. Необходимо заметить, что полученные нами значения для границ смещены по сравнению с данными других авторов в красную часть спектра. Хотя, вообще говоря, на разных образцах всегда и должны получаться различные значения, однако в нашем случае это смещение носит систематический характер.

Это объясняется тем, что определения максимальных скоростей фотоэлектронов были проделаны с возможной точностью. При более грубых измерениях, конечно, как легко видеть, должны получиться меньшие значения величин ν_0 .

ТАБЛИЦА I.

Металлы	$V_1 = K$ в вольтах	$\nu_0 \cdot 10^{15}$	λ_0 Å	$h\nu_0$ в эквивалентных вольтах
Al	1,70	0,7256	4132	2,98
Zn	1,60	0,7478	4009	3,08
Sn	1,05	0,8790	3411	3,62
Ni	1,00	0,8912	3364	3,67
Ag	1,00	0,8912	3364	3,67
Cd	0,92	0,9080	3302	3,73
Pb	0,70	0,9640	3110	3,97
Cu	0,60	0,9883	3033	4,07
Pt	0,60	0,9932	3018	4,09

Из значений контактных разностей потенциалов K между изучаемыми металлами и наружной сферой мы можем найти значения контактных разностей потенциалов $K_{1,2}$ между любыми двумя взятыми металлами. Для этого достаточно взять разность двух значений K ; в таком случае мы, по правилу Вольта, исключим значение внешней сферы и найдем величину контактной разности потенциалов $V_1 = K$ между 1 и 2 металлами. Для этого необходимо, чтобы внешняя сфера оставалась в одинаковых условиях, что всегда можно было проверить.

Сопоставляя полученное таким образом значение контактной разности потенциалов $K_{1,2}$ с разностью значений соответствующих границ и возбуждения фотоэффекта, мы можем видеть, что всегда с точностью до сотых долей вольта справедливо соотношение:

$$h\nu_1 - h\nu_2 = K_{1,2}. \quad (5)$$

Его существование может быть проконтролировано следующим образом. Наблюдаемые потенциалы V_2 и V'_2 для значений максимальной скорости, полученные при одной и той же длине волны, для всех металлов должны быть одинаковы. Действительно, написав равенства для двух металлов:

$$\begin{aligned} e(V_2 + K_1) &= h\nu - h\nu_1 \\ e(V'_2 + K_2) &= h\nu - h\nu_2 \end{aligned}$$

и вычтя их, мы получим:

$$e(V_2 - V'_2) - eK_{1,2} = h\nu_2 - h\nu_1,$$

так как $K_{1,2}$, по правилу Вольта, равно $K_{1,2} = K_1 - K_2$. Таким образом в силу равенства (5) мы имеем

$$V_2 - V'_2 = 0.$$

В таблице II приведены контактные разности потенциалов $K_{1,2}$ между алюминием и другими исследованными металлами против соответствующих разностей границ возбуждения.

ТАБЛИЦА II.

Металлы	Разности потенц. $K_{1,2}$ (вольт)	Разности границ $h\nu_1 - h\nu_2$ (вольт)
Zn-Al	0,10	0,10
Zn-Al	0,65	0,64
Ni-Al	0,70	0,69
Ag-Al	0,70	0,69
Cd-Al	0,78	0,75
Pb-Al	1,00	0,99
Cu-Al	1,10	1,09
Pt-Al	1,10	1,11

О СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНОВ.

Если два какие-либо металла, которые можно охарактеризовать тем, что средняя работа удаления электрона из первого металла есть Φ_1 , а для второго металла Φ_2 , привести в соприкосновение, то между свободными концами этих металлов установится контактная разность потенциалов, численно равная

$$K_{1,2} = \frac{\Phi_1}{e} - \frac{\Phi_2}{e},$$

так как электроны будут переходить из того металла, где работа меньше, в другой металл, где она больше. Такой переход будет существовать всегда, вне зависимости от того, какова природа тех факторов, которые обуславливают существование работы удаления электрона Φ . Однако следует заметить, при этом мы пренебрегаем той диффузионной разностью потенциалов, сосредоточенной в месте соприкосновения металлов, которой обусловлены поглощение и выделение тепла Пельтье. Но так как величина этого скачка имеет порядок сотых или тысячных долей вольта, то при имеющейся на опыте точности определения контактных потенциалов ею можно, конечно, пренебречь. В общем же

случае мы будем иметь $K_{1,2} = \frac{\Phi_1}{e} - \frac{\Phi_2}{e} + \pi_{1,2}$, где $\pi_{1,2}$ есть диффузионная разность потенциалов. Границей возбуждения фотоэлектрического эффекта $h\nu_0$ мы как раз и определяем работу удаления электрона из металла, так как фотоэффект перестает существовать при тех значениях энергии кванта, которые недостаточны для вырывания электрона наружу. При этом это справедливо только в том случае, если производится вырывание как раз тех электронов, свободным переходом которых обусловлено возникновение контактной разности потенциалов, т. е. так называемых электронов электропроводности. Если бы при фотоэлектрическом эффекте производилось вырывание электронов, более связанных с атомами, нежели электронами электропроводности, то $h\nu_0$ было бы больше Φ , и равенство (5) не было бы удовлетворено, напр., в случае рентгеновых лучей.

Сопоставляя полученное таким образом значение контактной разности потенциалов $K_{1,2}$ с разностью значений соответствующих границ и возбуждения фотоэффекта, мы можем видеть, что всегда с точностью до сотых долей вольт справедливо соотношение:

$$h\nu_1 - h\nu_2 = K_{1,2}. \quad (5)$$

Его существование может быть проконтролировано следующим образом. Наблюдаемые потенциалы V_2 и V'_2 для значений максимальной скорости, полученные при одной и той же длине волны, для всех металлов должны быть одинаковы. Действительно, написав равенства для двух металлов:

$$\begin{aligned} e(V_2 + K_1) &= h\nu - h\nu_1 \\ e(V'_2 + K_2) &= h\nu - h\nu_2 \end{aligned}$$

и вычтя их, мы получим:

$$e(V_2 - V'_2) - eK_{1,2} = h\nu_2 - h\nu_1,$$

так как $K_{1,2}$ по правилу Вольты, равно $K_{1,2} = K_1 - K_2$. Таким образом в силу равенства (5) мы имеем

$$V_2 - V'_2 = 0.$$

В таблице II приведены контактные разности потенциалов $K_{1,2}$ между алюминием и другими исследованными металлами против соответствующих разностей границ возбуждения.

ТАБЛИЦА II.

Металлы	Разности потенц. $K_{1,2}$ (вольт)	Разности границ $h\nu_1 - h\nu_2$ (вольт)
Zn-Al	0,10	0,10
Zn-Al	0,65	0,64
Ni-Al	0,70	0,69
Ag-Al	0,70	0,69
Cd-Al	0,78	0,75
Pb-Al	1,00	0,99
Cu-Al	1,10	1,09
Pt-Al	1,10	1,11

О СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНОВ.

Если два какие-либо металла, которые можно охарактеризовать тем, что средняя работа удаления электрона из первого металла есть Φ_1 , а для второго металла Φ_2 , привести в соприкосновение, то между свободными концами этих металлов установится контактная разность потенциалов, численно равная

$$K_{1,2} = \frac{\Phi_1}{e} - \frac{\Phi_2}{e},$$

так как электроны будут переходить из того металла, где работа меньше, в другой металл, где она больше. Такой переход будет существовать всегда, вне зависимости от того, какова природа тех факторов, которые обуславливают существование работы удаления электрона Φ . Однако следует заметить, при этом мы пренебрегаем той диффузионной разностью потенциалов, сосредоточенной в месте соприкосновения металлов, которой обусловлены поглощение и выделение тепла Пельтье. Но так как величина этого скачка имеет порядок сотых или тысячных долей вольта, то при имеющейся на опыте точности определения контактных потенциалов ею можно, конечно, пренебречь. В общем же случае мы будем иметь $K_{1,2} = \frac{\Phi_1}{e} - \frac{\Phi_2}{e} + \pi_{1,2}$, где $\pi_{1,2}$ есть диффузионная разность потенциалов. Границей возбуждения фотоэлектрического эффекта $h\nu_0$ мы как раз и определяем работу удаления электрона из металла, так как фотоэффект перестает существовать при тех значениях энергии кванта, которые недостаточны для вырывания электрона наружу. Притом это справедливо только в том случае, если производится вырывание как раз тех электронов, свободным переходом которых обусловлено возникновение контактной разности потенциалов, т. е. так называемых электронов электропроводности. Если бы при фотоэлектрическом эффекте производилось вырывание электронов, более связанных с атомами, нежели электронами электропроводности, то $h\nu_0$ было бы больше Φ , и равенство (5) не было бы удовлетворено, напр., в случае рентгеновых лучей.

На основании этого нужно утверждать, что справедливость равенства (5), показанная из опытных данных, неизбежно приводит к заключению, что при фотоэлектрическом эффекте оптическими длинами волн из металлов вырываются те электроны, движением которых обусловлена его электропроводность. Однако решить на основе равенства (5), какова природа этих электронов, являются ли они связанными или свободными, — не представляется возможным.

Рассмотрим оба случая. Если электроны свободны и ведут себя внутри металла подобно частицам газа (теория Друде-Рикэ-Лорентца), то в таком случае в месте соприкосновения металлов образуется диффузионная разность потенциалов

$$\pi_{1,2} = -\frac{kT}{e} \lg \frac{n_1}{n_2},$$

где n_1 и n_2 — концентрации свободных электронов в первом и во втором металлах. Эта разность должна быть порядка сотых долей вольта, и ее наличием обусловлена теплота Пельтье. Для объяснения контактных разностей (порядка нескольких вольт) существует ряд теорий. Например контактная разность потенциалов может быть обусловлена наличием на свободных поверхностях металлов двойного электрического слоя (Ричардсон), вызванного или тем, что поверхности металлов покрыты слоем выступающих орбитальных электронов атомов (Френкель), или же адсорбированным слоем электронного газа. Наконец ее существование может быть вызвано тем, что при удалении от поверхностного слоя металла электрон совершает работу против тех сил, которыми он поляризует находящиеся вблизи атомы («image effect» по Лэнгмюру). Однако во всех этих случаях, как это следует из общего рассмотрения, независимо от того, какого происхождения будут работы Φ_1 и Φ_2 , контактная разность потенциалов будет равна

$$K_{1,2} = \frac{\Phi_1}{e} + \frac{\Phi_2}{e} + \pi_{1,2},$$

и, следовательно, вплоть до малых величин $\pi_{1,2}$, будет совпадать с разностью $h\nu_1 - h\nu_2$.

Следовательно равенство $h\nu_1 - h\nu_2 = K_{1,2}$ всегда будет справедливо, если мы определяем работу $h\nu$ для вырывания электронов электропроводности. Узнать же из этого соотношения природу их связи мы не можем. Точно так же мы не можем дать ответа на вопрос о происхождении и локализации контактного скачка потенциала. В зависимости от той или иной точки зрения на происхождение Φ — работы удаления электрона, мы получим ту или иную картину. Если мы будем считать, что существование работы Φ обусловлено наличием двойных электрических слоев на поверхностях металлов, то контактные скачки будут сосредоточены на наружных свободных поверхностях соприкасающихся металлов, и их разность будет давать то внешнее контактное поле, которое мы во всех опытах обнаруживаем между свободными концами.

Если же работа Φ происходит из-за электростатического взаимодействия между удаляющимся электроном и остальным металлом (image effect), то между металлом и пустотой никакого скачка потенциала не будет. При соприкосновении двух металлов в этом случае установится контактная разность потенциалов, равная разности работ $\Phi_1 - \Phi_2$, причем скачок потенциала будет сосредоточен в месте соприкосновения металлов, обнаруживать же мы его попрежнему будем между свободными поверхностями металлов. Ни указанное выше соотношение (5), ни все известные зависимости и наблюдения над контактными потенциалами не дают ответа на вопрос о локализации скачков, так как при обоих возможных предположениях они так же хорошо объясняются. Что же касается скачка Пельтье, соответствующего сотой доле вольта, то он обусловлен диффузией электронов и всегда сосредоточен там, где выделяется тепло, т. е. в месте соприкосновения металлов.

В случае двойных слоев в месте соприкосновения имеется только этот диффузионный скачок, остальные скачки Вольта — снаружи, на свободных поверхностях. В случае картины Лэнгмюра оба скачка Вольта и Пельтье сосредоточены в месте соприкосновения, но выделение тепла соответствует только диффузионному скачку Пельтье, так как

электрон, по картине Лэнгмюра, в месте соприкосновения совершает разность работ $\Phi_1 - \Phi_2$ и проходит скачок потенциала Вольта $\frac{\Phi'_2 - \Phi_1}{e}$; сумма работ при этом равна нулю, и тепло не выделяется и не поглощается.

Однако нужно указать, что абсолютное значение величин $h\nu_0$ ставит безусловную границу величины связи электрона внутри металла, если таковая имеется. Энергия связи не может быть больше $h\nu_0$, и, если она вообще существует, то должна быть меньше этой величины.

Вопрос о том, являются ли электроны электропроводности, а следовательно и электроны фотоэффекта, свободными, или же они могут быть уподоблены орбитальным электронам, решить затруднительно. Те трудности, которые встречала классическая теория электропроводности (Друде-Рикэ-Лорентца) при объяснении теплоемкости металлов, в теории Зоммерфельда¹ отпадают.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ.

Как было уже указано, скорости фотоэлектронов при освещении металла монохроматической спектральной линией имеют всевозможные значения, начиная от максимальной, определяемой равенством (1), до нулевой скорости. Дифференцируя любую из кривых рис. 3, дающих нам силу тока, как функцию задерживающего поля, мы получаем функцию распределения скоростей, иначе говоря, мы получаем зависимость числа электронов от их скоростей. На рис. 6 мы имеем кривые распределения скоростей, полученные путем дифференцирования кривых на рис. 3. Все эти кривые отнесены к одному и тому же количеству электронов, т. е. к одинаковым токам насыщения и к равным значениям максимальных скоростей, соответствующим различным длинам волн.

На рис. 6 изображены кривые для алюминия и для следующих длин волн: кривая 1—2302 Å, 2—2537 Å, 3—3130 Å.

¹ A. Sommerfeld, Naturwissenschaften. 825, Heft 41, 1927, ср. также А. Зоммерфельд, УФИИ. 8, 765 1928.

Из этих кривых видно, что наиболее вероятная скорость электронов примерно соответствует значению половины максимальной скорости. Что касается распределения скоростей, то оно мало зависит для данного металла от длины волны падающего излучения. Однако оно несколько различно для разных металлов, и мы не можем, как это делает Рамзауер, утверждать, что кривая распределения, выраженная в относительных значениях $\frac{V}{V_{\text{max}}}$, не зависит от рода металла.

Постараемся теперь выяснить, чем, вообще говоря, обусловлено при фотоэлектрическом эффекте существование электронов всевозможных скоростей. Очевидно это может происходить либо от того, что электроны, получив внутри металла одинаковые количества энергии за счет падающих квантов, различным образом расходуют ее при движении внутри металла (явление, аналогичное выделению тепла Джауля при процессе электропроводности), либо же различие скоростей может быть обусловлено тем, что при срывании электронов совершаются различные работы, что возможно в том случае, когда связь отдельных электронов может быть различной.

Чтобы осветить этот вопрос, были предприняты специальные опыты по исследованию фотоэлектрического эффекта с тонких полупрозрачных металлических пленок. Стеклообразные шарики, размером 4,5 см в диаметре, покрывались посредством катодного распыления в совершенно идентичных условиях тонкими слоями различных металлов, начиная от толщины $\approx 10^{-6}$ см и до совершенно непрозрачного слоя большой толщины. Распыление производил по нашей просьбе

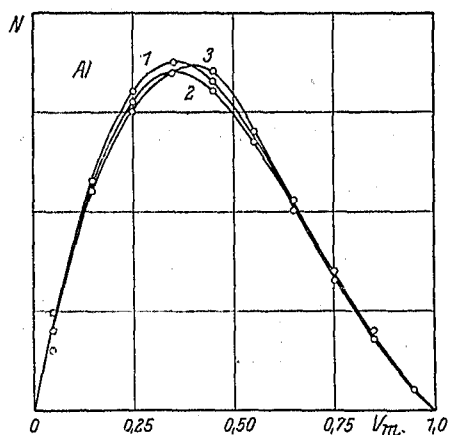


Рис. 6.

Ю. П. Маслаковец. Шарики помещались в прибор (рис. 1), и исследовался фотоэлектрический эффект. Кривые в этом случае имеют другой вид, чем в случае толстых слоев металла, так как в области малых задерживающих долей они идут более горизонтально, что вызвано уменьшением числа электронов малых скоростей. Контактный же потенциал и граница возбуждения фотоэффекта остаются прежними. В этом можно убедиться следующими путями. Так как кривые, сила тока — задерживающий потенциал, идут почти горизонтально, то для коротких длин волн найти точное значение $V = V_1 = (K)$ начала спада тока невозможно. Для длинных волн это можно сделать точнее, так как в этом случае кривые идут круче. Наилучшим же способом для определения контактного потенциала служит изучение обратного тока от внешней сферы, который, как мы видели, идет всегда к нулю при значении истинного поля равного нулю. Для сравнения распределения скоростей,

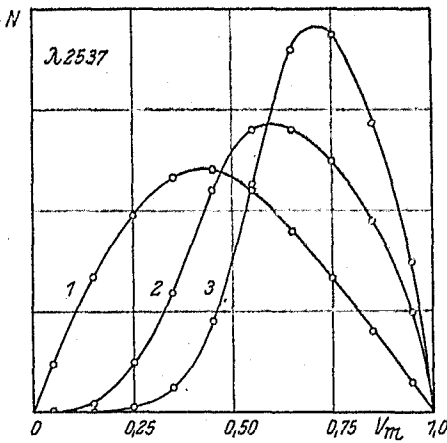


Рис. 7.

получающихся при освещении одной и той же длиной волны (2537 \AA), на рис. 7 приведены три кривые для серебряных пленок: 3 — для пленки толщиной $\approx 10^{-6} \text{ см}$, 2 — для пленки в 3 раза толще и 1 — для толстой непрозрачной пленки, нанесенной тем же путем. В то время как контактные потенциалы для них оставались одинаковыми, кривые распределения имеют различный вид. Чем толще пленки, тем более несимметричными делаются кривые. Область, соответствующая медленным электронам, постепенно пропадает, наивероятнейшая же скорость электронов все более и более приближается к их максимальной скорости, которая во всех трех случаях, конечно, одинакова. Отсюда мы видим, что

при убывании толщины пленки мы имеем все более и более монохроматические скорости фотоэлектронов, приближающиеся к значению максимальной скорости.

Совершенно аналогичные результаты были получены при исследовании пленок платины, начиная от толщины порядка 10^{-6} см до толстых непрозрачных пленок.

Таким образом мы приходим к заключению, что фотоэлектроны, получая при поглощении квантов одно и то же количество энергии, расходуют ее постепенно, по мере продвижения из различных глубин металла.

На основании указанных опытов мы можем отметить, что слои толщиной в 10^{-6} см и больше вполне определяют контактные свойства металла, так как все они имеют контактный потенциал равный контактному потенциалу сплошного толстого слоя. Однако условия выхода электронов из этих слоев различны. Именно: свет проникает на большие глубины, нежели 10^{-6} см. Электроны же, вырванные из этих больших глубин, обладают, главным образом, теми малыми скоростями, которые отсутствуют в случае очень тонких слоев. Таким образом мы можем утверждать, что глубина, из которой выходят электроны, равна 10^{-6} см, так как в этом случае их распределение по скоростям уже иное; чем в случае сплошного металла.

Помимо указанных, были произведены опыты с тонкими слоями металла, нанесенными на другой металл. Именно, были произведены опыты с тонким слоем ($<10^{-6}$ см) платины, нанесенным на шарик из алюминия. На рис. 8 приведены кривые распределения скоростей, полученные при освещении линией 2537 Å для следующих случаев: 1—для

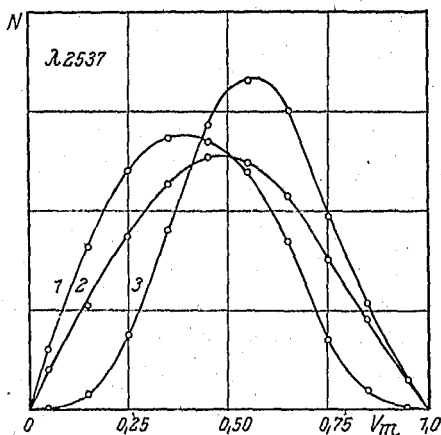


Рис. 8.

платинового слоя на алюминии, 2 — для сплошной платины и 3 — для платины, нанесенной на стекло. Во всех трех случаях мы имеем совершенно разное распределение скоростей, контактный же потенциал и граница остаются прежними. В случае платины, нанесенной на стекло, как мы видели, отсутствуют электроны малых скоростей, т. е. они получаются при выходе из больших глубин. В случае платины на алюминии (1) число электронов малых скоростей не только не меньше, а даже наоборот, больше, чем даже в случае толстой платины (2), так что максимум кривой смещен в сторону нулевых скоростей. Сравним результаты, получающиеся для платиновой пленки на алюминии, сперва с результатами для пленки на стекле, а затем с кривой для толстой платины. В обоих случаях тонких платиновых пленок число и распределение скоростей с платиновой пленки одинаково. Но когда пленка нанесена на алюминий, то к этим электронам еще прибавляются электроны алюминия. При этом общий ток получается значительно больше, скорости же электронов малы, так как эти электроны с алюминия должны, прежде чем выйти наружу, пройти слой платины.

При сравнении кривых 1 и 2 мы видим, что в случае платины из алюминия вырывается больше электронов малых скоростей, чем в случае сплошной платины. Это обусловлено тем, что алюминий фотоэлектричнее платины. Поэтому главное число электронов мы получаем из алюминия, всем же им нужно пройти слой платины, в котором они теряют скорости. Фотоэффект же с слоя платины идет как обычно, но он мал, поэтому слой платины на алюминии добавляет очень мало электронов с большими скоростями. Делая такие слоистые металлы, мы можем получить самые разнородные кривые распределения скоростей фотоэлектронов.

Эти опыты также подтверждают, что толщина $\approx 10^{-6}$ см вполне определяет границу фотоэффекта и контактную разность металла и сильно меняет распределение скоростей, так как электроны идут из больших глубин металла.

Таков в общих чертах характер фотоэлектрического эффекта. Мы подробнее остановились на случае фотоэф-

фекта с металлов, так как этот случай наиболее подробно изучен. Фотоэффект с диэлектриков, влияние поляризации света на распределение скоростей электронов и целый ряд других невольно возникающих вопросов еще мало изучены. Точно так же пока не изучен целый ряд основных черт в тех и других указанных явлениях, которые помимо фотоэффекта наблюдаются при взаимодействии квантов лучистой энергии с электронами.
