

ГЛАВА X

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ПРИРОДА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 35. Фотоэлектрический эффект. Уравнение Эйнштейна

Наряду с законами теплового излучения в конце XIX в. было открыто и изучено оптическое явление, не укладывавшееся в рамки законов классической физики. Это — явление фотоэлектрического эффекта или, короче, фотоэффекта.

В 1887 г. Герц замечает, что ультрафиолетовое излучение в области искрового промежутка облегчает разряд. В 1888 г. Гальвакс устанавливает, что причиной этого является появление при облучении свободных зарядов.

В 1888—1890 гг. А. Г. Столетов проводит подробное изучение действий света на заряженные тела, называя первоначально эти действия актиноэлектрическими явлениями. Освещая дугой металлическую пластинку, он установил, что при этом пластинка теряет заряд только в тех случаях, когда она предварительно была заряжена отрицательно. Схема основного опыта Столетова изображена на рис. 1.145. Между обкладками конденсатора, состоящего из полированной цинковой пластинки C и металлической сетки C' , создавалась разность потенциалов с помощью батареи B . Ток I_{ϕ} , возникающий при освещении пластинки C дугой A , мог измеряться гальванометром G .

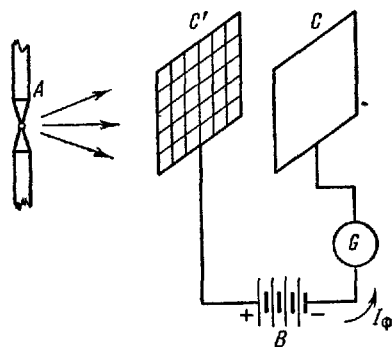


Рис. 1.145.

На основании своих измерений Столетов установил следующие закономерности фотоэффекта: а) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды; б) явление вызывается

преимущественно ультрафиолетовыми лучами; в) разряжающее действие лучей пропорционально мощности падающего излучения; г) разряжающее действие лучей обнаруживается даже при весьма кратковременном освещении, причем между моментом освещения и началом разряда не протекает заметного времени. Фотоэффект практически безынерционен.

В отсутствие искажающих факторов (наличие воздуха между электродами, недостаточно высокие разности потенциалов, не препятствующие возвращению вырванных зарядов обратно на катод) закономерность (в), найденная Столетовым, фактически означает прямую пропорциональность фототока падающему лучистому потоку:

$$I_{\phi} = c\Phi. \quad (35.1)$$

В 1898 г. Ленард и Томсон измерили удельный заряд $\frac{e}{m}$ частиц, вырываемых излучением, изучая их отклонение в электрических и магнитных полях.

Было найдено, что $\frac{e}{m} = -5,27 \cdot 10^{17}$ СГС ед. заряда/ g , т. е. что эти частицы являются электронами. Вырывание светом электронов из металлов наружу получило название внешнего фотоэффекта.

В т. II, § 22 мы видели, что для вырывания электронов из металла необходимо затратить вполне определенную работу выхода eP , где P — контактный потенциал металла. При термоэлектронной эмиссии (т. II, § 23) электрон приобретает энергию, достаточную для преодоления работы выхода, за счет повышенной интенсивности теплового движения. Эту энергию можно сообщить электронам, не только нагревая вещество, но и освещая его.

С точки зрения классической физики совершенно безразлично, какого типа излучение поглощается веществом. Эффект, казалось бы, должен определяться сортом вещества и количеством энергии, поглощенной единицей поверхности вещества в единицу времени.

Действительно, от сорта вещества эффект зависит. Но (и с классической точки зрения это необъяснимо) он зависит, и притом существенно, и от спектрального состава излучения. Эта удивительная зависимость проявляется особенно наглядно, если облучать вещество монохроматическим излучением.

Цезий испускает электроны при освещении излучением, лежащим в любом участке видимого спектра. Калий не дает фотоэффекта при освещении красным светом и начинает отдавать электроны при длине волны, меньшей 6200 \AA^*), т. е. начиная с оранже-

*) \AA — «ангстрем» — внесистемная единица длины, широко применяемая в оптике: $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см} = 0,1 \text{ мкм}$.

вых лучей; натрий — при еще более коротких — 5900 Å (желтые), литий — 5160 Å (зеленые). Такие металлы, как платина или вольфрам, вообще не испускают электронов при облучении видимым светом, начиная отдавать их только при воздействии ультрафиолетовыми лучами, для вольфрама — начиная с 2750 Å, а для платины — с 967 Å. Для вырывания электронов наружу из диэлектриков требуется излучение с еще меньшими длинами волн.

Излучение может вырывать электроны и из одиночных атомов в газе. Это явление также называется фотоэффектом и также имеет свою длину волны границу, различную для различных атомов. Для каждого вещества и отдельного атома существует вполне определенная длина волны $\lambda_{\text{макс}}$, такая, что при

$$\lambda > \lambda_{\text{макс}} \quad (\text{или } \nu < \nu_{\text{мин}}) \quad (35.2)$$

фотоэффект отсутствует. Такая зависимость возникновения фотоэлектрического эффекта от частоты излучения не могла найти объяснения в рамках классической теории.

Объяснение механизма фотоэлектрического эффекта было впервые дано Эйнштейном в 1905 г. Эйнштейн предложил рассматривать излучение как поток материальных частиц, «квантов излучения» или «фотонов». Энергия каждого фотона излучения данной частоты ν равна

$$\varepsilon = h\nu, \quad (35.3)$$

где h — та же самая постоянная, которая входила в соотношение Планка (32.12).

Формула (35.3) по виду тождественна с (32.12), но смысл ее совершенно иной. Планк полагал, что излучение отдается излучающими системами порциями $h\nu$ (т. е. (32.12) есть свойство излучающих систем), но само может иметь любую энергию и поглощаться в любых количествах непрерывно. Эйнштейн пошел значительно дальше. Корпускулярные свойства он приписал самому излучению, и отдача энергии $h\nu$ при излучении объясняется тем простым фактом, что никаких других порций излучения (частоты ν !) существовать в природе не может.

Монохроматическое излучение частоты ν состоит всегда из целого числа фотонов, энергия каждого из них равна $h\nu$. Такое излучение испускается и поглощается только порциями энергии $h\nu$. При поглощении излучения частоты ν веществом каждый из электронов может поглотить один фотон, приобретая при этом энергию $h\nu$ (и никакую другую!).

Если эта энергия достаточна, чтобы электрон мог совершить работу выхода, будет наблюдаться фотоэффект. Если этой энергии недостаточно, фотоэффект наблюдаться не будет: электрон гораздо

раньше потеряет приобретенную им энергию (сталкиваясь с ионами и другими электронами и обмениваясь при этом с ними энергией), чем поглотит еще один фотон.

При работе выхода, равной eP , фотоэффект будет иметь место (в случае облучения вещества монохроматическим светом частоты ν) при

$$h\nu \geq eP. \quad (35.4)$$

Энергия вылетающих фотоэлектронов различна. Наибольшей скоростью $v_{\text{макс}}$ и кинетической энергией $\frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}$ будут обладать электроны, вырванные с самого верхнего энергетического уровня в металле (см. т. II, § 22). По закону сохранения энергии для этих электронов:

$$h\nu = eP + \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}. \quad (35.5)$$

Уравнение (35.5) называют уравнением Эйнштейна. Электроны, вырванные с более глубоких энергетических уровней или претерпевшие еще до выхода столкновения внутри вещества, будут иметь, очевидно, меньшую энергию.

Приведенная квантовая теория фотоэффекта позволяет понять необъяснимый, с точки зрения классической теории, результат:

Распределение по скоростям фотоэлектронов (как и значение $\frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}$) зависит только от частоты излучения и не зависит от его интенсивности. Каждый акт поглощения фотона электроном происходит независимо от других. Увеличение интенсивности излучения означает увеличение числа падающих на вещество и поглощаемых им фотонов. Условия же вырывания электронов, сообщаемая каждому из них энергия, следовательно, и распределение фотоэлектронов по скоростям при этом не меняются.

Закон сохранения энергии в элементарном акте (35.5) может быть проверен на опыте, если определять максимальную кинетическую энергию вырываемых фотоэлектронов $\frac{mv_{\text{макс}}^2}{2}$. Последняя может быть найдена по величине задерживающей разности потенциалов U_a , при которой фототок I_ϕ между анодом и освещаемым монохроматическим светом катодом обращается в нуль. Для этого должно выполняться условие

$$\frac{mv_{\text{макс}}^2}{2} = eU_a. \quad (35.6)$$

Наиболее точная проверка закона (35.5) была выполнена П. И. Лукирским и С. С. Прилежаевым, заменившими плоский кон-

денсатор, которым пользовались все экспериментаторы, начиная со Столетова (см. рис. 1.145), на сферический. Схема установки Стоуретова и Прилежаева изображена на рис. 1.146.

Стеклянный шар B , посеребренный изнутри, служит внешним электродом сферического конденсатора. Внутренним электродом является шарик K , сделанный из исследуемого металла. Этот шарик освещается через кварцевое окошко O светом от источника J , проходящим предварительно через монохроматор M с кварцевой призмой. Чтобы вырванные из K фотоэлектроны не сталкивались на своем пути с молекулами воздуха и не теряли при этом свою энергию, пространство внутри конденсатора откачивалось с помощью высоковакуумного насоса. Шарик K соединен с квадратным электрометром E .

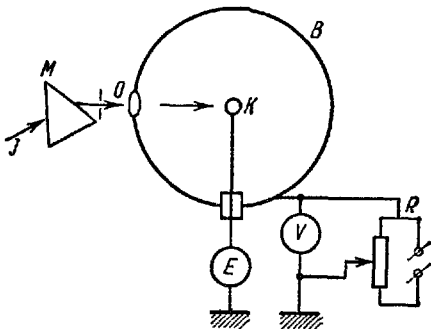


Рис 1 146

С помощью потенциометра R между шариком K и сферой B создавалась разность потенциалов разного знака и величины, измеряемая с помощью вольтметра V . Благодаря тому, что электрод B со всех сторон окружает шарик K , и малым размерам шарика, все фотоэлектроны движутся практически вдоль линий поля по радиусам.

Если B является анодом, то приложенное поле дополнительно ускоряет фотоэлектроны, они все доходят до анода и заряжают электрометр E . Электрометр будет заряжаться и при отсутствии ускоряющего поля. При переключении батареи шарик K становится катодом и электрическое поле тормозит фотоэлектроны, так что часть из них со скоростями, меньшими v_{\max} , возвращается обратно. По мере возрастания тормозящего поля фототок уменьшается и при некотором значении разности потенциалов U_s , соответствующем условию (35.6), зарядка электрометра прекращается.

В случае сферического конденсатора спад фототока с возрастанием тормозящего потенциала получается очень резким. Это позволило очень точно определять U_s для каждой данной частоты ν .

Из (35.5) и (35.6) следует, что U_s является линейной функцией частоты ν падающего света:

$$U_s = \frac{h}{e} \nu - P \quad (35.7)$$

(рис. 1.147). Точка пересечения прямой $U_s = f(\nu)$ с осью абсцисс

($U_s=0$) дает значение граничной частоты $\nu_{\text{мин}} = \frac{c}{\lambda_{\text{макс}}}$, ниже которой (при $\nu < \nu_{\text{мин}}$ или $\lambda > \lambda_{\text{макс}}$) фотоэффект прекращается. Отсюда далее можно найти работу вырывания электрона из металла

$$eP = h\nu_{\text{мин}}. \quad (35.8)$$

Экстраполируя прямую до пересечения с осью ординат, получаем также значение $-P$ (см. рис. 1.147).

На рис. 1.147 приведен график зависимости U_s от ν , полученной Лукирским для одного из металлов. Экспериментальные точки прекрасно укладываются на прямую. Тангенс угла наклона прямой, согласно (35.7), равен

$$\text{tg } \alpha = \frac{\Delta U_s}{\Delta \nu} = \frac{h}{e}. \quad (35.9)$$

Зная e , можно, таким образом, определить h . В целом экспериментальная зависимость $U_s = f(\nu)$

подтверждает справедливость закона сохранения энергии (35.5) в элементарном акте фотоэффекта.

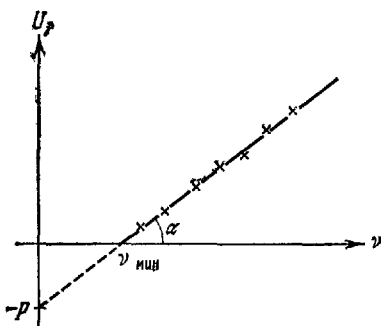


Рис. 1.147.

§ 36. Практические применения фотоэффекта. Фотоэлементы

Фотоэлектрические явления нашли огромное применение в технике; использование их позволило осуществить звуковое кино, телевидение, видение в темноте и т. д. Поэтому фотоэлектрический эффект представляет интерес не только как явление, изучение которого сыграло особую роль в установлении правильного взгляда на природу света, но и для инженерной практики.

В зависимости от судьбы электронов, поглотивших фотон, различают три основных вида фотоэффекта:

1. В металлах наблюдается описанный выше, в предыдущем параграфе, внешний фотоэффект. Падающий на поверхность металла свет испытывает поглощение свободными электронами практически в очень тонком слое вещества. Поглотив фотоны, электроны приобретают энергию $h\nu$, достаточную для преодоления работы выхода, и часть из них вырывается наружу в вакуум или газ.

2. В прозрачном диэлектрике и полупроводнике фотон поглощается внутри кристалла электроном, связанным с определенным атомом решетки. При таком внутреннем фотоэффекте электрон вырывается из атома, но остается внутри кри-