

ристка — зависимость фототока от напряжения на Ф. при пост. значении светового потока; позволяет определить оптим. рабочий режим Ф. У ВФ рабочий режим выбирается в области насыщения (область, в к-рой фототок практически не меняется с ростом напряжения); такой режим обычно устанавливается при напряжениях 50—100 В. У ПФ (напр., кремниевого, освещаемого лампой накаливания) значения фототока могут достигать при оптим. нагрузке (в расчёте на 1 см² освещаемой поверхности) неск. десятков мА, а фотоздс — неск. сотен мВ. Темновой ток (для ВФ) — ток в отсутствие освещения; определяется термозмиссией фотокатода и токами утечки, его величина 10⁻⁸—10⁻¹⁴ А. Кпд, или коэф. преобразования солнечного излучения (для ПФ, используемых в качестве преобразователей энергии), — отношение электр. мощности, развиваемой Ф. в номинальной нагрузке, к падающей световой мощности; кпд достигает 15—18%.

Ф. широко применяются в автоматике и телемеханике, фотометрии, измерит. технике, метрологии, при оптич. астрофиз. исследованиях, в кино- и фототехнике, факсимильной связи и т. д.; перспективно использование ПФ в системах энергоснабжения космич. аппаратов, в морской и речной навигац. аппаратуре, устройствах питания радиостанций и др.

Лит.: Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д., Подруководниковые приборы, 4 изд., М., 1987; Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н., Вакуумные фотоэлектронные приборы, 2 изд., М., 1988. В. А. Гаванин, И. П. Воронаев.

ФОТОЭФФЕКТ — испускание электронов веществом при поглощении им квантов эл.-магн. излучения (фотонов). Ф. был открыт Г. Герцем (G. Hertz) (1887), к-рый установил, что длина искры в разряднике увеличивается при попадании на его металлич. электроды света от искры др. разрядника. Первые исследования Ф. выполнены А. Г. Столетовым (1888). Ф. Ленард (Ph. Lenard) и Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) (1889) доказали, что при Ф. испускаются электроны. Открытие и исследование Ф. сыграло важную роль в эксперим. обосновании квантовой теории. Только на основе гипотезы о квантовании энергии эл.-магн. поля, проявляющемся в процессах испускания и поглощения света, А. Эйнштейну (1905) удалось объяснить осн. закономерности Ф.: независимость макс. кинетич. энергии фотоэлектронов \mathcal{E}_{\max} от интенсивности света, линейную зависимость \mathcal{E}_{\max} от его частоты ω и существование граничной (мин.) частоты ω_0 (пороговой энергии $h\omega_0$) Ф. За работы по фотоэффекту Эйнштейну была присуждена Нобелевская премия (1921).

Свободный электрон не может поглотить фотон, т. к. при этом не могут быть одновременно соблюдены законы сохранения энергии \mathcal{E} и импульса p . Это видно уже из того, что для оптич. перехода свободного электрона из состояния \mathcal{E}_1, p_1 в состояние \mathcal{E}_2, p_2 в отсутствие 3-го тела (конденсир. среды, атома или рассеянного фотона) законы сохранения энергии и импульса $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = h\omega, p_2 - p_1 = h\omega/c$ несовместимы ни при какой скорости электрона $v < c$. В конденсир. среде связь электрона с окружением характеризуется *работой выхода* Ф. Согласно ур-нию Эйнштейна, кинетич. энергия фотоэлектрона $\mathcal{E} = h\omega - \Phi$. При темп-ре $T = 0$ К и не очень высокой интенсивности света, когда *многофотонные процессы* практически отсутствуют, Ф. возникает только при $h\omega \geq \Phi$. По установившейся терминологии, Ф. в конденсир. среде наз. *фотоэлектронной эмиссией*, а переход электрона из одного из связанных состояний в атоме или молекуле в непрерывный спектр наз. фотоионизацией (см. *Ионизация*). Для водородоподобного атома необходимая для фотоионизации энергия фотона равна

$$h\omega_n = \mathcal{E}_n = -\frac{me^4 Z^2}{2h^2 n^2},$$

где Z — заряд ядра в единицах заряда электрона, n — гл. квантовое число связанного состояния. Энергия, необходимая для перевода электрона из осн. состояния в атоме ($n=1$) в состояние непрерывного спектра с нулевой кинетич. энергией, наз. энергией ионизации атома, а если она измеряется в эВ — потенциалом ионизации I . В водо-

родоподобном атоме $I = me^4 Z^2 / 2h^2 = I_0 Z^2$, где I_0 — энергия ионизации атома водорода. В многоэлектронных атомах фотоны достаточно большой энергии могут выбивать электроны из разных электронных оболочек. Такие атомы имеют неск. потенциалов ионизации.

Др. характеристика Ф. — сечение фотоионизации σ . Оно равно отношению числа актов ионизации, происходящих на один атом в единицу времени в единице объёма, к интенсивности потока фотонов (монохроматически). Величина σ может быть вычислена аналитически для атома водорода и для водородоподобного иона с зарядом ядра $Z \ll 137$. В нерелятивистском случае ($h\omega \ll mc^2$) дифференц. сечение фотоионизации с испусканием электрона в элемент телесного угла $d\Omega$

$$d\sigma = 2^7 \pi \alpha \frac{a_0^2}{Z^2} \left(\frac{I}{h\omega} \right)^4 \frac{\exp(-4\chi \arctg \chi)}{1 - \exp(-2\pi \chi)} (nl)^2 c l_0,$$

где $\alpha = e^2/hc \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $a_0 = h^2/me^2$, $\chi = Ze^2/hv$, n — единичный вектор направления вылета электронов, l — единичный вектор поляризации фотонов. Величина $(nl)^2$ определяет угл. распределение фотоэлектронов. В полярных координатах с осью oz вдоль направления распространения света угл. распределение фотоэлектронов имеет вид

$$\sigma(\vartheta, \phi) \propto \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi / (1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta)^4 \approx \sin^2 \vartheta \cos \phi (1 + 4 \frac{v}{c} \cos \vartheta).$$

При малых скоростях электронов ($v \ll c$) они вылетают в осн. в направлении электр. вектора световой волны.

При неполяризованном свете максимум распределения лежит в экваториальной плоскости $\vartheta = \pi/2$. С увеличением $h\omega$ и соответственно v максимум смещается в направлении распространения света на величину угла $\vartheta_{\max} \approx \pi/2 - 4v/c$ (рис. 1). Полное сечение Ф. для перехода из основного 1s-состояния (см. *Атом*)

$$\sigma = \frac{2^9 \pi^2 \alpha a_0^2}{3} \left(\frac{I}{h\omega} \right)^4 \frac{\exp(-4\chi \arctg \chi)}{1 - \exp(-2\pi \chi)}$$

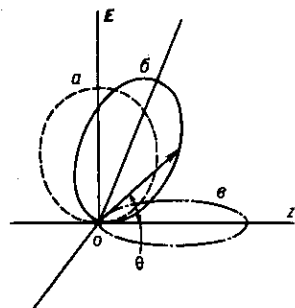


Рис. 1. Угловое распределение фотоэлектронов. Полярная диаграмма в плоскости $\phi = 0$. Ось oz — направление распространения излучения, ось ox — направление электрического вектора световой волны; a_1 — $h\omega \ll mc^2$, a_2 — $h\omega \leq mc^2$, a_3 — $h\omega \gg mc^2$.

Видно, что непосредственно у порога Ф. сечение σ стремится к постоянной величине. Предельное значение σ при $h\omega \rightarrow I$ ($\chi \rightarrow \infty$) равно

$$\sigma_{\max} = \frac{2^9 \pi^2 \alpha a_0^2}{3e^4 Z^2}$$

(здесь $e = 2,718 \dots$).

При небольшом превышении $h\omega$ над I , когда ещё $h\omega - I \ll I$ ($\chi \gg 1$), $\sigma \sim (I/h\omega)^{8/3}$. При $h\omega - I \approx I$ ($\chi \sim 1$) $\sigma \sim (I/h\omega)^3$, а вдали от границы поглощения при $h\omega \gg I$ ($\chi \ll 1$, но ещё $h\omega \ll mc^2$) $\sigma \sim (I/h\omega)^{7/2}$. В табл. приведены потенциалы ионизации и сечения фотоэффекта неких атомов и молекул, а на рис. 2 — зависимости $\sigma(h\omega/I)$ для атомов H, He и иона H⁺.

Для нерелятивистских скоростей фотоэлектронов получены точные ф-лы для σ возбуждённых атомов (переходы из состояния с $n > 1$). В приближённых расчётах для $n \geq 1$ и $h\omega \leq I$ часто используются квазиклассические Крамерса ф-лой:

$$\sigma_n = (2^6 \pi \alpha a_0^2 / 3^{3/2} Z^2 n^5) (I/h\omega)^3.$$