

Атом	$I, \text{эВ}$	$\sigma, 10^{-18} \text{см}^2$	Атом	$I, \text{эВ}$	$\sigma, 10^{-18} \text{см}^2$
H	13,5985	6,3	Ar	15,760	35
^4He	24,5876	7,4	K	4,341	0,012
Li	5,392	2,5	Ca	6,113	0,45
Be	9,323	8,2	Ga	5,999	0,2
C	11,260	11	Kr	13,9997	35
N	14,534	9	Rb	4,177	0,11
O	13,618	2,6	In	5,786	0,3
F	17,423	6	Cs	3,894	0,22
Na	5,139	0,12	Tl	6,108	4,5

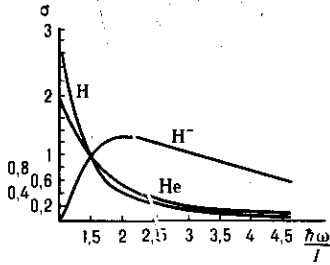


Рис. 2. Зависимость сечения фотоэффекта σ из основных состояний атомов H, He и иона H^+ от энергии фотонов. Масштабы кривых (в относительных единицах) выбраны так, чтобы $\sigma = 1$ при $h\omega/I = 1,5$.

В многоэлектронных атомах со средними и большими Z в рентг. и γ -излучении Ф. происходит на электронах внутр. оболочек, в осн. на K -электронах. При увеличении $h\omega$ и достижении значения $h\omega = I_K$ σ скачкообразно увеличивается. При дальнейшем возрастании энергии фотонов в конкуренцию с Ф. вступает рассеяние фотона на электроне (*Комптона эффект*), а в релятивистском случае, когда $h\omega/2mc^2 \geq 1$ — рождение электрон-позитронных пар. На рис. 3 приведены зависимости сечений трёх процессов от энергии фотонов при прохождении излучения через молибден ($Z=42$), к-рые дают представление об их соотношении. При очень больших энергиях фотонов ($h\omega \gg mc^2$, ультрарелятивистский случай) сечение Ф. равно

$$\sigma = 2\pi Z^5 \alpha^4 (e^4/m^2 c^4) \gamma^{-1}, \text{ где } \gamma = 1/(1 - (v/c)^2)^{1/2},$$

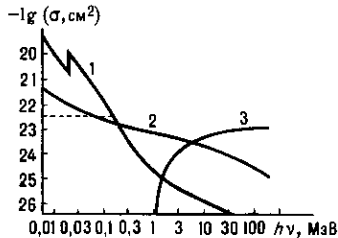


Рис. 3. Сечения фотоэффекта (1), рассеяния фотонов (2) и рождения пар (3) в молибдене ($Z=42$).

фотоэлектроны испускаются в осн. в малый телесный угол в направлении распространения излучения.

Механизм Ф. на валентных электронах водородоподобных примесных атомов в *полупроводниках* при $h\omega < \mathcal{E}_G$ (\mathcal{E}_G — ширина запрещённой зоны полупроводника) подобен описанному с той разницей, что атом находится в кристалле и в него же испускаются фотоэлектроны. Вследствие этого в соответствующих выражениях фигурируют диэлектрич. проницаемость кристалла и эфф. масса электрона. В водородоподобных примесях нек-рых полупроводников σ может достигать $\sim 10^{-15} \text{см}^2$.

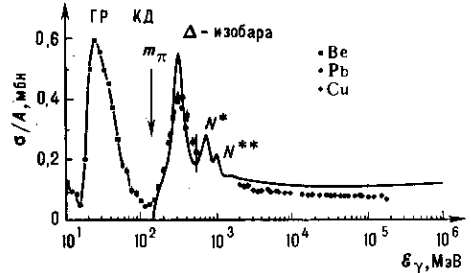
Лит.: Эйнштейн А., Собр. научных трудов, т. 3, М., 1966, с. 92, 128; Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., т. 2, М., 1956, с. 372—420; Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960, с. 464—503; Бете Г., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1965, с. 205—10; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968, с. 231—39; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977, с. 248—55; с. 261—68; Физические величины. Справочник, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, М., 1991, с. 409—12.

Т. М. Лифшиц.

ФОТОЭФФЕКТ ВНЕШНИЙ — то же, что *фотоэлектронная эмиссия* (см. также *Фотоэффект*).

ФОТОЭФФЕКТ ВНУТРЕННИЙ — возникновение свободных носителей заряда — электронов и (или) дырок в твёрдом теле при поглощении в нём квантов эл.-магн. излучения (фотонов). Ф. в. является первичным актом в явлениях *фотоэдр.*, *фотопроводимости*, фотомагнитоэлектр. и др. эффектов в *полупроводниках*.

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — ядерные превращения, идущие при поглощении γ -квантов ядрами. К Ф.р. относится также процесс рассеяния γ -квантов. Энергетич. зависимость полного сечения поглощения γ -квантов разл. ядрами, отнесённого к одному нуклону σ/A (A — число нуклонов в ядре), приведена на рис. Сплошной линией пока-



зано полное сечение поглощения γ -кванта свободным протоном в зависимости от энергии γ -кванта ϵ_γ . Ф-цию $\sigma(\epsilon_\gamma)$ принято разбивать на 4 области в зависимости от доминирующего механизма поглощения γ -квантов. Первая — область гигантского дипольного резонанса (ГР). Осн. механизм поглощения γ -квантов в этой области связан с поглощением γ -кванта одним нуклоном, приводящим к возбуждению собственных дипольных колебаний протонов относительно нейтронов. В лёгких ядрах максимум ГР приходится на область энергий от 20 до 25 МэВ. С ростом A максимум сдвигается в сторону меньших энергий. В тяжёлых ядрах он расположен в районе 13 МэВ. Наряду с дипольными колебаниями в ядре могут возбуждаться квадрупольные, октупольные и др. типы колебаний, но их роль в Ф. р. менее существенна (см. *Гигантские резонансы*).

Процесс дипольных колебаний завершается в осн. вылетом нуклонов. В лёгких ядрах это протоны и нейтроны. С меньшей вероятностью вылетают лёгчайшие ядра — *дейтерия*, *трития*, ^3He и ^4He (α -частицы). Заметную долю составляют события, в к-рых наблюдается вылет неск. заряж. частиц, что особенно характерно для изотопов Li, Be и их ближайших соседей. По мере увеличения атомного номера Z ядра интенсивность всех каналов, за исключением нейтронного, ослабевает. В области актинидов наряду с испусканием нейтронов происходит деление ядра (см. *Деление ядер*).

После поглощения γ -квантов лёгкими ядрами нуклоны вылетают непосредственно в процессе дипольных колебаний. По мере увеличения A усиливается роль последовательных столкновений нуклона, поглотившего γ -квант, с остальными нуклонами ядра. В результате этого нуклоны покидают ядро уже не на начальной, а на предравновесной стадии реакции, а в тяжёлых ядрах — в значит. степени и в равновесной стадии. Вследствие этого распределение фотонуклонов по энергии в области гигантского резонанса близко к максвелловскому. Отклонение от этого распределения наблюдается для фотонейтронов в высокоэнергетич. части спектра.

Вторая область начинается на «хвосте» гигантского резонанса и простирается до порога рождения пионов. Одно-нуклонный механизм поглощения γ -квантов постепенно переходит в двухнуклонный, когда γ -кванты начинают поглощаться преим. нейтрон-протонной парой, имеющей те же квантовые числа, что и *дейтрон*. Поэтому эта область получила назв. квазидейтронной (КД). Сечение поглощения пропорц. величине NZ/A (N — число нейтронов