

$\sigma_{\text{макс}}$ обладает грань {100}, наименьшим — {110}. Максимумы на зависимости σ (ϵ_n) и δ (ϵ_n) объясняются тем, что при увеличении ϵ_n коэф. σ и δ сначала возрастают за счёт увеличения общих потерь энергии первичными электронами в зоне выхода истинно вторичных

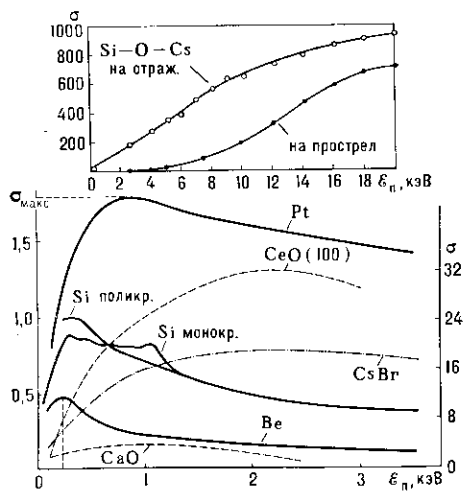


Рис. 6. Зависимости σ (ϵ_n) [для CsBr, CaO левый масштаб, CaO (100) — правый масштаб].

электронов и за счёт роста η и ширины самой зоны выхода. С дальнейшим ростом ϵ_n (при $\epsilon_n > \epsilon_{nm}$) толщина λ уже не зависит от ϵ_n , а δ_0 и S уменьшаются из-за уменьшения общего кол-ва энергии, передаваемой первичными и неупруго отражёнными электронами электронам вещества в зоне выхода.

Угловая зависимость коэф. $\sigma(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $\delta(\varphi)$ при $\epsilon_n > 0,3$ кэВ более резко выражена для больших ϵ_n и веществ с малыми Z . При $\varphi = 89^\circ$ абс. значения η для всех веществ 0,75—0,9. С ростом φ максимум на кривой σ (ϵ_n) становится более широким и смещается в сторону больших ϵ_n . Для диэлектриков η с ростом φ всегда возрастает, а σ при $\epsilon_n \leq 1$ кэВ либо возрастает, либо остаётся неизменным или уменьшается. В области $\epsilon_n \sim 0,1$ кэВ для поликристаллов γ от φ не зависит, а для монокристаллов кривые $\gamma(\varphi)$, $\eta(\varphi)$ и $\sigma(\varphi)$ имеют структуру, зависящую от φ и грани кристалла. Её осн. максимумы наблюдаются при углах, совпадающих с направлениями плотной упаковки. Для монокристаллов полупроводников при снижении электронного сродства кривые $\sigma(\epsilon_n)$ и $\delta(\epsilon_n)$ испытывают инверсию (на месте максимумов появляются минимумы).

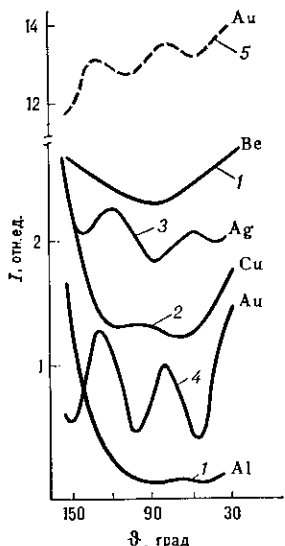


Рис. 7. Угловое распределение упруго и неупруго отражённых электронов при ϵ_n , равных (в кэВ): 1—0,1; 2—0,2; 3—0,3; 4—0,6; 5—0,5; кривые сдвинуты вверх для Be на 2,0, Cu на 0,6 и Ag на 1,4.

Угловое распределение истинно вторичных электронов $I(\theta)$ при $\epsilon_n > 1$ кэВ и $\varphi \leq 60-85^\circ$ приблизительно косинусоидальное. При $\epsilon_n > 0,1$ кэВ (независимо от φ) угл. распределение упруго отражённых электронов (рис. 7) обладает такой же дифракц. структурой, зависящей от

ϵ_n и Z , как и сечение упругого рассеяния электронов на атоме, но с меньшей контрастностью из-за краткого рассеяния нек-рой части электронов (для Au $\sim 30\%$). Угл. распределение неупруго рассеянных электронов для лёгких веществ (Be, Al) — косинусоидальное при $\varphi = 0$ и сильно вытянуто в зеркальном направлении при $\varphi = 60-85^\circ$ (малоугловое рассеяние). При $\epsilon_n \geq 1$ кэВ для веществ со средними и большими Z наблюдаются электроны рассеянные как на малые углы (при больших φ), так и на углы $\sim 180^\circ$.

Т. к. неупругое отражение обусловлено упругим взаимодействием электронов с атомами твёрдого тела и их последующим торможением без сущ. изменения направления движения (модель непрерывных потерь), то угл. распределение неупруго рассеянных электронов отражает особенности угл. распределения упруго отражённых.

Полной теории В. э. э. пока не существует. Отд. особенности В. э. э. описываются либо в рамках квантовой механики (упругое рассеяние электронов, возбуждение внутренних истинно вторичных электронов), либо в рамках кинетич. ур-ния Больцмана (транспорт внутренних истинно вторичных электронов и их размножение — каскадный процесс). Особенности В. э. э. монокристаллов объясняются с помощью теории дифракции электронов.

Применение. В. э. э. используется для усиления электронных потоков в эл.-вакуумных приборах (вторичные и фотоэлектронные умножители, усилители яркости изображения и т. д.), для записи информации в виде потещ. рельефа на поверхности диэлектрика (электронно-лучевые приборы). В. э. э. играет также важную роль в работе ряда высококачественных приборов. В ряде случаев В. э. э. — «вредный» эффект, напр. при зарядке стекла и диэлектриков в эл.-вакуумных приборах.

Лит.: Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Бронштейн И. М., Фрайман Б. С., Вторичная электронная эмиссия, М., 1969; Афанасьев А. Г., Бронштейн И. М., Упругое отражение электронов и вторичная электронная эмиссия CsI при малых энергиях вторичных электронов, Изв. АН СССР, сер. физ.-мат., 1973, т. 37, № 12, с. 2492; их же, Распределение вторичных электронов по энергиям для CsI и KI, ФТТ, 1976, т. 18, с. 1129; Шульман А. Р., Фридрихов С. А., Вторично-эмиссионные методы исследования твёрдого тела, М., 1977; Бронштейн И. М., Стожаров В. М., Новые данные об угловом и энергетическом распределении вторичных электронов, Изв. АН СССР, сер. физ.-мат., 1979, т. 43, № 3, с. 500; Короблев В. В., Майоров А. А., Анизотропия эмиссии вторичных и оже-электронов для монокристаллов со сниженной работой выхода, там же, с. 635.

И. М. Бронштейн, В. В. Короблев.

ВТОРИЧНОЕ КВАНТОВАНИЕ — метод рассмотрения квантовой системы, при к-ром роль независимых переменных играет число частиц в заданном состоянии. В. к. возникло при рассмотрении нерелятивистских систем, состоящих из тождественных частиц. Для безчастиц (подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна) метод В. к. развит в 1927 П. Дираком (P. Dirac, 1927) и в том же году П. Йорданом (P. Jordan) и О. Клейном (O. Klein), для ферми-частиц (подчиняющихся статистике Ферми — Дирака) — Ю. Вигнером (E. Wigner) и Йорданом (1928). Этот метод позволяет рассматривать системы с большим числом степеней свободы и системы с переменным числом частиц. Аппарат В. к. имеет широкое применение в статистич. физике и квантовой теории поля, где рассматриваются процессы с рождением и уничтожением частиц.

В. к. нерелятивистских систем. Рассмотрим квантовомеханич. систему из N взаимодействующих частиц, находящихся во внем. поле. Пусть $\psi_1(\xi)$, $\psi_2(\xi)$, ... — нек-рая полная система одночастичных волновых ф-ций (ξ включает в себя как пространств. координату x , так и спиновую переменную s). Они могут, напр., соответствовать стационарным состояниям одной частицы во внем. поле. Можно ввести полную систему многочастичных волновых ф-ций след. образом. Пусть N_i — число частиц в состоянии ψ_i . Тогда состояние системы