

актов эмиссии, вызванных отдельными первичными электронами. Если $P(n)$ — вероятность испускания мишенью n (0, 1, 2, 3, ...) вторичных электронов под действием одного первичного, то $\sigma = \sum_{n=0}^{\infty} nP(n)$. При энергии первичных электронов $\mathcal{E}_n < 100$ эВ $\sigma = \delta + r$, при $\mathcal{E}_n > 100-200$ эВ $r \ll \eta$ и $\sigma = \delta + \eta$. Коэф. σ , δ , η и r зависят от \mathcal{E}_n , угла φ падения первичных электронов, ат. номера Z и структуры вещества, состояния поверхности, темп-ры (диэлектрики) и индексов $\{h k l\}$ грани, выходящей на поверхность в случае монокристалла (см. *Индексы кристаллографические*).

В области $\mathcal{E}_n \approx 1-50$ эВ зависимости $\sigma(\mathcal{E}_n)$ и $r(\mathcal{E}_n)$ крайне чувствительны к чистоте поверхности и для всех чистых веществ имеют немонотонный характер (рис. 2). Адсорбция инородных атомов, образующих на поверхности монокристалла монослой, может привести к сильному изменению тонкой структуры кривых $\sigma(\mathcal{E}_n)$ и $r(\mathcal{E}_n)$.

Упругое рассеяние. Для металла ($r \sim 0,05-0,5$) и диэлектрика ($r \sim 0,7-0,8$) при \mathcal{E}_n меньшей, чем работа выхода Φ и ширина запрещённой зоны \mathcal{E}_g , почти все вторичные электроны — упруго и квазиупруго отражённые первичные. Структура кривых $r(\mathcal{E}_n)$ определяется энергетич. зонной структурой приповерхностной области эмиттера (см. *Зонная теория*), рассеянием



Рис. 3. Зависимости коэффициента упругого отражения r от энергии первичных электронов \mathcal{E}_n .

электронами в отд. атомах, резонансным упругим рассеянием у порогов коллективных и одночастичных возбуждений электронов твёрдого тела, открытием неупругих каналов, а в случае монокристалла также и дифракцией электронов. В области $\mathcal{E}_n = 0,1-0,3$ кэВ величина $r < 0,06$, а на кривых $r(\mathcal{E}_n)$ (рис. 3) имеются максимумы при $\mathcal{E}_n^* = Z^2/8$. Для монокристаллов зависимость $r(\mathcal{E}_n)$ имеет, кроме того, тонкую структуру, обусловленную дифракцией электронов (см. *Дифракция частиц*).

Неупругое рассеяние электронов обусловлено рассеянием и торможением первичных электронов при их движении внутри эмиттера. Характер кривых $\eta(\mathcal{E}_n)$ зависит от Z (рис. 4). Неупруго рассеянные электроны выходят из разных глубин d вплоть до

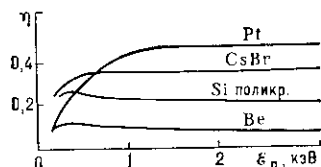


Рис. 4. Зависимости коэффициента неупругого рассеяния от \mathcal{E}_n .

не зависит от угла падения φ . Для лёгких веществ вследствие более прямолинейного движения электронов $d_{\text{макс}}$ уменьшается с ростом φ . Поток неупруго рассеянных электронов состоит из диффузно рассеян-

ных электронов и электронов, рассеянных на большие и малые углы. Последние обладают большей энергией, чем рассеянные диффузно. Вклады этих групп электронов в В. э. э. существенно зависят от \mathcal{E}_n , Z и φ . При $\mathcal{E}_n \geq 1$ кэВ ср. энергия неупруго рассеянных электронов:

$$\langle \mathcal{E} \rangle = (0,31 + 2,5 \cdot 10^{-3} Z) \mathcal{E}_n. \quad (2)$$

С уменьшением Z она уменьшается за счёт возрастания $d_{\text{макс}}$.

Истинно вторичные электроны эмитируются из приповерхностного слоя толщиной λ под действием первичных электронов и неупруго рассеянных электронов (рис. 5, а), поэтому $\delta = \delta_0 + \delta_1 = \delta_0 + kS\eta$, где δ_0 и S — количества электронов, образованных одним первичным электроном и одним неупруго рассеянным, $k = d_{\text{макс}} / (d_{\text{макс}} + \lambda)$. Для металлов при $\mathcal{E}_n > \mathcal{E}_{\text{пт}}$ $\lambda \ll d_{\text{макс}}$ и $\delta_1 = S\eta$. При $\mathcal{E}_n < \mathcal{E}_{\text{пт}}$ зона выхода λ не зависит от \mathcal{E}_n , а δ_0 и S уменьшаются с ростом \mathcal{E}_n . Уменьшение работы выхода приводит к гораздо большему росту δ_0 и S , чем σ . Поскольку неупруго отражённые электроны, пересекая зону выхода под всевозможными углами, проходит в ней больший путь, чем первичные электроны, то $S > \delta_0$. Для всех металлов и т. н. эффективных вторичных эмиттеров $S/\delta_0 \sim 3-9$, а $\delta_1/\delta_0 = -0,2-4$. Различие значений S и δ_0 , несмотря на одинаковые значения σ , приведет к тому, что при нанесении,

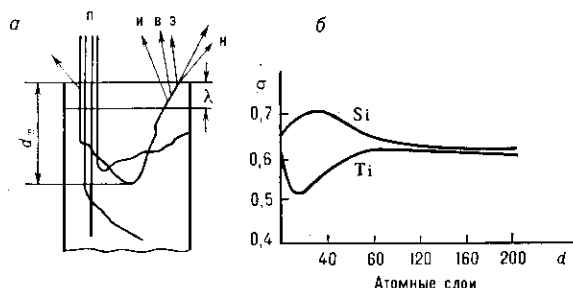


Рис. 5. а — Механизм вторичной электронной эмиссии: П — первичные электроны; Н — неупруго рассеянные электроны; ИВЭ — истинно вторичные электроны; б — Зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от глубины d проникновения первичных электронов при нанесении Si на Ti и Ti на Si; $\mathcal{E}_n = 1,2$ кэВ.

напр., Si на Ti или Ti на Si (для Si δ_0 и S больше, чем для Ti) зависимости $\sigma(d)$ имеют экстремумы при $d \approx \lambda$ противоположного характера (рис. 5, б).

Металлы, где истинно вторичные электроны в результате взаимодействия с электронами проводимости теряют столько энергии, что не могут покинуть мишень, характеризуются малыми значениями λ ($\sim 30 \text{ \AA}$), независящими от \mathcal{E}_n , φ и Φ , $\sigma_{\text{макс}} = 0,4-1,8$ (рис. 6). Для элементов наблюдаются периодич. зависимости $\delta(Z)$ и $\mathcal{E}_{\text{пт}}(Z)$.

В диэлектриках и эффективных эмиттерах с широкой запрещённой зоной \mathcal{E}_g и малым электронным средством χ внутри. Истинно вторичные электроны обладают энергией $\mathcal{E} < \mathcal{E}_g$, к-рому они могут терять в основном лишь на взаимодействие с фононами. Эти потери малы, поэтому такие эмиттеры характеризуются большими значениями $\lambda \sim 200-1200 \text{ \AA}$ и $\sigma_{\text{макс}} \sim 4-40$ (в зависимости от кол-ва дефектов в эмиттере). Эмиттеры с отрицат. электронным средством ($\chi < 0$) обладают рекордно большими значениями λ ($\sim 15000 \text{ \AA}$) ($\sigma_{\text{макс}} \sim 1000$ (рис. 6). Создание в диэлектриках (особенно в пористых веществах) сильного электрич. поля (10^7-10^8 В/м) приводит к росту σ до 50-100 (В. э. э., усиления поля). Для монокристаллов зависимости $\sigma(\mathcal{E}_n)$ и $\delta(\mathcal{E}_n)$ имеют структуру, зависящую от выбора грани кристалла и темп-ры. Для ряда металлов $\sigma_{\text{макс}}$ граней $\{100\}$, $\{110\}$ и $\{111\}$ больше $\sigma_{\text{макс}}$ поликристаллич. образца. Наибольшим