

Лекция-1

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Основные свойства электронов. Основные процессы при взаимодействии электронов с веществом. Рассеяние электронов. Характеристическое рентгеновское излучение. Тормозное рентгеновское излучение. Генерация вторичных электронов. Медленные вторичные электроны. Быстрые вторичные электроны. Оже-электроны. Генерация электронно-дырочных пар и катодoluminescения. Генерация плазмонов и фононов. Радиационные повреждения.

Основные свойства электронов

Приведем некоторые основные свойства электронов. Типичный ток электронов в ПЭМ 0.1- 1 μA соответствует около 10^{12} электронов в секунду проходит через поверхность образца. Скорость электронов при энергии 100 кэВ составляет около $1.6 \cdot 10^8$ м/с, т.е. 0.5с, так что расстояние между соседними электронами в пучке составляет в среднем 0.16 см. Поскольку толщина образца в ПЭМ около 0.1 μm , то, очевидно, что в любой момент в образце движется один электрон пучка.

В соответствии с волновой природой электрона, длина волны электрона

$$\lambda = h/p,$$

где h – константа Планка, p – импульс электрона. Полезно запомнить простое соотношение между длиной волны Де Бройля для эл-на и его энергией

$$\lambda = 1.22/E^{1/2},$$

где $[\lambda]=\text{nm}$, а $[E]=\text{эВ}$.

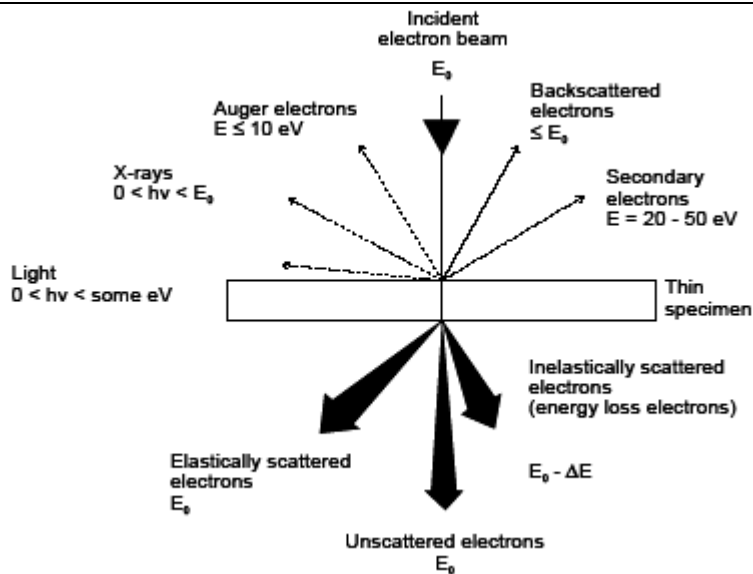
Скорости и длины волн электронов для некоторых энергий приведены в Табл. Табл.

Энергия, кэВ	Длина волны, λ , пм (10^{-12}м)	Скорость, (10^9м/с)
100	3.7	1.644
120	3.35	1.759
200	2.51	2.086
300	1.97	2.330
400	1.64	2.484
1000	0.87	2.823

Основные процессы при взаимодействии электронов с веществом.

Прохождение пучка эл-в с энергией E_0 (incident electron beam на рис.1.1) через образец сопровождается многообразными явлениями, часть из которых схематично изображена на рис. 1.1.

Рис.1.1. Основные процессы при взаимодействии электронов с веществом.



Среди них – прежде все *рассеяние (elastically and inelastically scattered electrons)* и *дифракция* электронов, генерация *рентгеновского излучения (X-rays)*, фотонов низкой энергии (*light*), *Оже-электронов (Auger electrons)*, и т.д.. Все эти процессы важны для электронной микроскопии и будут здесь кратко рассмотрены. Интенсивность процесса характеризуется сечением процесса, обозначаемым σ и имеющим размерность $[\text{см}^2]$. Если образец имеет толщину t , плотность атомов N , плотность ρ , и атомный вес A , то интенсивность процесса, скажем, рассеяния, будет

$$Q_T t = N t \sigma_T = N_0 \sigma_T \rho t / A ,$$

где N_0 – число Авогадро. Значок T означает интенсивность полного или интегрального сечения, в отличие от дифференциального, описывающего угловое распределение,

$$d\sigma/d\Omega = (1/(2\pi \sin\theta)) d\sigma/d\theta.$$

Вместо сечения, имеющего размерность площади, часто используют среднюю длину пробега между последовательными актами взаимодействия (*mean free path*), приводящими к наблюдаемому процессу

$$\Lambda = 1/Q = A/(N_0 \sigma \rho)$$

Рассеяние электронов.

Для типичных толщин образцов ПЭМ (100нм), большинство электронов проходят его не испытав рассеяния (*unscattered electrons*), либо испытав один акт столкновения (*single scattering*), кратное число ($1 < n < 20$) столкновений (*plural scattering*) или многократное ($n > 20$) рассеяние (*multiple scattering*). Столкновения бывают упругими и неупругими.

Упругое рассеяние (elastically scattered electrons). Упругие столкновения – это такие, при которых энергия не расходуется на возбуждение атомов среды. Направление движения электрона может изменяться, но энергия практически не изменяется, т.е. $E \approx E_0$. Мы будем разделять упругое рассеяние на изолированном атоме и на системе атомов.

Упругое рассеяние на изолированном атоме. Проходя мимо атома на большом удалении от него, эл-н взаимодействует с эл-нами внешней оболочки и

испытывает рассеяние на небольшой угол. Если же эл-н налетает на атом с малым прицельным параметром, то рассеяние может быть на большой угол, вплоть до 180° . С большой вероятностью электрон будет рассеян вперед, однако имеется малая вероятность рассеяния на большой угол ($>90^\circ$).

Упругое рассеяние на малые углы обычно вызвано рассеянием на электронах, а на большие углы – на ядрах.

Обратнорассеянные эл-ны имеют энергию, близкую к начальной и несут информацию о поверхности, что важно для растровой электронной микроскопии (РЭМ). Поскольку рассеяние никогда не является истинно упругим (как минимум, эл-н испускает тормозное излучение), то разделение на упругое и неупругое рассеяние является достаточно условным.

Сечение упругого рассеяния описывается формулой Резерфорда:

$$d\sigma(\theta)/d\Omega = e^4 Z^2 / [16E_0^2 \sin^4(\theta/2)]$$

Проинтегрировав по углу от 0 до π , для интегрального сечения будем иметь:

$$\sigma_n = 1.62 \cdot 10^{-24} (Z/E_0)^2 \cot^2(\theta/2).$$

Здесь сечение не учитывает электронную экранировку заряда ядра. Помимо этого, оно для нерелятивистских скоростей, что также неверно для эл-в в ПЭМ. Экранировку учитывают введением параметра экранирования Бора

$$a_0 = 4\pi\hbar^2 \epsilon_0 / (m_0 e^2) = 0.0529 \text{ нм},$$

где ϵ_0 – диэлектрическая константа, и введением поправки на экранирование, заменяя $\sin^2(\theta/2)$ в (1.?) $[\sin^2(\theta/2) + (\theta_0/2)^2]$, где

$$\theta_0 = 0.117 Z^{1/3} / E_0^{1/2}, \text{ (} E_0 \text{ в кэВ)}$$

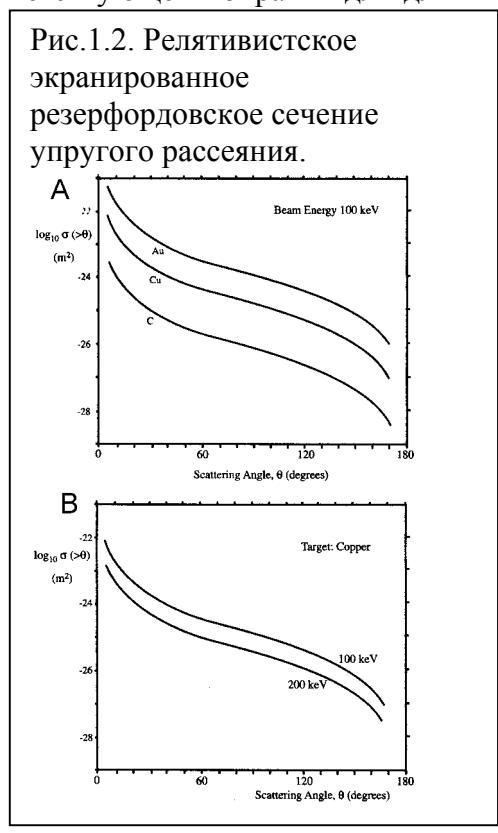
Релятивизм эл-в учитывают введением соответствующей поправки для длины волны электрона

$$\lambda = 2\pi\hbar / \{2m_0 E_0 [1 + E_0 / (2m_0 c^2)]\}^{1/2}.$$

Численные значения λ приведены в Табл.1.1. В результате для дифференциального сечения получаем $d\sigma(\theta)/d\Omega = \lambda^4 Z^2 / \{64\pi^4 (a_0)^2 [\sin^2(\theta/2) + (\theta_0/2)^2]^2\}$. Это т.н. **экранированная релятивистская формула Резерфорда**, хорошо работающая до энергий 300-400 кэВ и для $Z < 30$, т.е для большинства практических случаев ПЭМ. Графики некоторых сечений приведены на рис.1.2.

Важно помнить, что сечение рассеяния (σ , Q) эл-нов уменьшается с ростом энергии E_0 , так что большая доза требуется для регистрации изображения в ПЭМ с $E_0 = 300$ кэВ, чем с $E_0 = 100$ кэВ.

Сечение обратного рассеяния в ПЭМ весьма мало (доли %). Это приводит к тому, что их использование в ПЭМ не выгодно. Это не так в СЭМ, где фракция обратнорассеянных эл-нов составляет десятки % (30% для Cu).



Упругое рассеяние на системе атомов в отличие от классического *корпускулярного* подхода, описывается в рамках *волнового* механизма

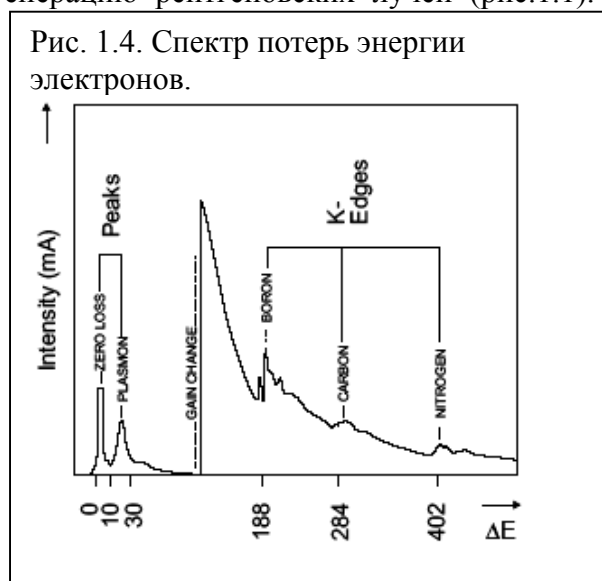
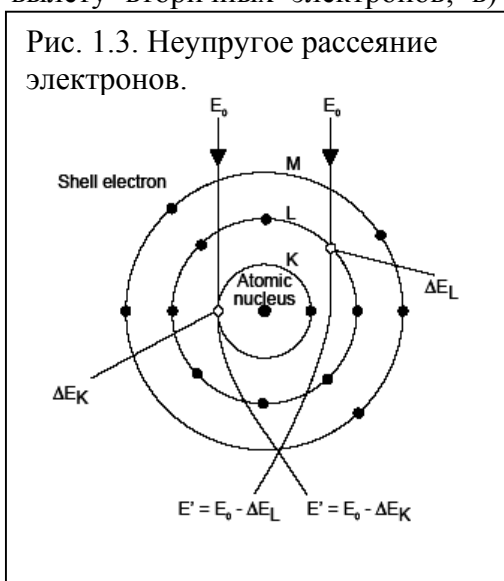
взаимодействия. Формула Резерфорда, даже с поправками на экранировку и релятивизм не могут точно описать процесс рассеяния, поскольку она игнорирует волновую природу электронов.

В волновом подходе взаимодействие описывается амплитудой, или фактором атомного рассеяния, который соотносится с дифференциальным сечением как

$$|f(\theta)|^2 = d\sigma(\theta)/d\Omega.$$

Именно волновому характеру электронов обязано такое явление как дифракция. Описанию этого явления в приложении к ПЭМ будет посвящена специальная лекция.

-Неупругое рассеяние. Энергия таких электронов (inelastically scattered electrons) $E < E_0$ - (energy loss electrons) теряется на а) коллективное взаимодействие с многими атомами; б) генерацию процессов, приводящих к вылету вторичных электронов; в) генерацию рентгеновских лучей (рис.1.1).

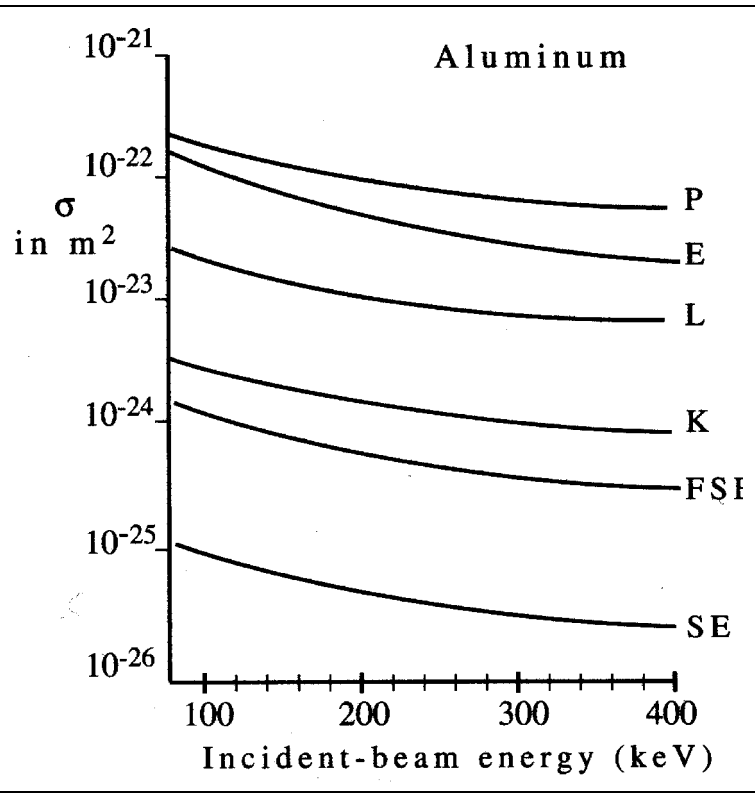


Механизм некоторых неупругих процессов схематично изображен на рис.1.3. Именно неупругие процессы лежат в основе методики EELS (electron energy-loss spectrometry), где измеряемый энергетический спектр эл-нов отражает различные неупругие потери, которые можно сопоставить с присутствием и концентрацией определенных элементов рис.1.4. Сопоставление сечений различных процессов для электронов разных энергий в алюминиевом образце приведено на рис. 1.5.

Характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ или X-ray emission).

Генерируемое электронным пучком рентгеновское излучение может иметь, в принципе, энергию γ -квантов до E_0 . Помимо того, что испускание рентгеновского излучения отражается в спектре EELS, на регистрации ХРИ основан аналитический метод XEDS (X-rays energy dispersive spectrometry), на котором мы остановимся в соответствующей лекции. Возбуждение ХРИ связано с образованием первичным электроном (пучка) вакансии, скажем, на К-

Рис. 1.5. Сечение различных процессов неупругого рассеяния в Al в зависимости от энергии эл-в, предполагая малоугловое рассеяние ($\theta \sim 0^0$). Р-возбуждение плазмонов; К, L – ионизация К- и L-оболочек, генерация быстрых (FSE) и медленных электронов (SE). Для сравнения приведено также сечение упругого рассеяния (E).



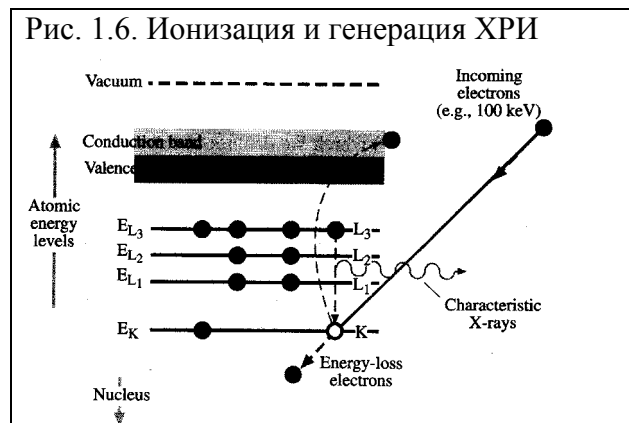
оболочке (рис.1.6). Эта вакансия может быть заполнена электроном внешней, скажем, L2-оболочки. Избыток энергии излучается в виде характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) (characteristic K-L X-ray emission). Вакансия на L-оболочке со временем заполняется электроном из валентной зоны или более внешней оболочки. При этом оставшийся избыток энергии испускается в форме светового кванта.

На рис. 1.7. приведены все возможные переходы ХРИ. Не все эти переходы наблюдаются в ПЭМ, и многие линии ХРИ не разрешимы в реальных условиях.

Для ионизации определенной оболочки и генерации ХРИ требуется определенная критическая энергия электронов E_c ($\sim E_{ХРИ}$).

Однако, при $E_0 \sim E_c$ интенсивность излучения невелика. Требуется некоторое превышение, характеризуемое фактором $=E_0/E_c > 1$. Большинство моделей,

Рис. 1.6. Ионизация и генерация ХРИ



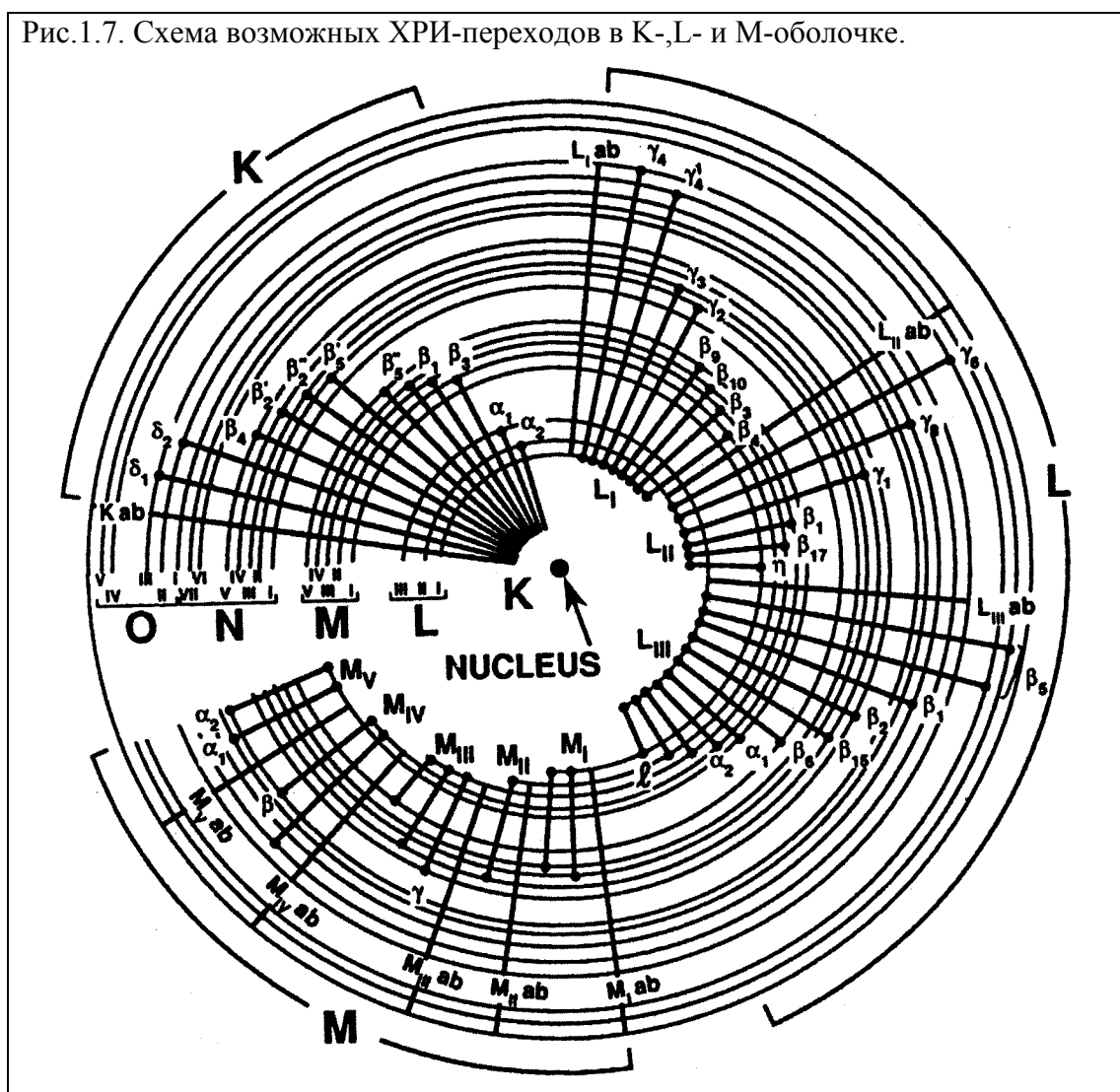
описывающих сечение ионизации являются вариациями модели Бете (1930) по которой

$$\sigma_1 = [\pi e^4 b_s n_s / (E_0 E_c)] \log(c_s E_0 / E_c),$$

где n_s – число эл-в в ионизируемой s-подоболочке, b_s , и c_s – константы для этой оболочки. С учетом релятивистских $m_0 v^2 / 2$ поправок формула Бете имеет вид:

$$\sigma_1 = \{ \pi e^4 b_s n_s / [(m_0 v^2 / 2) E_c] \} \log [c_s m_0 v^2 / (2 E_c) - \log(1 - \beta^2) - \beta^2].$$

Рис.1.7. Схема возможных ХРИ-переходов в K-,L- и M-оболочке.



Максимум сечения наблюдается, когда $U \cong 5$. В частности, при энергии $E_0 > 100$ кэВ и $E_c < 20$ кэВ фактор превышения $U > 5$ и сечение ионизации относительно постоянно. Однако, несмотря на это почти постоянство сечения, существует достаточно большая неопределенность в абсолютных значениях экспериментальных сечений. Отметим две особенности этого канала неупругих потерь:

- Электроны, ионизирующие атомы, отклоняются лишь на малый угол (< 10 мрад),
- Угловое распределение ХРИ – практически однородно по всему 4π .

Полезно запомнить очень простое соотношение между длиной волны и энергией испускаемых γ -квантов

$$\lambda = 1.24/E, \text{ где } [\lambda]=\text{нм}, [E]=\text{кэВ}.$$

Зависимость длины волны определенного ХРИ-перехода от атомного номера получена Мозли (1914):

$$\lambda = B/(Z-C)^2, \text{ где } B \text{ и } C \text{ константы.}$$

При образовании, скажем, К-вакансии с испусканием ХРИ конкурирует Оже-процесс. Эта конкуренция отражается еще одним параметром, называемым *выходом флуоресценции*, ω , резко зависящим от Z . Зависимость $\omega(Z)$ аппроксимируется выражением

$$\omega = Z^4/(a + Z)^4, \text{ где } a = 10^6 \text{ для К-оболочки.}$$

Для углерода ($Z=6$) $\omega \approx 10^{-3}$, для Ge ($Z=32$), $\omega \approx 0.5$. Отсюда:

XEDS не самый лучший способ детектировать легкие атомы! Лучше использовать EELS!

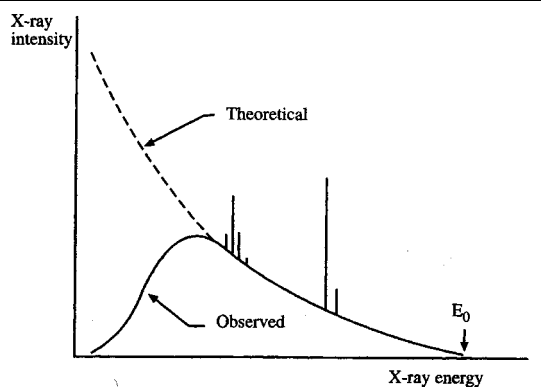
Тормозное рентгеновское излучение (Bremsstrahlung X-rays)

Электроны, сталкивающиеся с ядром с малыми прицельными параметрами, испытывают торможение в кулоновском поле ядра, что вызывает рентгеновское излучение, которое называют тормозным (ТРИ). Для оценки выхода ТРИ обычно используют сечение, выведенное Крамерсом (Kramers, 1923):

$$N(E) = KZ(E_0 - E)/E,$$

где $N(E)$ – число ТРИ-фотонов с энергией E , генерируемых электронами с энергией E_0 ; K – константа Крамерса, Z – атомный номер мишени. Примерный вид спектра изображен на рис. 1.8. В отличие от ХРИ, ТРИ резко анизотропно, направлено резко вперед.

Рис.1.8. Спектр ТРИ. Интенсивность излучения резко растет в области малых энергий γ -квантов, которые однако поглощаются в мишени. На спектр ТРИ накладывается спектр ХРИ, изображенный вертикальными линиями.



Генерация вторичных электронов

Вторичные эл-ны (ВЭ, secondary electrons=SEs) можно разделить на три группы:

- Медленные ВЭ = МВЭ (<50 эВ) (slow SEs), выбитые из валентной зоны или зоны проводимости.
- Быстрые БВЭ (fast SEs=FSEs), выбитые из внутренних оболочек атомов. Вероятность выбивания быстрых ВЭ мала, но если это происходит, то они забирают до 50% энергии исходных эл-в.
- Эл-ны Оже (Auger electrons).

Особую роль ВЭ играют в СЭМ, о чем мы будем говорить отдельно. Ниже мы остановимся на той роли, которую играют ВЭ в ПЭМ.

Медленные вторичные электроны. Согласно рис. 1.5 МВЭ (SE) дают наименьший вклад в неупругие процессы, однако, этот процесс достаточно интенсивен, чтобы его можно было использовать в ПЭМ.

Большую часть МВЭ составляют свободные эл-ны, т.е. не связанные с определенным атомом. Поскольку энергия МВЭ мала, то они могут вылетать только из приповерхностных слоев. Поэтому, МВЭ используются в ПЭМ для *изображения поверхности* образца. Это стандартная методика для СЭМ находит все большее применение и в сканирующей ПЭМ (СПЭМ= STEM), где с помощью МВЭ, получают изображение топографии поверхности с очень высоким изображением.

СПЭМ изображение поверхности с помощью МВЭ имеет гораздо более высокое разрешение, чем СЭМ!

В последние годы в СЭМ, также как и в ПЭМ, используются полевые источники электронов (FEG=field emission gun) (см. Лекцию-3), которые в СЭМ обеспечивают разрешение лучшее чем 1 нм при 30 кэВ. СПЭМ при $E_0=100$ кэВ, обеспечивает такое разрешение даже без использования FEG-источников.

Число МВЭ с энергиями $>\sim 50$ эВ весьма мало, и возрастает до максимума при ~ 5 эВ. Считается, что выход МВЭ на один электрон пучка не зависит от E_0 . Зависимость от Z считается слабой. Угловое распределение не существенно для СПЭМ, поскольку используется сильное поле, которое собирает почти все вылетевшие МВЭ. Но число МВЭ возрастает с увеличением угла наклона образца, стремясь к максимуму при ориентации образца параллельно пучку, подобно закону Ламберта для отражения видимого света от шероховатой поверхности.

Быстрые вторичные электроны (БВЭ=FSE). БВЭ получают значительную долю эл-нов пучка. Из рис. 1.5 видно, что сечение генерации БВЭ на порядок больше, чем сечение для МВЭ. Для СЭМ, где $E_0 < 30$ кэВ, это не вызывает проблем, однако, в ПЭМ БВЭ могут иметь энергии $\sim 50-200$ кэВ, так что БВЭ вылетают из больших глубин из образца. Это приводит к ухудшению пространственного разрешения при микроанализе в аналитических электронных микроскопах (АЕМ), а также к генерации ХРИ, усложняя интерпретацию данных по ХРИ. Таким образом, БВЭ не представляя проблемы для изображения в ПЭМ, являются проблемой для химического анализа.

БВЭ в ПЭМ нежелательны и, вместе с тем, неизбежны. Они не используются для формирования изображения или для спектроскопии, но они ухудшают разрешение в обоих случаях.

Возможно, что БВЭ будут являться главным ограничением возможностей ПЭМ.

Оже-электроны (ОЭ=Auger electrons), как уже сказано, конкурируют с ХРИ и обычно имеют энергию до 10 эВ. Процесс схематично показан на рис.1.9. Он разделяется на два этапа. На первом электрон пучка выбивает электрон К-оболочки. На втором, образующаяся вакансия заполняется L3-электроном, избыток же энергии $\Delta E = E_K - E_L$ испускается в виде (3-го) L2 ОЭ. Это излучение называется излучением К-L3, L2 ОЭ. Образующаяся вакансия на L-оболочке заполняется электроном из внешней (валентной) оболочки, например M-оболочки (если она есть у атома) и остаток энергии излучается в виде низкоэнергетичного фотона. ОЭ имеют характеристический спектр,

зависящий от электронной структуры атома и почти полностью идентичный спектру ХРИ.

Оже-процесс более вероятен в атомах с малой энергией связи электронов, т.е. в легких элементах. Типичные энергии ОЭ находятся в интервале от нескольких сот эВ до нескольких кэВ. ОЭ сильно поглощаются в образце.

Посему, регистрируемые ОЭ вылетают из приповерхностных слоев. Поэтому Оже-электронная спектроскопия (ОЭС, AES-Auger electron spectroscopy) признанный метод химического анализа поверхности. ХРИ не может конкурировать, поскольку слабее поглощается и вылетает со всей толщи образца. ОЭС накладывает особые требования на чистоту поверхности и, как следствие, ультра-высокого вакуума. Пока ОЭС/СПЭМ встречается лишь в разработках отдельных микроскопистов и чаще реализуется в специализированных аналитических СЭМ. С развитием ПЭМ ультра-высокий вакуум перестает быть чем-то особенным, поэтому ОЭС/СПЭМ имеет перспективы.

Рис. 1.9. Оже-процесс.

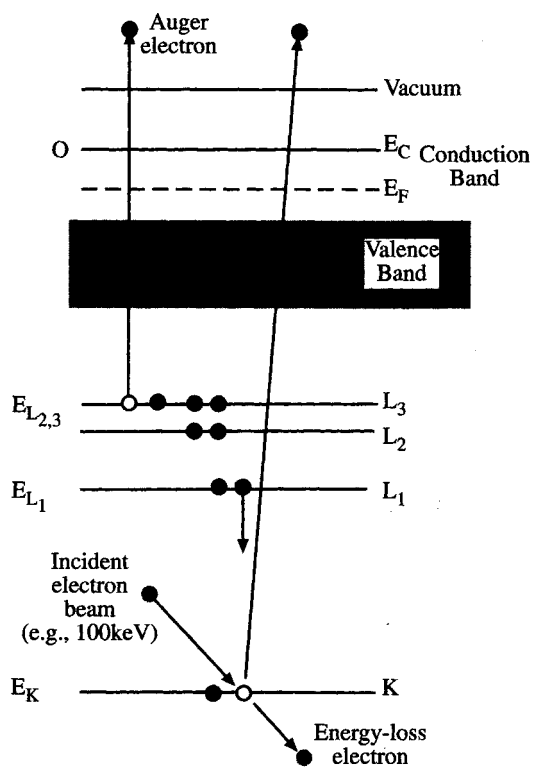
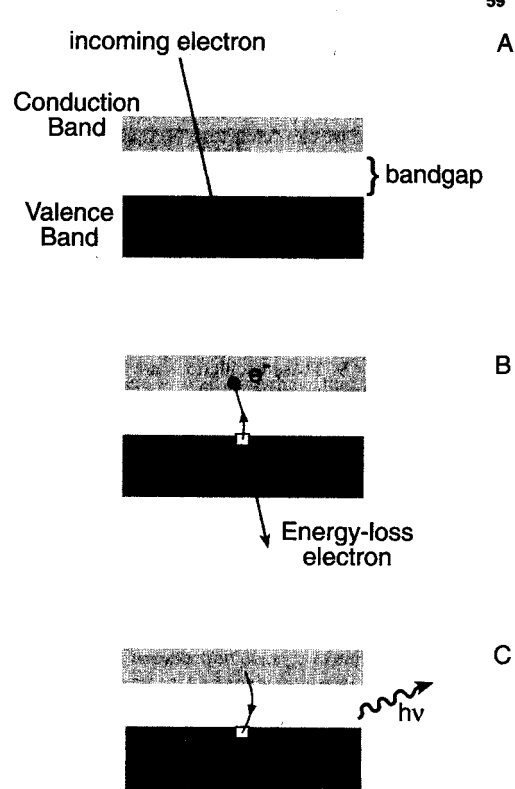


Рис. 1.10 Катодоллюминесценция.



Генерация электронно-дырочных пар и катодоллюминесценция

Выбивание электронов, возникновение электронно-дырочных пар – также процессы, происходящие в полупроводниковых и диэлектрических образцах при прохождении электронов пучка. Электронно-дырочные пары рекомбинируют и излучается фотон. Этот процесс называется *катодоллюминесценцией* (КЛ, CL=cathodoluminescence). Схематично процесс КЛ изображен на рис. 1.10. КЛ используется при исследовании полупроводников, дефектов и примесей в них.

Если к образцу приложить потенциал, или образец содержит p-n переход или барьер Шотки, то электроны и дырки можно разделить в поле прикладываемого потенциала и генерируемый таким образом ток (пикоамперный!) можно измерить. Образец является одновременно и детектором! Регистрируемый ток называют иногда «током, индуцированным электронным пучком» или EBIC-сигналом (“electron beam induced current”). Если EBIC-сигнал используется для формирования изображения, то это называется “charge collection microscopy”= ССМ.

КЛ и ССМ методы часто используются в СЭМ. Эти методы также могут использоваться в СПЭМ, хотя пока это достаточно редкие методы в ПЭМ.

Генерация плазмонов и фононов.

Плазмоны и фононы являются коллективными возбуждениями в твердом теле.

Плазмоны представляют собой продольные коллективные колебания валентных эл-нов, затухающие в течение фемтосекунд, так что эти волны локализованы в пределах до 10 нм. Как видно из рис. 1.5, генерация плазмонов имеет наибольшее сечение, является наиболее сильным каналом неупругих потерь. Плазмоны возникают в любом материале, имеющем слабо связанные эл-ны, но доминируют в металлах, особенно в таких металлах как алюминий, имеющих большую поверхность Ферми и, след-но, высокую плотность свободных электронов. Плазмонные осцилляции квантуются, средний пробег плазмона составляет ~100нм. Энергия плазмонов зависит от плотности свободных эл-нов, и т.о. от химического состава, хотя это и не используется сейчас для микроанализа.

Дифференциальное сечение плазмонного возбуждения получено Феррелем (Ferrel 1956)

$$d\sigma_0/d\Omega = 1/(2\pi a_0)[\theta_E/(\theta^2 + \theta_E^2)],$$

где θ -угол рассеяния и θ_E – т.н. «характеристический угол рассеяния», определяемый соотношением $\theta_E = E_p/(2E_0)$. Плазмонная энергия $E_p \sim 15-25$ эВ, поэтому, сечение (1.юю) является сильной функцией θ , резко падая практически до нуля при $\theta \gg 10$ мрад, что соответствует тому, что неупруго рассеянные электроны отклоняются лишь на малые углы.

Фононы являются квантами колебаний решетки, т.е., тепла. Механизмы генерации фононов могут быть как прямыми, так и непрямыми. Первые обусловленными элементарным актом неупругого рассеяния эл-нов пучка на атомных ядрах, приводящих к упругим осцилляциям атомов относительно равновесных позиций. Вторые являются следствием других неупругих процессов в конечной стадии. Например, эмиссия ОЭ или ХРИ или межзонные переходы могут конвертироваться в осцилляции решетки. Энергия фонона мала, $< \sim 0.1$ эВ, но эл-н, провзаимодействовавший с атомом с образованием фонона, рассеивается на достаточно большой угол (5-15 мрад). Эти эл-ны дают вклад в диффузное рассеяние, обуславливающий фон к рефлексам брэгговской дифракции.

Хотя фононное рассеяние не используется для микроанализа ни для анализа изображения, полезно помнить, что сечение фононного рассеяния имеет $Z^{3/2}$ зависимость от атомного номера. Фононное рассеяние возрастает с увеличением температуры. При комнатной т-ре средняя длина свободного пробега фонона составляет пару нм для Au и ~350 нм для Al, а при т-ре жидкого гелия она возрастает в ~2-3 раза.

Плазмоны и фононы не регистрируются в ПЭМ, однако, регистрируются эл-ны их породившие. О некоторых приложениях плазмонных неупругих потерь будет рассказано в Л?.

Радиационные повреждения

В зависимости от энергии пучка и типа образцов, воздействие электронов приводит либо к нарушению структуры, либо химического состава. Это воздействие называют радиационными повреждениями. Они обусловлены двумя главными процессами:

- *Радиолиз* – неупругие процессы (главным образом ионизация), которые приводят к обрыву связи в определенных материалах типа полимеров или галоидные соединения.
- *Выбивание* (knock-on damage): прямое смещение атомов из узлов решетки с образованием точечного дефекта.

Если сечение радиолиза падает с ростом энергии пучка, то сечение выбивания растет!.

Рис. 1.11. Изменение температуры как функция тока пучка и теплопроводности k в $\text{Вт м}^{-1}\text{К}^{-1}$.

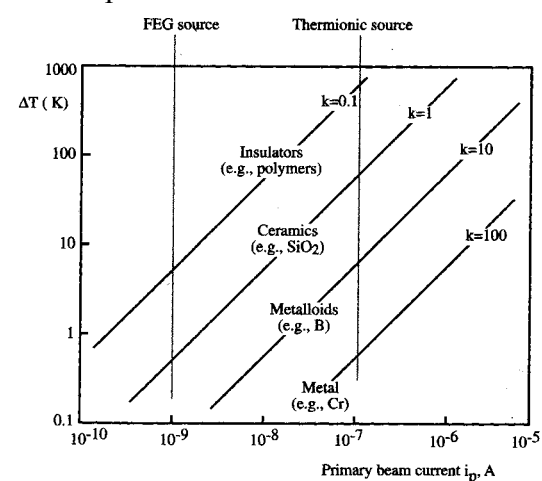
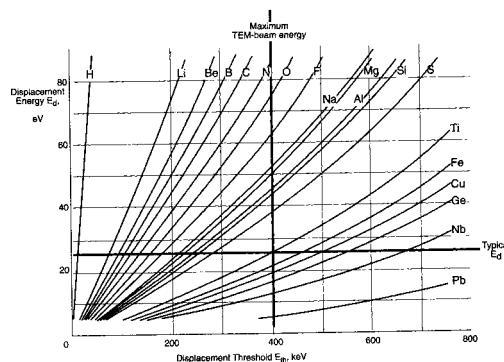


Рис. 1.12. Энергия смещения E_d для ряда атомов как функция пороговой энергии E_{th} (т.е. энергии пучка) требуемая для повреждений типа выбивания. В типичных материалах $E_d = 15-25$ эВ.



Доза эл-в в микроскопии измеряется в *Грэх* ($Gray = Gy$), что есть абсорбция 1 Дж ионизирующей радиации на 1 кг материала. $1 Gy = 100$ рад. Если конвертировать дозу падающих эл-в в поглощенную дозу, то мы обнаружим, что типичные экспозиции в ПЭМ заведомо превышают дозы, летальные для человеческих тканей. К счастью, большинство тонких образцов эту дозу выдерживает.

Генерация фононов электронным пучком, или попросту, разогрев образца может сам по себе приводить к разрушению исходных свойств полимерных и биологических объектов, а также способствовать ускорению радиолиза и уменьшению порога выбивания атомов. Увеличение температуры образца зависит, естественно, от тока пучка, а также от теплопроводности пучка, как проиллюстрировано на рис. 4.11.

Для металлов нагрев пучком пренебрежимо мал в стандартных режимах ПЭМ, однако, малые частицы керамики, например, могут разогреваться до $\sim 1700^\circ\text{C}$.

Полимеры весьма чувствительны к электрон-электронным взаимодействиям, трансформирующимся тем или иным способом в фононы, т.е. в тепло, что способствует радиолизу, т.е. к разложению полимера или к перезамыканию цепочек. Образец либо теряет массу, либо превращается в углеродную массу. В конечном счете, в образце образуется отверстие. В кристаллических полимерах нарушается структура, что также можно заметить по ухудшению и исчезновению дифракционной картины.

Для минимизации радиационных повреждений в полимерах, можно использовать следующие приемы:

- Использовать по возможности низкие дозы для регистрации изображения.
- Работать при наиболее высоком напряжении (энергии)
- Охлаждать образец до температуры жидкого азота или еще ниже.
- Наносить на поверхность слой металла
- Использовать СПЭМ для изображения

Аналогичные особенности и рекомендации в той или иной мере справедливы для ковалентных и ионных кристаллов.

В *металлах*, в отличие от полимеров, ковалентных и ионных кристаллов, основной вклад в радиационные повреждения дает механизм выбивания атомов и создание вакансий и междоузлия (пары Френкеля). Интенсивность этого процесса напрямую зависит от энергии эл-в. Порог смещения, E_t , также определяется энергией связи атомов или энергией смещения, E_d , и атомным весом A . Простое выражение предложено Хоббсом (Hobbs 1979):

$$E_t = \{[(100 + AE_d)/5]^{1/2} - 10\}/20$$

где $[E_t] = \text{МэВ}$, $[E_d] = \text{эВ}$. Полагая $E_d = 25 \text{ эВ}$, мы можем определить порог смещения, воспользовавшись графиками на рис. 1-12. Из рисунка видно, что при энергии 120 кэВ могут смещаться атомы легче углерода, при 400 кэВ – легче титана, а при энергии 1 МэВ – практически все атомы могут смещаться. Единственное утешение – это дает возможность исследовать радиационные повреждения непосредственно в микроскопе. Причем с высокой эффективностью: экспозиция в несколько минут в высоковольтном микроскопе эквивалентна многолетнему облучению в ядерном реакторе!