

Документ подписан простой электронной подписью  
Информация о владельце:  
ФИО: Локтионова Оксана Геннадьевна  
Должность: проректор по учебной работе  
Дата подписания: 14.05.2017  
Уникальный программный ключ:  
0b817ca911e6668abb13a5d426d39e5f1c11eabbf73e943df4a4851fda56d089

## МИНОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Юго-Западный государственный университет»  
(ЮЗГУ)

Кафедра нанотехнологий и инженерной физики

УТВЕРЖДАЮ  
Проректор по учебной работе  
Локтионова Оксана Геннадьевна  
« 15 » 12 (ЮЗГУ) 2017 г.



## ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

Методические указания к выполнению практических работ для  
студентов направления подготовки  
28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»

УДК 53

Составители: А.Е. Кузько, А.В. Кузько

Рецензент

Директор РИЦ, д.ф.-м.н., профессор А.П. Кузьменко

**Электронная микроскопия:** методические указания к выполнению практических работ для студентов направления подготовки 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»/ Юго-Зап. гос. ун-т; сост.: А.Е. Кузько, А.В. Кузько. Курск, 2017. 70 с.: ил. 32.

Излагаются методические рекомендации по выполнению практических работ, в которых обучающиеся получают базовые знания физическим принципам работы электронных микроскопов, датчиков генерируемых первичным электронным пучком сигналов, спектрометров рентгеновских квантов, возможности и ограничения применяемых электроннооптических методов и методов рентгеноспектрального микроанализа.

Методические указания соответствуют требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования и учебному плану направления подготовки 28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника, степень (квалификация) – бакалавр. Предназначены для студентов всех форм обучения.

Текст печатается в авторской редакции

Подписано в печать 15.12.17. Формат 60 x 84 1/16.

Усл. печ. л. 4,07. Уч.-изд. л. 3,68. Тираж 50 экз. Заказ 2723. Бесплатно.

Юго-Западный государственный университет.

305040 Курск, ул. 50 лет Октября, 94.

## **Практическая работа №1 (Семинар) Характеристики измерительных систем**

Вопросы выносимые для обсуждения:

- 1. Общая характеристика методов исследования.*
- 2. Основные характеристики измерительных систем*
- 3. Характеристическое время метода.*
- 4. Пространственное, поверхностное разрешения*
- 5. Энергетические разрешения*
- 6. Виды измерений.*

### **Краткие сведения для подготовки к занятиям**

**Классификация методов исследования.** В настоящее время практически все научные исследования в естественных науках сопровождаются определением физических характеристик веществ. Применение физических методов обширно. Новые методы исследования являются фундаментом развития и появления многих научных направлений, а то и новых наук.

Все физические методы можно классифицировать как по

I) характеру взаимодействия исследуемого вещества с полем, излучением, потоком частиц – это методы дифракционные, оптические, ионизационные, электрические, радиоспектро-скопические и т.д.,

II) тем свойствам вещества (молекул), которые этими методами определяются (например, методы получения спектров молекул, нахождения дипольных моментов, определения геометрического строения молекул, электронных колебательных и вращательных состояний и др.)

### **Общие характеристики методов.**

**Спектроскопические методы.** Спектроскопические методы – используют в основном для определения энергетических состояний частиц вещества (атомов, молекул, наночастиц и т.д.) по частотам излучения или поглощения (определяется зависимость интенсивности излучения (поглощения) от частоты  $I(\nu)$ ):

$$\Delta E_{ij} = E_i - E_j = h\nu_{ij}.$$

где  $E_i$  и  $E_j$  – энергии соответствующие начальному и конечному состоянию частицы вещества, излучающей (поглощающей) квант частоты перехода  $\nu_{ij}$  (с энергией  $\Delta E_{ij}$ ).

Различают 3 вида спектров: излучения, поглощения и рассеяния (под углом к падающему).

Интенсивность линий или полос спектра (согласно распределению Больцмана) определяется числом молекул (частиц вещества) на первоначальном уровне. Если в одном состоянии с энергией  $E_1$  находится в системе  $N_1$  частиц, то

$$N_1 = g_1 e^{-\frac{E_1}{kT}}.$$

В другом состоянии (после перехода) соответственно:

$$N_2 = g_2 e^{-\frac{E_2}{kT}}.$$

Здесь  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $g_1, g_2$  – коэффициенты определяемые статистическими суммами, зависящими от общего количества частиц в системе, которые могут соответственно принимать значения энергии  $E_1$  и  $E_2$  (в зависимости от свойств системы частиц  $g_1$  и  $g_2$  могут быть различны). Тогда энергия кванта перехода  $\Delta E_{21}$  определяет (определяется) относительное количество частиц  $N_1/N_2$  в соответствующих энергетических состояниях:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{\Delta E_{12}}{kT}},$$

где  $\Delta E_{21} = E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ ,  $\nu_{21}$  – частота спектральной линии данного перехода.

Во всех видах спектров интенсивность излучения спектральных линий пропорциональна вероятностям соответствующих переходов и осуществляется по квантовым правилам отбора.

**Табл. 1 – Длины волн спектроскопических методов**

Метод	Характерная длина волны
Ядерный гамма резонанс (ЯГР)	~ 3 пм
Рентгеновские методы	3 пм – 3 нм
Фотоэлектронная спектроскопия	3 – 700 нм
Электронная спектроскопия	3 – 700 нм
Колебательная спектроскопия	3 мкм – 3 мм
Вращательная спектроскопия	0,03 мм – 3 см
Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР)	~ 3 см
Ядерный магнитный резонанс (ЯМР)	~ 5 м
Ядерный квадрупольный резонанс (ЯКР)	30 – 300 м

**Дифракционные методы.** Дифракционные методы основаны на упругом рассеянии частиц или излучения (т.е. без изменения энергии), где учитываются их волновые свойства, т.е. для расчёта дифракционной картины определяющую роль играет длина волны  $\lambda$ .

Для частиц длина волны де Бройля:

$$\lambda_D = \frac{h}{p},$$

где  $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка,  $p = mv$  – импульс частицы в нерелятивистском случае,

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{\sqrt{T(T + 2E_0)}}{c}$$

– импульс частицы в релятивистском случае, здесь  $m_0$  – масса покоя частицы,  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме,  $T$  – кинетическая энергия частицы,  $E_0 = m_0 c^2$  – энергия покоя частицы.

Для волны:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c h}{E},$$

где  $E$  – энергия фотона с частотой  $\nu$ .

*Основное условие дифракции* состоит в том, чтобы длина волны излучения  $\lambda$  была меньше или равна расстоянию между атомами вещества  $d$ :

$$\lambda \leq d.$$

При  $\lambda > d$  дифракция не наблюдается.

Расчет дифракционной картины основан на интерференции вторичных волн от рассеивающих центров (отсюда условие  $\lambda \leq d$ ), который зависит от разности хода лучей.

Пусть  $A$  и  $B$  – рассеивающие центры для волнового процесса с длиной волны  $\lambda$ , тогда согласно рис.1 оптическая разность хода  $\Delta$  полученная в результате дифракции:

$$\Delta = AO' - BO = r(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1).$$

Если  $R \gg r$ , то рассеянные лучи можно считать параллельными, тогда для формулировки критерия получения дифракционной картины возьмём условие максимумов интенсивности рассеянного излучения в точке наблюдения  $C$ :

$$\Delta = m\lambda,$$

где  $m = 1, 2, 3 \dots$  – порядок максимума.

Тогда получаем:

$$\lambda = \frac{d}{m}(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1),$$

Так как о дифракционной картине можно говорить когда получен хотя бы максимум первого порядка ( $m = 1$ ), то из

$$\frac{\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1}{m} \leq 1,$$

следует условие дифракции  $\lambda \leq d$ .

*Виды дифракционных методов.* Наиболее распространены и доступны 3 дифракционных метода с характерными длинами волн:

- 1) рентгенография,  $\lambda_p = 10^{-1}$  нм ( $\sim 1 \text{ \AA}$ );
- 2) электрография,  $\lambda_э = 10^{-3}$  нм ( $\sim 1$  пм);
- 3) нейтрография,  $\lambda_n = 10^{-1}$  нм ( $\sim 1 \text{ \AA}$ ) (для тепловых нейтронов).

Особенности применения этих методов определяются характером взаимодействия частиц с веществом.

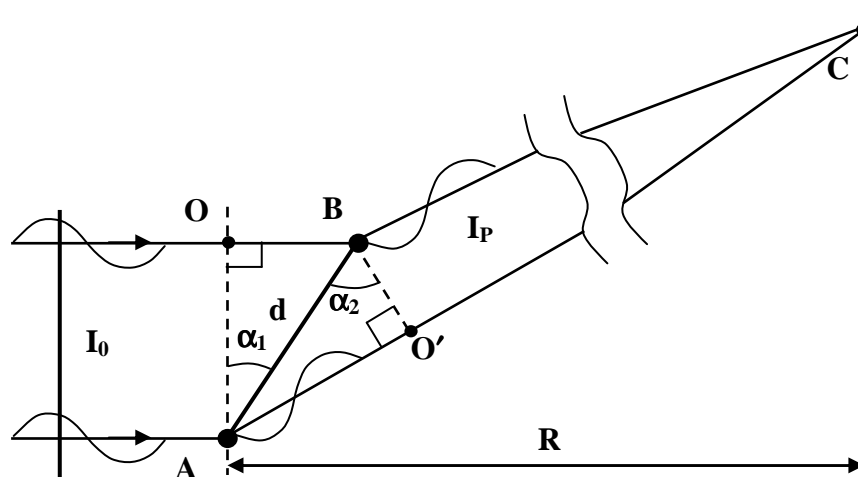


Рис. 1 – К выводу условия дифракции на рассеивающих центрах A и B

1. Рентгеновские фотоны рассеиваются электронами атомов и молекул.
2. Пучки электронов рассеиваются электрическим полем ядер и электронов.
3. Поток нейтронов – ядрами (ядерными силами). Поэтому нейтрография позволяет определить точное расположение ядер.

Если проинтегрировать интенсивность рассеяния атомов по всем направлениям, то можно получить рассеивающую способность. Рассеивающие способности атомов к данному виду излучения относятся как:

$$I_p : I_э : I_n = 1 : 10^6 : 10^{-2}.$$

При малых углах рассеяния  $\theta$  рассеивающая способность атомов по отношению к потоку рентгеновских квантов прямо пропорционально квадрату зарядового числа атома  $I_p \sim Z^2$ , при больших  $\theta$  –  $I_p \sim Z$ . Поэтому объектами рентгенографии являются концентрированные фазы, с толщинами нескольких долей миллиметра. Для рассеяния электронов  $I_e \sim \sqrt[3]{Z}$ , а объектами исследования являются тонкие плёнки толщиной  $10^{-6} - 10^{-5}$  см (0,1 – 1 мкм) и газы. Для нейтронографии  $I_n$  практически не зависит от порядкового номера химического элемента  $Z$ , а объекты – пластины толщиной несколько миллиметров. Основные характеристики рассмотренных дифракционных методов можно обобщить таблицей 2.

*Естественная ширина спектральных линий, условие их слияния.* При исследовании спектров с большим разрешением необходимо учитывать естественную ширину и форму спектральных линий, которые определяются из соотношений неопределенностей Гейзенберга:

$$\tau \cdot \delta E \geq \hbar,$$

где  $\tau$  – время жизни молекулы (атома) в состоянии с энергией  $E$ ,  $\delta E = \hbar \cdot \delta \nu$  – разброс энергии (неопределенность в энергии) кванта излучения,  $\delta \nu$  – разброс в частоте кванта, определяющий естественную ширину спектральной линии, для которого получим:

$$\tau \cdot \hbar \cdot \delta \nu \geq \hbar \quad \Rightarrow \quad \delta \nu \geq \frac{\hbar}{\hbar \cdot \tau} \approx \frac{1}{2\pi \cdot \tau}.$$

Таким образом естественная ширина спектральной линии определяется временем жизни атома в соответствующем энергетическом состоянии  $\tau$ .

**Табл. 2 – Характеристики дифракционных методов**

Дифракционные методы	Рентгенографический	Электрографический	Нейтронографический
Исследуемые объекты	Концентрированные среды толщиной ~ долей миллиметра	Газы, пластины толщиной ~ 0,1 – 1 мкм	Пластины толщиной ~ нескольких миллиметров



Тип взаимодействия	С электронами атомов или молекул	С электрическим полем электронов и ядер	С ядрами посредством ядерных сил
Характерные длины волн	$10^{-1}$ нм ( $1\text{\AA}$ )	$10^{-3}$ нм ( $0,01\text{\AA}$ )	$10^{-1}$ нм ( $1\text{\AA}$ )
Связь рассеивающей способности с $Z$ вещества	При малых $\theta$ : $I_p \sim Z^2$ , При больших $\theta$ : $I_p \sim Z$	$I_s \sim \sqrt[3]{Z}$	Мало зависит от $Z$
Отношения рассеивающих способностей $I_p : I_s : I_n$	1	$10^6$	$10^{-2}$

Если для двух состояний с энергиями квантов излучения  $E_1(\nu_1)$  и  $E_2(\nu_2)$  соответствует средняя ширина спектральной линии  $\delta\nu = (\delta\nu_1 + \delta\nu_2)/2$  и  $\Delta\nu < \delta\nu$ , где  $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ , тогда линии сольются.

Поэтому условие слияния линий  $\delta\nu > \Delta\nu$  запишется как

$$\frac{1}{2\pi \cdot \tau} > \Delta\nu \text{ или } \tau < \frac{1}{2\pi \cdot \Delta\nu},$$

где  $\tau$  – среднее время жизни молекулы (атома) в энергетических состояниях соответствующих квантам излучения с энергией  $E_1(\nu_1)$  и  $E_2(\nu_2)$ .

Для перекрывающихся спектральных линий, где естественным уширением можно пренебречь, условие разрешения носит название критерия Релея. Для разрешения двух близких линий, интенсивность в провале между пиками (где интенсивности складываются) должна составлять менее 80% от интенсивности пиков в максимуме

**Характеристическое время метода.** Характеристическое время метода является одной из важных характеристик метода и определяется как время взаимодействия излучения или потока частиц с исследуемым веществом. За время действия излучения (потока частиц) система может претерпевать изменения, которые метод может не успевать разрешить. Тогда результаты измерения не бу-

дуг правильно отражать свойства объекта и потребуются замена метода измерений на более быстрый.

Характеристическое время метода  $\Delta t$  определяется и для излучения и для потока частиц через соотношение неопределенностей Гейзенберга:  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ , где  $\Delta E$  – изменение энергии системы.

1. Для излучения:  $\Delta E = h\nu$ , где  $\nu$  – частота перехода или взаимодействия с системой излучения. Тогда

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{h\nu} = \frac{1}{2\pi\nu} = \frac{\lambda}{2\pi c}.$$

2. Для частиц:

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{mv^2/2} = \frac{\hbar}{T} = \frac{2\hbar m}{p^2} = \frac{2m\hbar\lambda_D^2}{h^2} = \frac{m\lambda_D^2}{2\pi^2\hbar} \quad \text{или}$$

$$\Delta t \geq \frac{2\hbar}{p\nu} = \frac{2\lambda_D h}{h2\pi\nu} = \frac{\lambda}{\pi\nu},$$

где  $T = mv^2/2 = p\nu/2 = p^2/2m$  – кинетическая энергия частиц,  $p = h/\lambda_D$  – импульс частицы,  $\hbar = h/2\pi = 1.05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка с чертой.

*Задача 1:* Оценить характеристическое время метода ЯМР.

*Решение:*

Так как характерная длина волны ЯМР (табл. 1)  $\lambda \sim 5$  м, то

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{h\nu} = \frac{\lambda}{2\pi c} = \frac{5}{2 \cdot 3.14 \cdot 3 \cdot 10^8} \approx 0,2 \cdot 10^{-8} \approx 2 \text{ нс}.$$

*Задача 2 (для самостоятельного решения):* Характеристическое рентгеновское излучение имеет длину волны 1 пм. Можно ли зарегистрировать этим излучением перестройку химических связей в молекуле, которая происходит за время  $\sim 10$  нс?

### Скелетная схема измерений

Общие для всех физических измерений составляющие представлены на рисунке 2 в виде т.н. «скелетной схемы измерения». Рассмотрим общую схему на примере исследования спектра излучения молекул азота, возбуждаемых в тлеющем разряде. Объектом исследования является газообразный азот, возбуждаемый электрическим разрядом (некоторые объекты могут не требовать специального возбуждения). Выходной сигнал - интенсивность излучения на определенной длине волны  $I_\lambda$  - преобразуется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в электрический

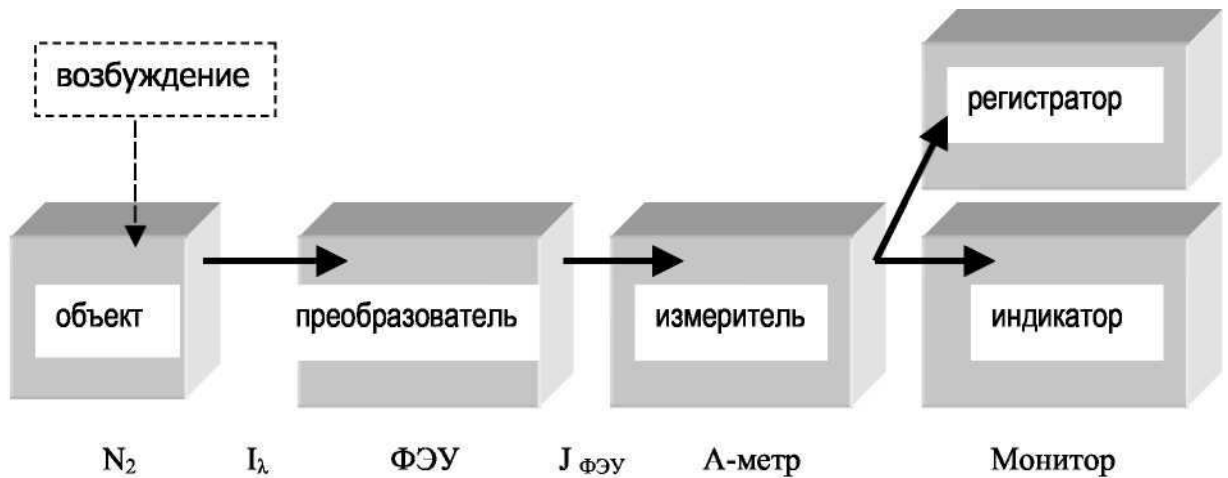


Рис. 2. Принципиальная схема измерения на примере исследования спектра излучения разряда в N<sub>2</sub>.

сигнал, величина которого измеряется амперметром. Результат измерения отображается индикатором (в данном случае - монитором) для визуального восприятия, параллельно с индикацией происходит регистрация результатов на бумаге или на магнитном диске для хранения и последующей обработки. Преобразование выходного сигнала объекта в электрическую форму используется в большинстве современных измерительных устройств.

### Основные характеристики измерительных систем.

Важнейшими метрологическими характеристиками любой измерительной системы являются чувствительность, разрешающая способность, динамический диапазон, пространственное разрешение, время отклика. Обсудим содержание этих понятий. Предварительно условимся обозначать сигнал на входе в измерительное устройство  $x$ , выходной сигнал  $y$ .

Чувствительностью системы  $S$  называют отношение

$$S = \frac{y}{x} \quad S_{dif} = \frac{d y}{d x}$$

Поскольку часто чувствительность непостоянна в пределах возможного диапазона измеряемой величины, используется понятие дифференциальной чувствительности  $S_{dif}=S(x)$ . Например, при подаче напряжения  $x=40\text{мВ}$  на отклоняющие пластины осциллографа наблюдается смещение луча на экране на  $y=8\text{см}$ . Чувствительность осциллографа в этом случае  $S=8/40=0,2\text{ см/мВ}$ , на практике не менее часто используют обратную величину  $5\text{ мВ/см}$ .

Разрешающей способностью называют отношение

$$R = \frac{x}{\delta x}$$

где  $\delta x$  - минимальное изменение входного сигнала, которое может быть обнаружено. Важно подчеркнуть, что значение  $R$  не является абсолютной характеристикой данного метода измерений. Если предположить, что  $\delta x$  является константой во всем диапазоне измеряемых значений  $x$ , то разрешающая способность возрастает в области больших  $x$ . Динамический диапазон  $D$

$$D = \frac{x_{max}}{x_{min}} \rightarrow \frac{x_{max}}{\delta x}$$

определяет ширину области, в которой сигналы могут быть измерены. Минимальный сигнал по сути дела совпадает с величиной минимально обнаружимого сигнала  $\delta x$ . Максимальный входной сигнал  $x_{max}$  лимитируется обычно не разрушением измерительного устройства, а величиной нелинейных искажений, возникающих, как правило, в случае больших сигналов на входе.

Важной характеристикой является пространственное разрешение метода измерений. При любых измерениях входной сигнал является величиной, усредненной по некоторому объему, поверхности или телесному углу. Например, измерение температуры ртутным термометром дает результат, усредненный по объему порядка объема концевой резервуара с ртутью. При измерении интенсивности свечения происходит усреднение измеряемой интенсивности в пределах телесного угла, вырезаемого входным окошком устройства и т.д. Пространственное  $dV$  или поверхностное  $dS$  разрешение можно ввести с

$$\delta x = \int_S x_S dS = \int_V x_V dV$$

Констатация того, что проведение измерений требует конечного времени, кажется тривиальной. Но внимательный анализ временного аспекта измерений оказывается физически весьма содержательным и требует обстоятельного обсуждения.

Любое физическое измерение требует конечного времени, поскольку в процессе измерения объект и измерительное устройство обмениваются энергией. Для измерительной системы вводят понятие времени отклика  $\tau$ . Символически понятие времени отклика можно ввести соотношением:

$$\delta x = \int_{\tau} x_t dt$$

Констатация того, что проведение измерений требует конечного времени, кажется тривиальной. Но внимательный анализ временного аспекта измерений оказывается физически весьма содержательным и требует обстоятельного обсуждения.

Обратим внимание на то, что во все соотношения входит величина  $\delta x$ , которую называют порогом обнаружения. Порог обнаружения - это минимальный входной сигнал, который может быть обнаружен с заданной степенью достоверности. Для создания «хорошей» во всех отношениях измерительной системы нужно устремить  $\delta x \rightarrow 0$ , но это стремление вступает в противоречие с достоверностью обнаружения сигнала. Надежность регистрации сигнала ограничивают погрешности измерений.

### **Понятие энергетического разрешения**

В спектрометрах, электронных микроскопах регистрация частиц (квантов, электронов) (например, энерго-дисперсионном спектрометре (ЭДС) характеристического излучения в РЭМ) производится различными типами детекторов (полупроводниковыми ППД, фотоэлектронным умножителем ФЭУ и т.д.). Процесс детектирования излучения состоит в получении с детектора электрического импульса (тока, напряжения) и измерении его характеристик.

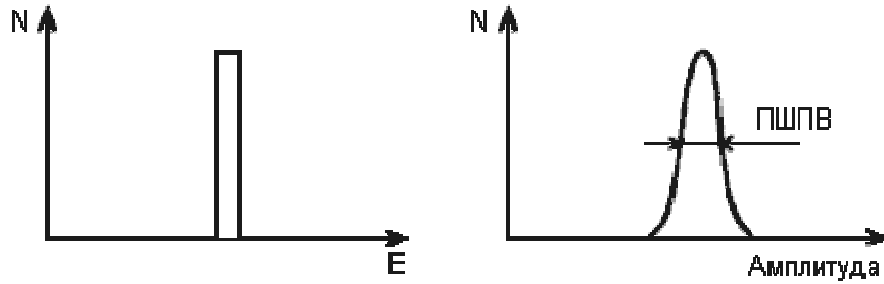


Рис. 3. Гистограмма импульсов

Уже при ближайшем рассмотрении обнаруживается, что две частицы, имеющие одинаковые энергии, производят немного различные по величине электрические импульсы. Если построить частотную гистограмму амплитуд электрических импульсов, то получится фигура, изображенная на рисунке Рис.3 (справа). Для сравнения рядом (слева) нарисована гистограмма энергий заряженных частиц, пролетающих через детектор (в нашем примере все частицы имеют равные энергии).

Видно, что гистограмма энергий под влиянием каких-то особенностей детектора "расплывается", так что по конечной гистограмме импульсов детектора можно определить энергию частицы лишь с некоторой точностью, которая называется энергетическим разрешением детектора.

Термин "энергетическое разрешение" имеет глубокий физический смысл. Пусть, например, через детектор пролетают частицы, имеющие энергии двух близких значений  $E_1$  и  $E_2$ . Тогда гистограммы (Рис. 3) примут вид (Рис. 4) и при некоторых  $E_1$  и  $E_2$  станет невозможно разделить импульсы, пришедшие от частиц с энергией  $E_1$  от импульсов от частиц с  $E_2$ . В этом случае говорят, что разрешение детектора не позволяет разделить частицы с энергиями, отличающимися на  $\Delta E = E_2 - E_1$ .

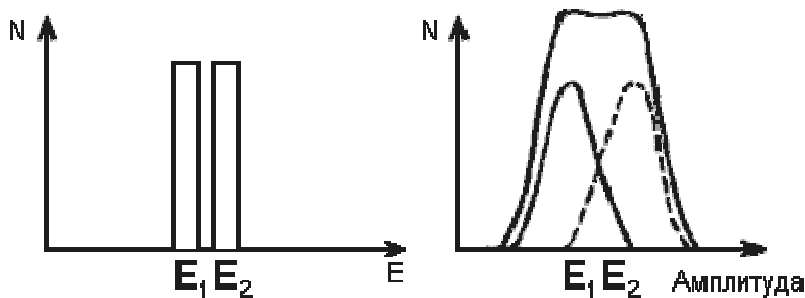


Рис. 4. Определение энергетического разрешения детектора

При этом  $\Delta E$  и есть энергетическое разрешение детектора. Энергетическое разрешение измеряют в КэВ и тогда говорят об абсолютном разрешении  $\Delta E$  или в процентах:

$$\varepsilon = \frac{E_1 - E_2}{1/2(E_1 + E_2)} \cdot 100\%$$

и тогда  $\varepsilon$  - относительное энергетическое разрешение.

Энергетическое разрешение можно определить, и не имея источника частиц близких энергий. Принято считать энергетическим разрешением полную ширину гистограммы импульсов для частиц одной энергии, измеренную на полувысоте пика. Этот параметр является важной характеристикой детекторов и обозначается ПШПВ или FWHM (Full Width on Half Magnitude).

Относительное разрешение:

$$\varepsilon = \frac{\text{ПШПВ}}{E}$$

Но почему же "размывается" энергетическая гистограмма? Главной причиной являются так называемые "флуктуации ионизации". Ионизация атомов при прохождении заряженной частицы - случайный процесс, поэтому, если одна частица с энергией  $E$  производит  $n_1$  пар зарядов, то другая может произвести  $n_2$  актов ионизации и т.д. Среднее число пар зарядов будет равно

$$n = \frac{E}{I}$$

где  $I$  - потенциал ионизации атомов вещества детектора. В теории математической статистики утверждается, что в процессах, проходящих в детекторе, флуктуации ионизации

$$\Delta n = \sqrt{n}$$

где  $\Delta n$  - абсолютное среднее отклонение  $n$  от среднего значения. Очевидно, что чем больше  $n$  для данной частицы, тем меньше будут относительные флуктуации  $\delta_n$ :

$$\delta_n = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

и тем выше будет разрешение.

*Пояснение.* Последнее выражение основано на теореме статистики: "Если имеется система, состоящая из  $N$  независимых частей, то относительная

флуктуация любой аддитивной функции состояния  $L$  обратно пропорциональна корню из числа частей  $N$ , т.е.

$$\delta_L = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Увеличить же  $n$  можно путем уменьшения  $I$ . Вот почему лучшие разрешения были получены на ППД, где  $I$  почти в 20 раз меньше, чем в газонаполненных детекторах. Главная особенность флуктуации состоит в том, что они принципиально неустранимы, т.к. являются неотъемлемой частью процесса ионизации. В этом смысле флуктуационное энергетическое разрешение является максимально достижимым для данного типа детектора.

Для сцинтиляционных детекторов флуктуирует число так называемых "центров высвечивания" образующихся при прохождении заряженной частицы через сцинтиллятор. Кроме того, меняется и число электронов, выбиваемых фотонами с фотокатода.

Вторая причина размывания - шумы.

Шумы бывают в основном двух типов. Первый тип - тепловые шумы, связанные с тем, что через любой детектор протекают микротоки, вызванные тепловыми флуктуациями заряда. В ФЭУ это "темновые токи", возникающие из-за того, что электроны могут оторваться от фотокатода и в отсутствие света.

В ППД это тепловые токи, связанные с неидеальностью кристаллической решетки детектора и наличием примесей в обедненной зоне. Поэтому для уменьшения шумов ППД стремятся использовать кристаллы возможно более высокой частоты и работать при низких температурах.

Второй тип шумов связан с чисто электрическими процессами в аппаратуре; шумами транзисторов, наводками из электросети и т.д.

Чтобы понять, как шумы приводят к размыванию энергетической гистограммы, рассмотрим простейший случай. Пусть с детек-

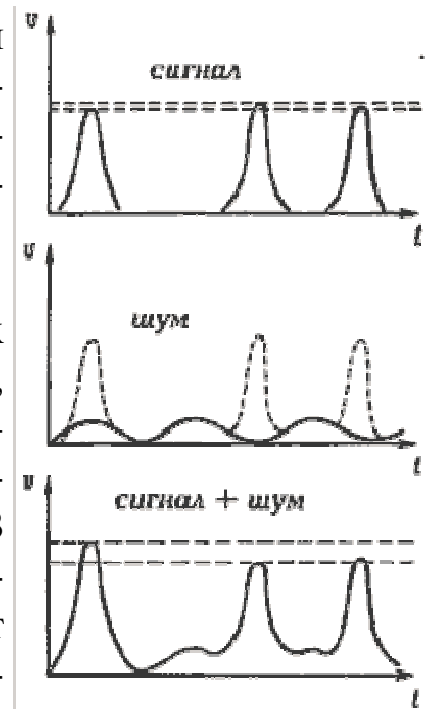


Рис. 5. Влияние шумов на энергетическое разрешение детектора



тора наряду с полезными импульсами тока поступает небольшой синусоидальный шум намного меньшей амплитуды (рис.Рис. 3). Тогда, если полезный импульс совпадет с вершиной шумового сигнала, их амплитуды будут складываться. Если же полезный импульс попадет на минимум шумового сигнала, амплитуды вычтутся. При этом полезные сигналы одинаковой амплитуды попадут в разные области гистограммы и пик расплывется.

Электрические шумы современной аппаратуры достигают в десятки раз меньших величин, чем собственные шумы детекторов (конечно, при правильном подключении аппаратуры, хорошей экранировке от помех и заземлении). Собственный шум детекторов сильно зависит от температуры.

Вот почему для прецизионных измерений используют охлаждаемые детекторы, работающие при низких температурах.

#### *Литература для самоподготовки:*

1. Кузнецов, Н.Т. Основы нанотехнологии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Н.Т. Кузнецов, В.М. Новоторцев, В.А. Жабрев, В.И. Марголин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 400 с. - ISBN 978-5-00101-476-8 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462147>
2. Основы применения масс-спектрометрических методов в нанодиагностике [Электронный ресурс]: учебное пособие/ А.Е. Кузько, А.В. Кузько; Юго-Зап. гос. ун-т. Курск, 2013. – 78 с.
3. Газенаур, Е.Г. Методы исследования материалов [Электронный ресурс]: учебное пособие / Е. Г.Газенаур, Л. В.Кузьмина, В. И. Крашенинин. - Кемерово : Кемеровский государственный университет, 2013. - 336 с. - ISBN 978-5-8353-1578-9 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=232447>
4. Вознесенский, Э. Ф. Методы структурных исследований материалов. Методы микроскопии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Э. Ф. Вознесенский, Ф. С. Шарифуллин, И. Ш. Абдуллин. - Казань : Издательство КНИТУ, 2014. - 184 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=428294>

## Практическая работа №2

### Движение электронов в электро-магнитном поле

Вопросы выносимые для обсуждения:

1. Потенциал электрического поля.
2. Связь напряжённости и потенциала
3. Работа электрического поля по перемещению электронов

#### Краткие сведения для подготовки к занятиям

Потенциал электрического поля есть величина, равная отношению потенциальной энергии точечного положительного заряда, помещенную в данную точку поля, к этому заряду;

$$\varphi = W/Q,$$

или потенциал электрического поля есть величина, равная отношению работы сил поля по перемещению точечного положительного заряда из данной точки поля в бесконечность к этому заряду:

$$\varphi = A/Q.$$

Потенциал электрического поля в бесконечности условно принят равным нулю.

Отметим, что при перемещении заряда в электрическом поле работа  $A_{в.с}$  внешних сил равна по модулю работе  $A_{с.п}$  сил поля и противоположна ей по знаку:

$$A_{в.с} = -A_{с.п}.$$

Потенциал электрического поля, создаваемый точечным зарядом  $Q$  на расстоянии  $r$  от заряда,

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}.$$

Во всех приведенных для потенциала заряженной сферы формулах  $\epsilon$  есть диэлектрическая проницаемость однородного безграничного диэлектрика, окружающего сферу.

Потенциал электрического поля, созданного системой  $n$  точечных зарядов, в данной точке в соответствии с принципом суперпозиции электрических полей равен алгебраической сумме потенциалов  $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$ , создаваемых отдельными точечными зарядами  $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$ :

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

Энергия  $W$  взаимодействия системы точечных зарядов  $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$  определяется работой, которую эта система зарядов может совершить при удалении их относительно друг друга в бесконечность, и выражается формулой

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n Q_i \varphi_i,$$

где  $\varphi_i$  — потенциал поля, создаваемого всеми  $n-1$  зарядами (за исключением 1-го) в точке, где расположен заряд  $Q_i$ .

Потенциал связан с напряженностью электрического поля соотношением

$$\mathbf{E} = -\text{grad}\varphi.$$

Работа, совершаемая электрическим полем при перемещении точечного заряда  $Q$  из одной точки поля, имеющей потенциал  $\varphi_1$ , в другую, имеющую потенциал  $\varphi_2$ ,

$$A = Q(\varphi_1 - \varphi_2), \text{ или}$$

$$A = Q \int_L \mathbf{E}_l dl,$$

где  $E_l$  — проекция вектора напряженности  $\mathbf{E}$  на направление перемещения;  $dl$  — перемещение.

В случае однородного поля последняя формула принимает вид  $A = QEl \cos \alpha$ ,

где  $l$  — перемещение;  $\alpha$  — угол между направлениями вектора  $\mathbf{E}$  и перемещения  $\mathbf{l}$ .

Сила  $\mathbf{F}$ , действующая на заряд  $Q$ , движущийся со скоростью  $\mathbf{v}$  в магнитном поле с индукцией  $\mathbf{B}$  (сила Лоренца), выражается формулой

$$\mathbf{F} = Q [\mathbf{v} \mathbf{B}]$$

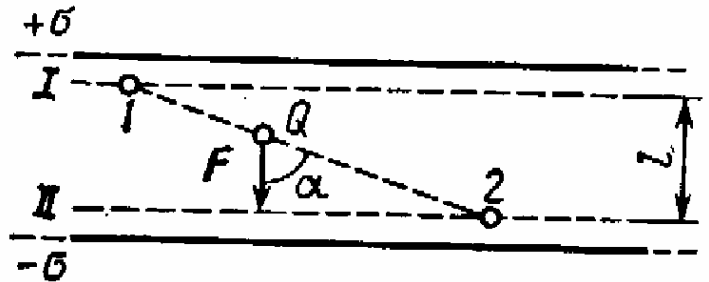
или

$$F = |Q| v B \sin \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол, образованный вектором скорости  $\mathbf{v}$  движущейся частицы и вектором  $\mathbf{B}$  индукции магнитного поля.

## Примеры решения задач

**Пример № 1.** Найти работу  $A$  поля по перемещению заряда  $Q=10$  нКл из точки  $1$  в точку  $2$ , находящиеся между двумя разноименно заряженными с поверхностной плотностью  $\sigma=0,4$  мкКл/м<sup>2</sup> бесконечными параллельными плоскостями, расстояние  $l$  между которыми равно 3 см.



**Решение.** Возможны два способа решения задачи.

*1-й способ.* Работу сил поля по перемещению заряда  $Q$  из точки  $1$  поля с потенциалом  $\varphi_1$  в точку  $2$  поля с потенциалом  $\varphi_2$  найдем по формуле

$$A=Q(\varphi_1-\varphi_2). \quad (1)$$

Для определения потенциалов в точках  $1$  и  $2$  проведем через эти точки эквипотенциальные поверхности  $I$  и  $II$ . Эти поверхности будут плоскостями, так как поле между двумя равномерно заряженными бесконечными параллельными плоскостями однородно. Для такого поля справедливо соотношение

$$\varphi_1-\varphi_2=El, \quad (2)$$

где  $E$  — напряженность поля;  $l$  — расстояние между эквипотенциальными поверхностями.

Напряженность поля между параллельными бесконечными разноименно заряженными плоскостями  $E=\sigma/\epsilon_0$ . Подставив это выражение  $E$  в формулу (2) и затем выражение  $\varphi_1-\varphi_2$  в формулу (1), получим

$$A=Q(\sigma/\epsilon_0)l.$$

*2-й способ.* Так как поле однородно, то сила, действующая на заряд  $Q$ , при его перемещении постоянна. Поэтому работу перемещения заряда из точки  $1$  в точку  $2$  можно подсчитать по формуле

$$A=F\Delta r \cos\alpha, \quad (3)$$

где  $F$  — сила, действующая на заряд;  $\Delta r$  — модуль перемещения заряда  $Q$  из точки  $1$  в точку  $2$ ;  $\alpha$  — угол между направлениями перемещения и силы. Но  $F=QE=Q(\sigma/\epsilon_0)$ . Подставив это выражение  $F$  в равенство (3), а также заметив, что  $\Delta r \cos\alpha=l$ , получим

$$A=Q(\sigma/\epsilon_0)l. \quad (4)$$

Таким образом, оба решения приводят к одному и тому же результату.

Подставив в выражение (4) значение величин  $Q$ ,  $\sigma$ ,  $\epsilon_0$  и  $l$ , найдем

$$A=13,6 \text{ мкДж.}$$

**Пример №2.** Электрон со скоростью  $v=1,83 \cdot 10^6$  м/с влетел в однородное электрическое поле в направлении, противоположном вектору напряженности поля. Какую разность потенциалов  $U$  должен пройти электрон, чтобы обладать энергией  $E_i=13,6$  эВ\*? (Обладая такой энергией, электрон при столкновении с атомом водорода может ионизировать его. Энергия 13,6 эВ называется энергией ионизации водорода.)

### Решение

Электрон должен пройти такую разность потенциалов  $U$ , чтобы приобретенная при этом энергия  $W$  в сумме с кинетической энергией  $T$ , которой обладал электрон перед вхождением в поле, составила энергию, равную энергии ионизации  $E_i$ , т. е.  $W+T=E_i$ . Выразив в этой формуле  $W=eU$  и  $T=(mv^2/2)$ , получим

$$eU+(mv^2/2)=E_i.$$

Отсюда

$$U = \frac{2E_i - mv^2}{2e}.$$

Произведем вычисления в единицах СИ:

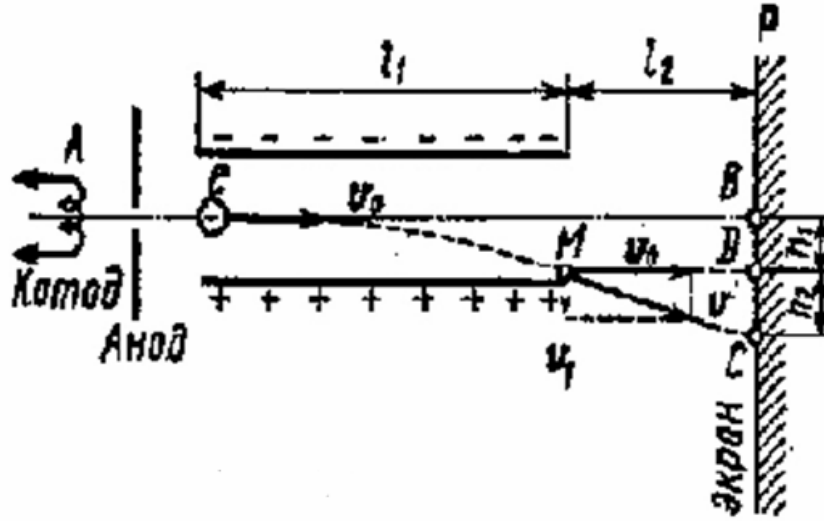
$$U=4,15 \text{ В.}$$

**Пример №3.** Электрон без начальной скорости прошел разность потенциалов  $U_0=10$  кВ и влетел в пространство между пластинами плоского конденсатора, заряженного до разности потенциалов  $U_1=100$  В, по линии  $AB$ , параллельной пластинам. Расстояние  $d$  между пластинами равно 2 см. Длина  $l_1$  пластин конденсатора в направлении полета электрона, равна 20 см. Определить расстояние  $BC$  на экране  $P$ , отстоящем от конденсатора на  $l_2=1$  м.

### Решение

Движение электрона внутри конденсатора складывается из двух движений: 1) по инерции вдоль линии  $AB$  с постоянной скоростью  $v_0$ , приобретенной под действием разности потенциалов  $U_0$ ,

которую электрон прошел до конденсатора; 2) равномерно ускоренного движения в вертикальном направлении к положительно заряженной пластине под действием постоянной силы поля конден-



сатора. По выходе из конденсатора электрон будет двигаться равномерно со скоростью  $v$ , которую он имел в точке  $M$  в момент вылета из конденсатора.

Из рис. видно, что искомое расстояние  $|BC| = h_1 + h_2$ , где  $h_1$  - расстояние, на которое сместится электрон в вертикальном направлении во время движения в конденсаторе;  $h_2$  - расстояние между точкой  $D$  на экране, в которую электрон попал бы, двигаясь по выходе из конденсатора по направлению начальной скорости  $v_0$ , и точкой  $C$ , в которую электрон попадет в действительности.

Выразим отдельно  $h_1$  и  $h_2$ . Пользуясь формулой длины пути равномерно ускоренного движения, найдем

$$h_1 = at^2/2 \quad (1)$$

где  $a$  - ускорение, полученное электроном под действием поля конденсатора;  $t$  - время полета электрона внутри конденсатора.

По второму закону Ньютона  $a = F/m$ , где  $F$  - сила, с которой поле действует на электрон;  $m$  - его масса. В свою очередь,  $F = eE = eU_1/d$ , где  $e$  - заряд электрона;  $U_1$  - разность потенциалов между пластинами конденсатора;  $d$  - расстояние между ними. Время полета электрона внутри конденсатора найдем из формулы пути равномерного движения

$$l_1 = v_0 t,$$

откуда

$$t = l_1/v_0$$

где  $l_1$  - длина конденсатора в направлении полета электрона. Выражение скорости найдем из условия равенства работы, совершенной полем при перемещении электрона, и приобретенной им кинетической энергии:

$$mv_0^2/2 = eU_0.$$

Отсюда

$$v_0^2 = 2eU_0/m \quad (2)$$

Подставляя в формулу (1) последовательно значения  $a$ ,  $F$ ,  $t$  и  $v_0^2$  из соответствующих выражений, получим

$$h_1 = \frac{U_1 l_1^2}{4dU_0}.$$

Длину отрезка  $h_2$  найдем из подобия треугольников  $MDC$  и векторного:

$$h_2 = \frac{v_1 l_2}{v} \quad (3)$$

где  $v_1$  - скорость электрона в вертикальном направлении в точке  $M$ ;  $l_2$  - расстояние от конденсатора до экрана.

Скорость  $v_1$  найдем по формуле  $v_1 = at$ , которая с учетом выражений для  $a$ ,  $F$  и  $t$  примет вид

$$v_1 = \frac{eU_1 l_1}{dmv_0}$$

Подставив выражение  $v_1$  в формулу (3), получим

$$h_2 = \frac{eU_1 l_1 l_2}{dmv_0^2},$$

или, заменив  $v_0^2$  по формуле (2), найдем

$$h_2 = \frac{U_1 l_1 l_2}{2dU_0}.$$

Окончательно для искомого расстояния  $|BC|$  будем иметь

$$h_1 + h_2 = \frac{U_1 l_1^2}{4dU_0} + \frac{U_1 l_1 l_2}{2dU_0} = \frac{U_1 l_1}{2dU_0} \left( \frac{l_1}{2} + l_2 \right).$$

Подставив значения величин  $U_1$ ,  $U_0$ ,  $d$ ,  $l_1$  и  $l_2$  в последнее выражение и произведя вычисления, получим  $|BC| = 5,5$  см.

**Пример №4.** Электрон, имея скорость  $v=2$  Мм/с, влетел в однородное магнитное поле с индукцией  $B=30$  мТл под углом  $\alpha=30^\circ$  к направлению линий индукции. Определить радиус  $R$  и шаг  $h$  винтовой линии, по которой будет двигаться электрон.

### Решение

Известно, что на заряженную частицу, влетевшую в магнитное поле, действует сила Лоренца, перпендикулярная векторам магнитной индукции  $\mathbf{B}$  и скорости  $\mathbf{v}$  частицы:

$$F=QvB \sin \alpha, \quad (1)$$

где  $Q$  — заряд частицы.

В случае, если частицей является электрон, формулу (1) можно записать в виде

$$F=|e|vB \sin \alpha.$$

Так как вектор силы Лоренца перпендикулярен вектору скорости, то модуль скорости не будет изменяться под действием этой силы. Но при постоянной скорости, как это следует из формулы (1), останется

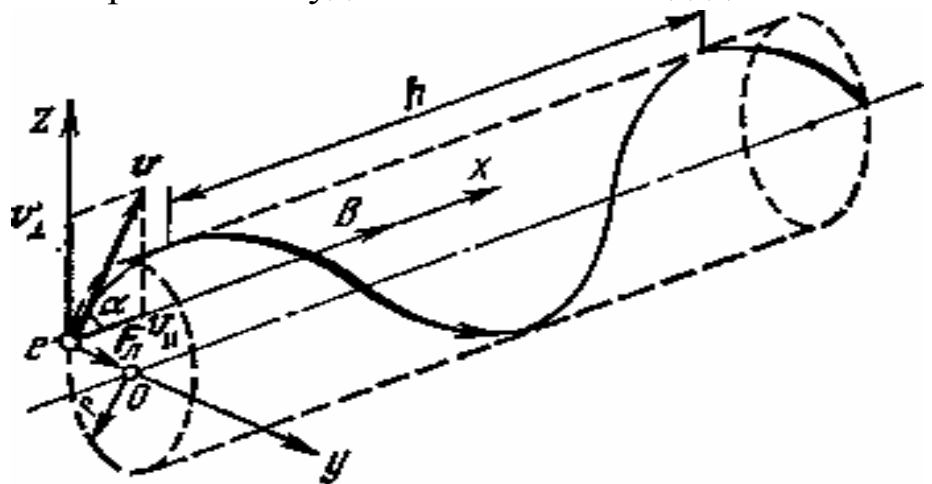
постоянным и значение силы Лоренца. Из механики известно, что постоянная

силы Лоренца, вызывая движение по окружности. Следовательно, электрон, влетевший в магнитное поле, будет двигаться по окружности в плоскости, перпендикулярной линиям индукции, со скоростью, равной поперечной составляющей  $v_1$  скорости; одновременно он будет двигаться и вдоль поля со скоростью  $v_{||}$ :

$$v_{||} = v \sin \alpha, \quad v_{\perp} = v \cos \alpha.$$

В результате одновременного участия в движениях по окружности и по прямой электрон будет двигаться по винтовой линии.

Радиус окружности, по которой движется электрон, найдем следующим образом. Сила Лоренца  $F$  сообщает электрону нормальное ускорение  $a_n$ . По второму закону Ньютона,  $F=ma_n$ , где  $F=|e|v_{\perp}B$  и  $a_n=v^2 \perp R$ . Тогда





$$|e|v_{\perp}B = mv_2^2/R,$$

откуда после сокращения на  $v_z$  находим радиус винтовой линии:

$$R = \frac{mv_{\perp}}{|e|B}, \text{ или } R = \frac{mv \sin \alpha}{|e|B}.$$

Подставив значения величин  $m$ ,  $v$ ,  $e$ ,  $B$  и  $\alpha$  и произведя вычисления, получим  $R=0,19$  мм.

Шаг винтовой линии равен пути, пройденному электроном вдоль поля со скоростью  $v_x$  за время, которое понадобится электрону для того, чтобы совершить один оборот,

$$h = v_{\parallel} T \quad (2)$$

где  $T=2\pi R/v_{\perp}$ — период вращения электрона. Подставив это выражение для  $T$  в формулу (2), найдем

$$h = \frac{2\pi R v_{\parallel}}{v_{\perp}}, \text{ или } h = \frac{2\pi R v \cos \alpha}{v \sin \alpha} = 2\pi R \operatorname{ctg} \alpha.$$

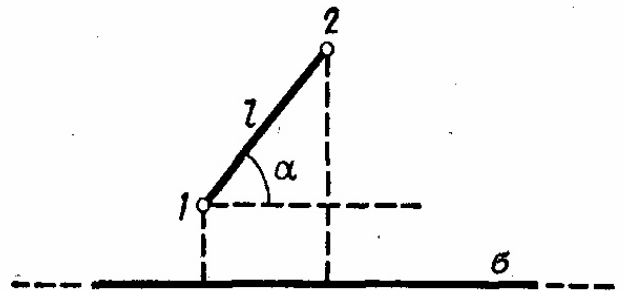
Подставив в эту формулу значения величин  $\pi$ ,  $R$  и  $\alpha$  и вычислив, получим  $h=2,06$  мм.

### Задачи

1. При перемещении заряда  $Q = 20$  нКл между двумя точками поля внешними силами была совершена работа  $A = 4$  мкДж. Определить работу  $A_1$  сил поля и разность  $\Delta\phi$  потенциалов этих точек поля.

2. Напряженность  $E$  однородного электрического поля в некоторой точке равна 600 В/м. Вычислить разность потенциалов  $U$  между этой точкой и другой, лежащей на прямой составляющей угол  $\alpha=60^\circ$  с направлением вектора напряженности. Расстояние, между точками равно 2 мм.

3. Электрическое поле создано бесконечной равномерно заряженной плоскостью с поверхностной плотностью заряда  $\sigma = 2$  мкКл/м<sup>2</sup>. В этом поле вдоль прямой, составляющей угол  $\alpha=60^\circ$  с плоскостью, из точки 1 в точку 2, расстояние  $l$  между которыми равно 20 см, пере-



мещается точечный электрический заряд  $Q=10$  нКл. Определить работу  $A$  сил поля по перемещению заряда.

4. Разность потенциалов  $U$  между катодом и анодом электронной пушки равна 90 В, расстояние  $r = 1$  мм. С каким ускорением  $a$  движется электрон от катода к аноду? Какова скорость  $v$  электрона в момент удара об анод? За какое время  $t$  электрон пролетает расстояние от катода до анода? Поле считать однородным.

5. Бесконечная плоскость заряжена отрицательно с поверхностной плотностью  $\sigma = 35,4$  нКл/м<sup>2</sup>. По направлению силовой линии поля, созданного плоскостью, летит электрон. Определить минимальное расстояние  $l_{\min}$ , на которое может подойти к плоскости электрон, если на расстоянии  $l_0=5$  см он имел кинетическую энергию  $T=80$  эВ.

6. Электрон, летевший горизонтально со скоростью  $v= 1,6$  Мм/с, влетел в однородное электрическое поле с напряженностью  $E=90$  В/см, направленное вертикально вверх. Какова будет по модулю и направлению скорость  $v$  электрона через 1 нс?

7. Электрон с начальной скоростью  $v_0=3$  Мм/с влетел в однородное электрическое поле напряженностью  $E=150$  В/м. Вектор начальной скорости перпендикулярен линиям напряженности электрического поля. Найти: 1) силу  $F$ , действующую на электрон; 2) ускорение  $a$ , приобретаемое электроном; 2) скорость  $v$  электрона через  $t=0,1$  мкс.

8. Электрон влетел в пространство между двумя плоскопараллельными пластинами, находясь на одинаковом расстоянии от каждой пластины и имея скорость  $v = 10$  Мм/с, направленную параллельно пластинам, расстояние  $d$  между которыми равно 2 см. Длина  $l$  каждой пластины равна 10 см. Какую наименьшую разность потенциалов  $U$  нужно приложить к пластинам, чтобы электрон не вылетел из конденсатора?

9. Определить силу Лоренца  $F$ , действующую на электрон, влетевший со скоростью  $v=4$  Мм/с в однородное магнитное поле под углом  $\alpha=30^\circ$  к линиям индукции. Магнитная индукция  $B$  поля равна 0,2 Тл.

10. В однородном магнитном поле с индукцией  $B=100$  мкТл движется электрон по винтовой линии. Определить скорость  $v$  электрона, если шаг  $h$  винтовой линии равен 20 см, а радиус  $R=5$  см.

11. Электрон движется по окружности в однородном магнитном поле со скоростью  $v=0,8c$  ( $c$  — скорость света в вакууме). Магнитная индукция  $B$  поля равна 0,01 Тл. Определить радиус окружности в двух случаях: 1) не учитывая увеличение массы со скоростью; 2) учитывая это увеличение.

### Ответы для самоконтроля

1.  $A_I = -A = -4$  мкДж;  $\Delta\varphi = A/Q = 200$  В.
2. 0,6 В.
3.  $A = \frac{\sigma Q l}{2\epsilon_0} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = 1,96$  мкДж.
4.  $1,58 \cdot 10^{16}$  м/с<sup>2</sup>
5.  $l_{min} = l_0 - \epsilon_0 T / (e/\sigma) = 1$  см.
6. 2,24 Мм/с; отклонится на 45° от первоначального направления.
7.  $F = 2,4 \cdot 10^{-17}$  Н;  $a = 2,75 \cdot 10^{13}$  м/с<sup>2</sup>;  $v = 4,07$  Мм/с.
8. 22,5 В.
9. 64 фН.
10.  $v = \frac{B|e|}{m} \sqrt{R_2 + \frac{h^2}{4\pi^2}} = 1,04$  Гм/с ( $m$  – масса электрона).
11. 13,7 см; 2) 22,8 см.

### Литература для самоподготовки:

1. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике: Учеб. пособие для втузов.-7-е изд., перераб. и доп. -М.: Издательство Физико-математической литературы, 2003.-640 с.
2. Кузнецов, Н.Т. Основы нанотехнологии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Н.Т. Кузнецов, В.М. Новоторцев, В.А. Жабрев, В.И. Марголин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 400 с. - ISBN 978-5-00101-476-8 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462147>

## Практическая работа №3

### Разрешающая способность оптического микроскопа и способы её увеличения

Вопросы выносимые для обсуждения:

1. Разрешение оптического микроскопа. Формула Аббе.
2. Преимущество электронной микроскопии.
3. Локальное разрешение и разрешение по глубине.
5. Теоретическое определение диаметра электронного зонда.
6. Понятие глубины фокуса.

### Краткие сведения для подготовки к занятиям

Важнейшая характеристика любого микроскопа - это разрешающая способность, т.е. то минимальное расстояние между двумя точками, при котором эти точки можно различать с помощью микроскопа как отдельные объекты. Оптическая микроскопия позволяет рассматривать существенно более мелкие объекты размером от 0,1 мкм и более. В случае металлов это, зерна, выделения фаз. Однако в силу физических причин на оптическом микроскопе нельзя добиться большего разрешения. Это связано с тем, что разрешающая способность  $\delta$  связана с длиной волны  $\lambda$  соотношением, выведенным в начале нашего века Аббе:

$$\delta = 0.61 \frac{\lambda}{n \cdot \sin \alpha}$$

где  $\alpha$  - максимальный угол (апертурный угол), образованный лучами, выходящими из объекта и участвующими в формировании изображения с оптической осью линзы;  $n$  – показатель преломления среды между объектом и линзой.

Коль скоро длина волны видимого света есть величина постоянная, то и разрешающая способность оптического микроскопа не может быть существенно увеличена. Хотя, необходимо отметить, что можно повысить разрешающую способности за счет изменения коэффициента преломления между объектом и линзой, например с

помощью капли касторового масла, однако эта методика не позволяет принципиально изменить ситуацию.

Таким образом, единственная оставшаяся переменная, которой можно оперировать для увеличения разрешающей способности, это длина волны. Важный шаг в этом направлении был сделан в 1925 году, когда французский физик Луи де Бройль опубликовал работу, посвященную корпускулярно-волновому дуализму частиц. Согласно этой работе любой движущейся частице, в частности, электрону отвечает волна, длина которой однозначно определяется импульсом частицы:

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

где  $\lambda$  – длина волны,  $h$  – постоянная Планка, равная  $6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·сек и  $p$  – импульс частицы, который, в свою очередь, равен  $p=mv$ . Ускоряя пучок электронов в электромагнитном поле можно получить длину волны значительно меньше длины волны видимого света (зависимость длины волн электронов от скорости для некоторых энергий электромагнитного поля приведена в Табл. 1). Это позволяет использовать электронный пучок вместо светового потока в микроскопах для достижения большего увеличения и лучшего разрешения.

Таблица 1. Зависимость длины волн электронов от скорости для некоторых энергий электромагнитного поля

Ускоряющее напряжение, кВ	Длина волны, $\lambda$ , нм ( $10^{-12}$ м)	Скорость, ( $10^8$ м/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

Разрешение метода зависит от вида генерируемого в образце сигнала под действием первичного пучка электронов. Как видно из рис.1 локальное разрешение для рентгеновского излучения генерируемого в образце электронным пучком значительно превышает область выхода истинно вторичных электронов. А для последнего область генерации превышает область выхода оже-

электронов. Локальные разрешения зависят от диаметра электронного пучка, а разрешение по глубине зависит ещё от энергии первичных электронов.

Предел увеличения и достигаемое в приборе разрешение напрямую зависят от минимально достижимого размера "зонда", который характеризуется диаметром зонда на поверхности образца -  $d_3$ . Этот параметр определяется несколькими конструктивными особенностями микроскопа: диаметром источника электронов -  $d_0$ ,

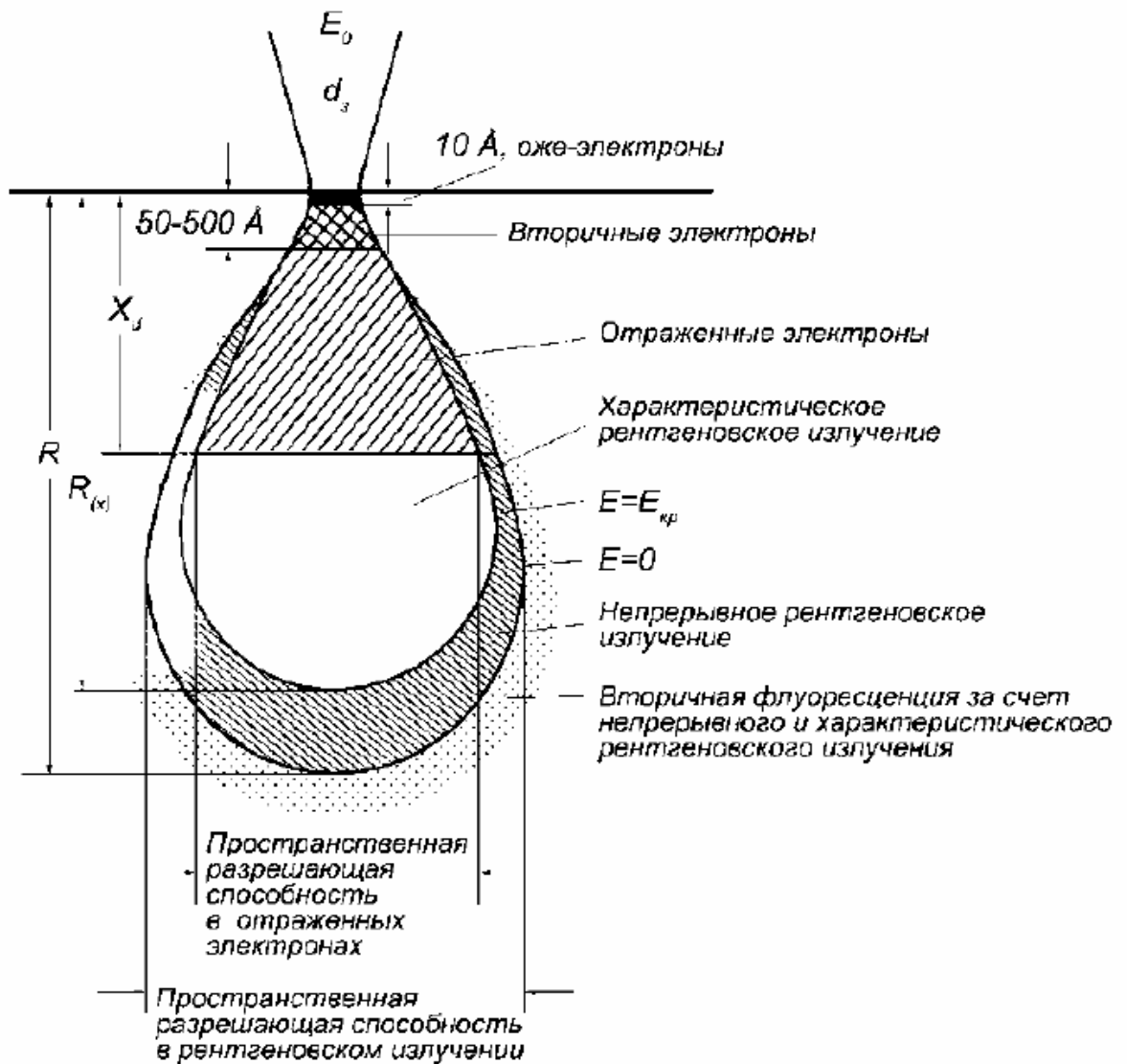


Рис.1 - Схематическое изображение области возбуждения и характерные значения пространственного разрешения во вторичных электронах, отраженных электронах, характеристическом рентгеновском излучении и оже-электронах.

следовательно, и типом источника электронов; силой магнитных линз; качеством изготовления линз (величиной сферических и хро-

матических aberrаций). Для термоэмиссионного катода диаметр источника составляет 30 - 100 мкм, катода с полевой эмиссией - менее 5 нм. Основным назначением конденсорной линзы (в современных микроскопах их может быть несколько) является уменьшение размеров источника. Магнитными линзами микроскопа диаметр источника электронов уменьшается с  $d_0$  до размеров  $d_2$  - на поверхности образца:

$$d_2 = \frac{d_0 F_2 W D}{F_1 F_3}.$$

Оценить влияние сферических и хроматических aberrаций можно по размеру минимально достижимого диаметра пучка от точечного источника -  $d_s$  и  $d_c$ . Астигматизм линз практически не влияет на диаметр зонда, внося основной вклад только в расфокусировку.

Реальный размер зонда на образце  $d_3$  можно оценить, воспользовавшись формулой:

$$d_3 = \sqrt{d_2^2 + d_s^2 + d_c^2 + d_D^2},$$

где  $d_D$  - увеличение диаметра пучка электронов вследствие волновых дифракционных эффектов на апертурах. Предельное разрешение растрового микроскопа  $d_R$ , будет численно равно  $d_3$  - на расстоянии более  $d_3$  можно разделить точки из которых набирается сигнал. Это является очень грубой оценкой разрешения прибора, т.к. мы не учитывали распределение интенсивности потока электронов в сечении зонда и то, что электрону присущи также и волновые свойства. В действительности пучок электронов будет покрывать гораздо большую площадь, нежели круг диаметром  $d_3$ . Поэтому за диаметр зонда приняли диаметр диска, в котором сосредоточено 80 % всех электронов - для одномерного случая пояснение приведено на рис. 1. На практике разрешение прибора проверяют на стандартном образце наночастицам золота напыленными на графит. Размеры диаметра зонда можно регулировать меняя размер объективной апертуры или ток конденсорной линзы, как вы понимаете, этим мы также меняем и ток зонда (рис. 2). На рис. 3 представлены зависимости тока зонда от его размера для разных ускоряющих напряжений.

Следует упомянуть еще об одной особенности растровых микроскопов - у них большая, по сравнению с оптическими микроскопами, глубина фокуса  $d_F$ , которая может регулироваться как током конденсорной линзы, так и изменением размеров апертур.

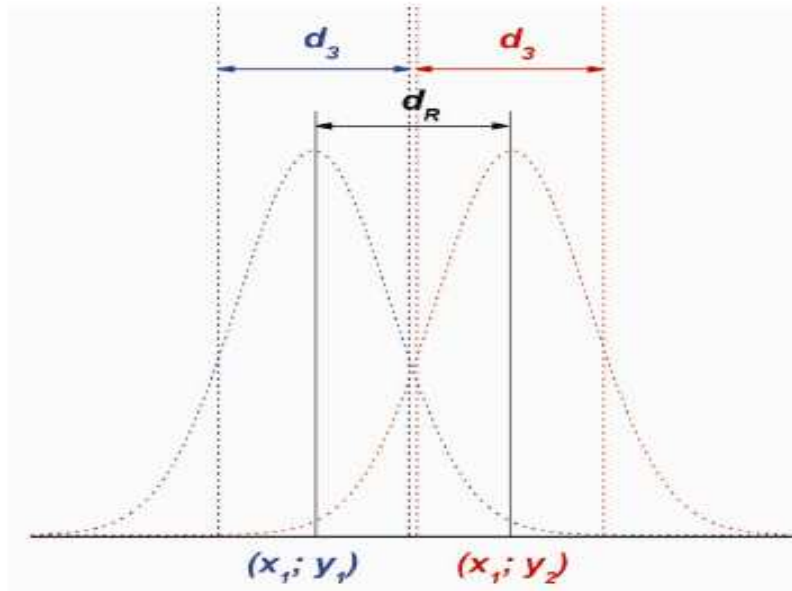


Рис. 2. Предельное разрешение  $d_R$  в растровом микроскопе

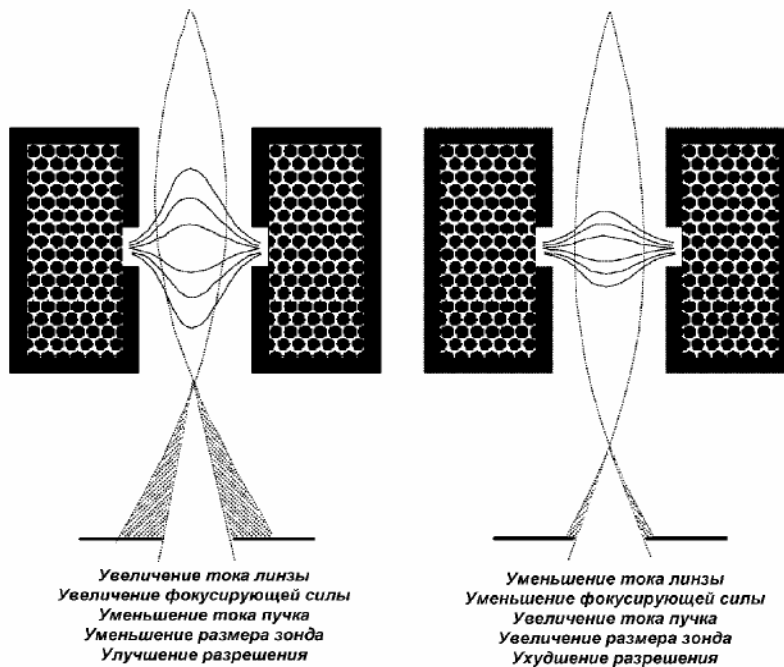


Рис.3. Влияние тока объективной линзы на размер и ток зонда.



На рис. 4 поясняется понятие глубины фокуса (рассмотрен идеальный случай без учета aberrаций и астигматизма).

$$\alpha \cong \operatorname{tg} \alpha = \frac{d_F}{D_F} = \frac{D_A}{2 \cdot WD},$$

при условии, что угол  $\alpha$  мал.

Глубина фокуса практически всегда оказывает влияние на резкость изображений при анализе шероховатых образцов, возмож-

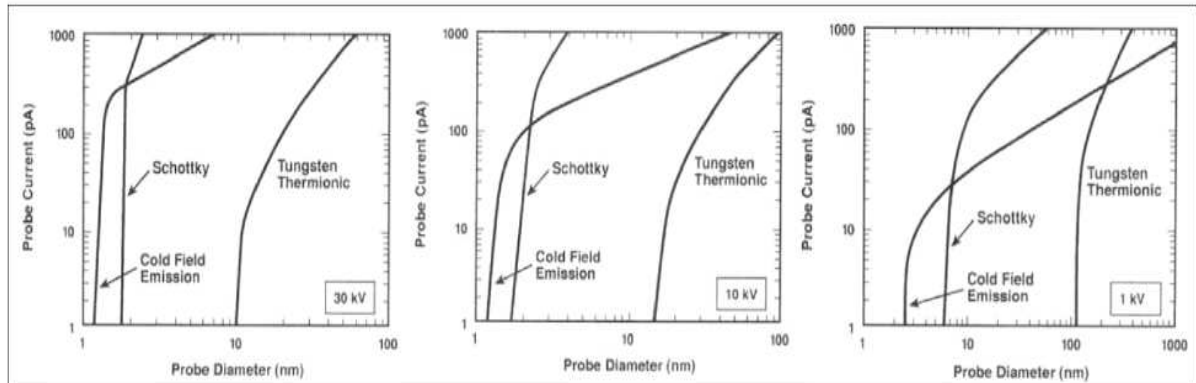


Рис. 4. Ток зонда в зависимости от размеров и ускоряющего напряжения, катод Shottki - катод с термополевой эмиссией

ность улучшения резкости изображений изменением размеров апертуры показана на рис. 5.

Перейдем теперь к более детальному описанию работы растрового электронного микроскопа, уделяя некоторое внимание рассмотрению схем устройств детекторов, а также полезной информации, получаемой при анализе материала. Информативность будет зависеть от: типа сигнала, который мы будем использовать для получения изображения, типа детектора, которым мы будем пользоваться для регистрации интенсивности сигнала и условий, в которых необходимо проводить анализ.

Растровая микроскопия, в отличие от просвечивающей, обычно не требуется никакой предварительной подготовки поверхности. Ещё одно её преимущество - большая глубина резкости, получаемая вследствие принципа работы растровой электронной микроскопии - сканировании исследуемой поверхности тонким электронным лучом по типу телевизионной развёртки. Порожденные электронным лучом вторичные электроны регистрируются детектором электронов.

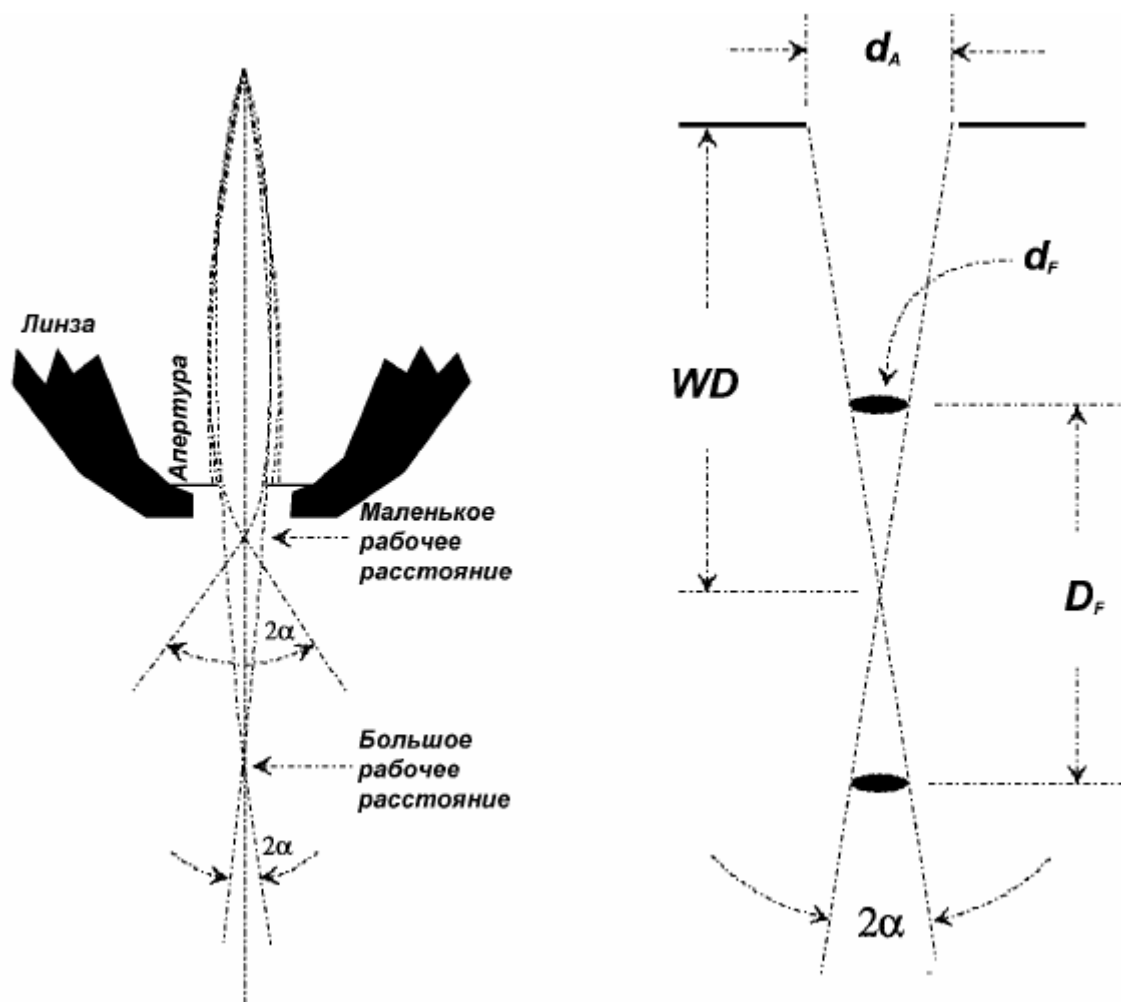


Рис. 5. Глубина фокуса  $D_F$  и ее зависимость от расстояния от объекта до линзы.

### *Литература для самоподготовки*

1. Вознесенский, Э. Ф. Методы структурных исследований материалов. Методы микроскопии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Э. Ф. Вознесенский, Ф. С. Шарифуллин, И. Ш. Абдуллин. - Казань : Издательство КНИТУ, 2014. - 184 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=428294>
2. Уэйли Жу, Растровая электронная микроскопия для нанотехнологий: методы и применение [Электронный ресурс]: учебное пособие / Уэйли Жу, Жонг Лин Уанга, пер. К.И. Домкин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 601 с. - ISBN 978-5-00101-478-2 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462149>

**Практическая работа № 4**  
**Коллоквиум №1. «Взаимодействие пучка ускоренных электронов с веществом»**

Рассматриваемые вопросы:

1. Разрешающая способность микроскопа и способы её улучшения.
2. История создания и основные принципы работы РЭМ и ПЭМ. Отличие РЭМ от ПЭМ (разрешающая способность, глубина резкости)
3. Латеральное разрешение и разрешение по глубине.
4. Виды генерации процессов на массивном образце. Использование информативных сигналов в РЭМ.
5. Виды генерации процессов в тонком образце. Использование информативных сигналов в ПЭМ.
6. Информативность сигналов в электронной микроскопии.
7. Виды используемых приставок для электронных микроскопов.
8. Описание процессов рассеяния. Сечение рассеяния. Длина свободного пробега. Длина свободного пробега при нескольких процессах рассеяния.
9. Упругое и неупругое рассеяние. Связь их углов рассеяния.
10. Типы механизмов потери энергии электронов при неупругом рассеянии.
11. Потери энергии электронов при неупругом рассеянии по Бете. Формула Блоха. Условия применимости формулы Бете.
12. Длина пробега по Бете. Формулы Поттса.
13. Характеристики области возбуждения во вторичных электронах, отражённых электронах, характеристическом рентгеновском излучении и оже-электронах.
14. Вторичная электронная эмиссия. Объяснение характерного спектра ВЭЭ.
15. Коэффициент истинно-вторичной эмиссии. Коэффициенты неупруго отражённых и упруго отражённых электронов. Вклад истинно-вторичных электронов для обратно отражённых электронов и электронов отражённых от стенок камеры.
16. Скорость потерь, средняя длина, вероятность выхода, характерная глубина выхода вторичных электронов.
17. Зависимость коэффициента истинно-вторичной эмиссии от порядкового номера элемента и энергии первичных электронов и его

значимость при исследовании образцов. Управление зарядкой мишени.

18. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от угла падения. Кантен-эффект, его объяснение и учёт при интерпретации изображений.

19. Объяснение и использование характеристического рентгеновского излучения. Сплошное рентгеновское излучение.

20. Объяснение и использование оже-электронов. Дифференцирование зависимости  $N(E)$ . Сплошное рентгеновское излучение.

21. Явление контаминации. Формула Канае-Окаяма.

22. Эмпирические закономерности явления контаминации. Изменение размеров структур при контаминации. Использование контаминации для настройки электронного зонда.

### *Литература для самоподготовки*

1. Вознесенский, Э. Ф. Методы структурных исследований материалов. Методы микроскопии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Э. Ф. Вознесенский, Ф. С. Шарифуллин, И. Ш. Абдуллин. - Казань : Издательство КНИТУ, 2014. - 184 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=428294>
2. Газенаур, Е.Г. Методы исследования материалов [Электронный ресурс]: учебное пособие / Е. Г. Газенаур, Л. В. Кузьмина, В. И. Крашенинин. - Кемерово : Кемеровский государственный университет, 2013. - 336 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=232447>
3. Уэйли Жу, Растровая электронная микроскопия для нанотехнологий: методы и применение [Электронный ресурс]: учебное пособие / Уэйли Жу, Жонг Лин Уанга, пер. К.И. Домкин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 601 с. - ISBN 978-5-00101-478-2 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462149>
4. Сигов, А.С. Методы получения и исследования наноматериалов и наноструктур: лабораторный практикум по нанотехнологиям [Электронный ресурс]: учебное пособие / под ред. А.С. Сигова. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 187 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462142>

## Практическая работа №5 (семинар)

### Детектор Эверхарта-Торнли. Режим низкого вакуума в модифицированном детекторе вторичных электронов. Полупроводниковый детектор обратно-рассеянных электронов.

Вопросы выносимые для обсуждения:

1. Типичная конструкция электронной пушки. Как происходит управление уровнем электронной эмиссии.
2. В чем преимущества и недостатки различных типов источников электронов?
3. Свойства электронных пушек (интенсивность, яркость, монохроматичность, стабильность).
4. Роль цилиндра Венельта. Кроссовер. Диаметр электронного зонда в кроссовере.
5. Устройство детектора вторичных электронов.
6. Преимущества и недостатки детектора вторичных электронов.
7. Коэффициент вторичной эмиссии.
8. Вклад отраженных электронов в образование медленных вторичных электронов.
9. Каков принцип действия полупроводникового детектора обратно-отражённых электронов?
10. Информативность обратно-отражённых электронов.
11. Способы борьбы с зарядкой слабо проводящих образцов.
12. Каковы причины расхождения между истинными размерами изучаемого объекта и размерами, получаемыми с помощью РЭМ?
13. Преимущества и недостатки детектора обратнорассеянных электронов.
14. Разрешение ППД.

### Краткие сведения для ознакомления

В отличие от оптического микроскопа в электронной микроскопии для получения изображения используется поток электронов. Источником электронов в электронных микроскопах является катод (рис. 1). В микроскопе JEM-6610 в качестве источника электронов используется вольфрамовая нить, V-образной формы. Для умень-

шения деформации за счёт нагрева в микроскопах JEM-6610 вершина катода закручена в виде спирали. Интенсивность потока электронов изменяется посредством увеличения/уменьшения тока накала катода и изменении напряжения смещения. Начиная с некоторого тока накала, эмиссионный ток не возрастает (режим насыщения). Режим *недонасыщения*, т.е. при несколько меньшем токе, чем ток

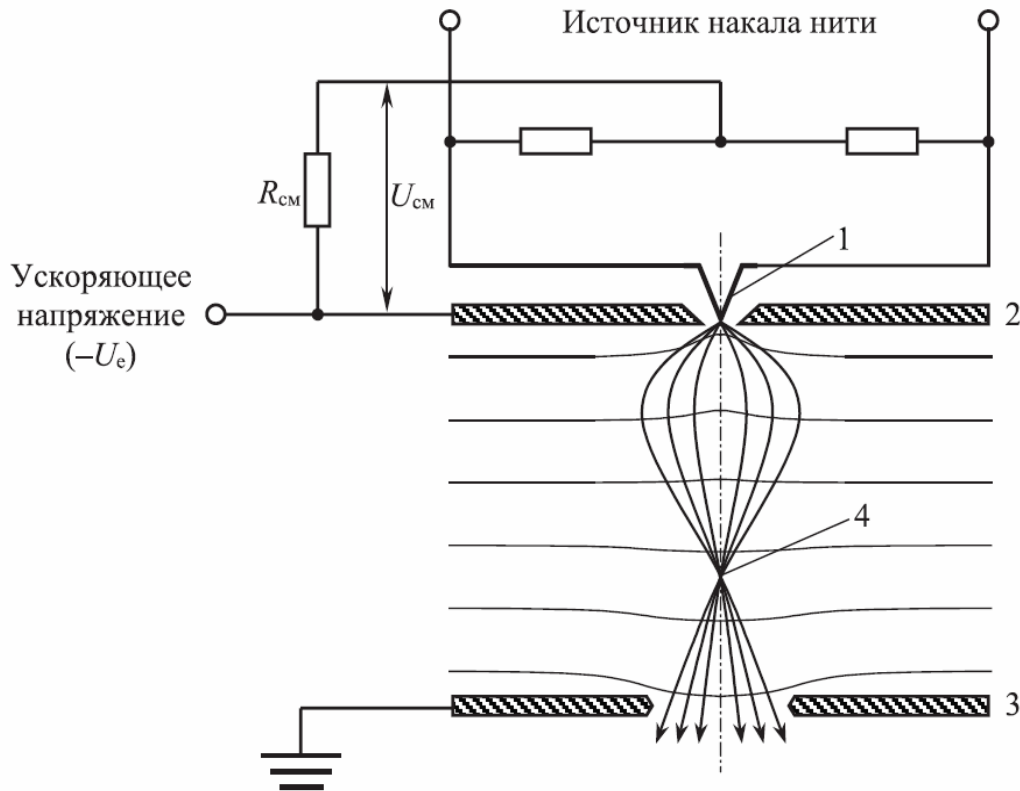


Рис. 1. Электронная пушка

насыщения, является оптимальным, обеспечивая достаточную яркость и долговечность источника. Катод помещается в цилиндр Вензельта, который за счет небольшого более отрицательного потенциала относительно катода служит, по сути, простой линзой, которая фокусирует пучок в позиции кроссовера пушки (рис. 1). Кроме того электрод Вензельта также стабилизирует поток электронов вылетевших за счёт термоэлектронной эмиссии с поверхности катода. Режим работы электронной пушки также определяется напряжением смещения на цилиндре Вензельта. Если смещение мало, то расходимость и размеры пучка велики (мала яркость), если смещение слишком велико, то падает ток. Оптимальный режим работы электронной пушке устанавливается оператором непосредственно после установки нового катода.

Недостатком вольфрамовых катодов является малая продолжительность службы (несколько месяцев) и низкая яркость электронного пучка. Благодаря пониженной работе выхода более высокую яркость электронного пучка (примерно на порядок выше по сравнению с вольфрамовым катодом (см. табл. 1)) дает катод, изготовленный из монокристалла гексаборида лантана ( $\text{LaB}_6$ ). Продолжительность жизни катода из гексаборида лантана составляет 2-3 года.

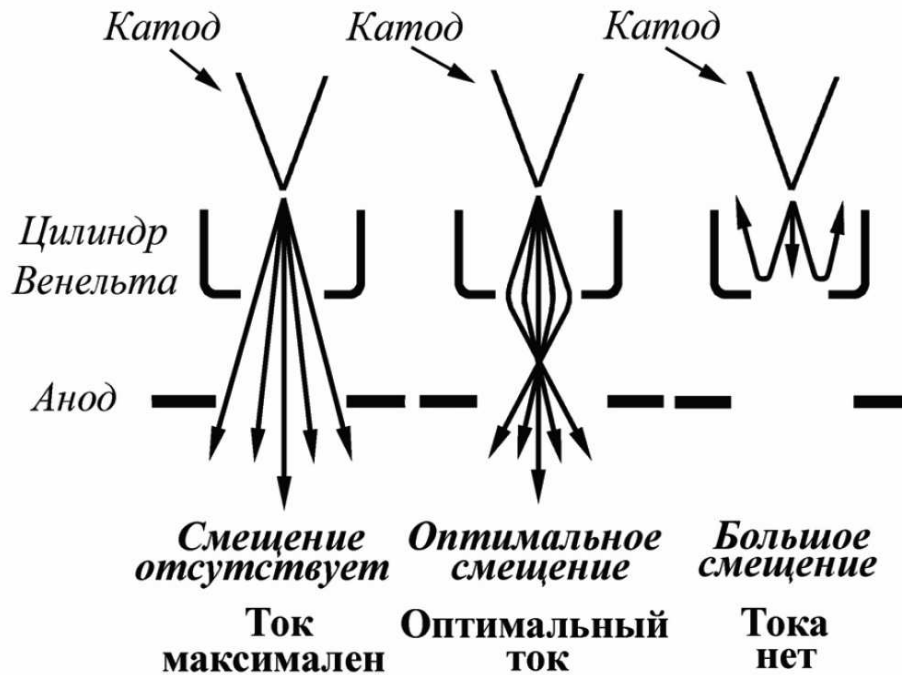


Рис. 2. Зависимость тока электронного пучка от напряжения смещения на цилиндре Венельта

Однако в наиболее перспективном типе катодов, позволяющем сравнительно легко работать даже в режиме прямого разрешения, эмиссия происходит либо за счет наложения на холодный катод потенциала (холодная полевая эмиссия) либо за счет сочетания термо- и полевой эмиссии. В последнем случае яркость электронного пучка может быть дополнительно увеличена в разы даже по сравнению с катодом из  $\text{LaB}_6$  (табл. 1). Основным недостатком полевых катодов является сложность их установки (замены), которая может производиться только квалифицированным сервисным инженером.

Таблица 1. Сравнение характеристик различных источников электронов

Характеристика	Термоэлектронная эмиссия		Полевая эмиссия	
	W	LaB6	Термополевая эмиссия	Холодная полевая эмиссия
Яркость, измеренная при напряжении 100кВ, А/(см <sup>2</sup> ·ср)	$5 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^6$	$10^7 - 10^8$	$2 \cdot 10^6$
Разброс энергий электронов, эВ	2,3	1,5	0,3 – 0,8	0,3 – 0,5

### Система регистрации изображения.

**Детектор вторичных электронов.** Детектор представляет собой сцинтиляционный счетчик. Принцип его действия прост. Вторичные электроны собираются сеткой Фарадея, находящейся под небольшим положительным потенциалом по отношению к образцу, а затем ускоряются высоким положительным потенциалом сцинтиллятора, на который подается порядка 10–15 кВ. Падающие

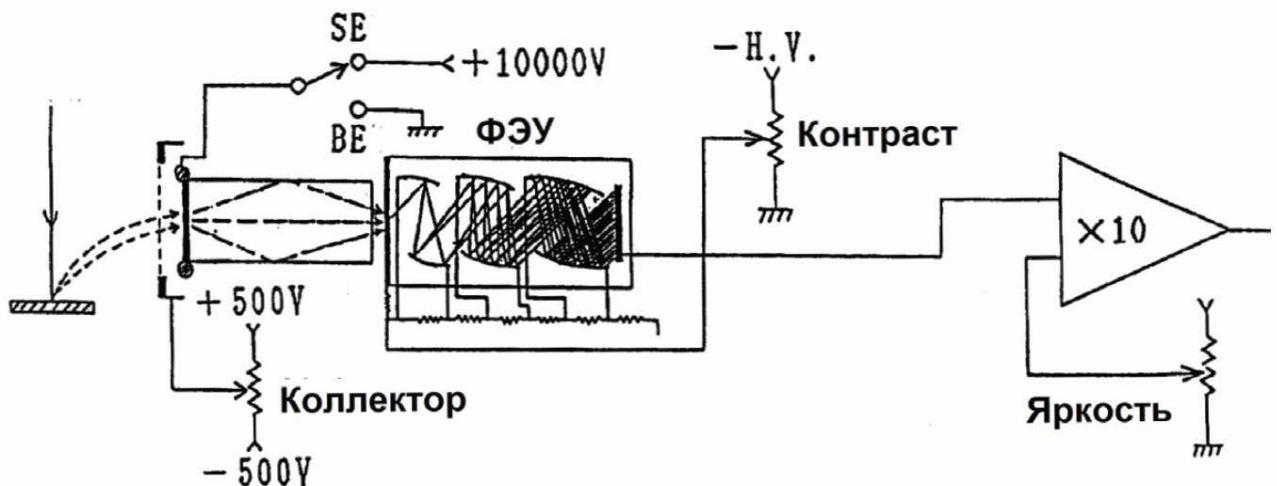


Рис. 3. Детектор Эверхарта-Торнли

электроны вызывают в специально напыленном слое испускание световых фотонов, которые по кварцевому световоду попадают в фотоумножитель. Световод позволяет разделить детектирующую и усилительную часть на значительное расстояние и тем уменьшить влияние шумов. Показания тока фотоэлектронного умножителя прямо пропорциональны потоку электронов на детектор. Эффек-



тивность детектора электронов близка к 100 %. Сетка Фарадея несёт дополнительную роль электростатической защиты первичного электронного пучка от высокого потенциала сцинтиллятора. Детектор вторичных электронов может работать только при высоком вакууме. При низком вакууме возможен пробой из-за высокого напряжения сцинтиллятора. Такая система за счет малых шумов об-

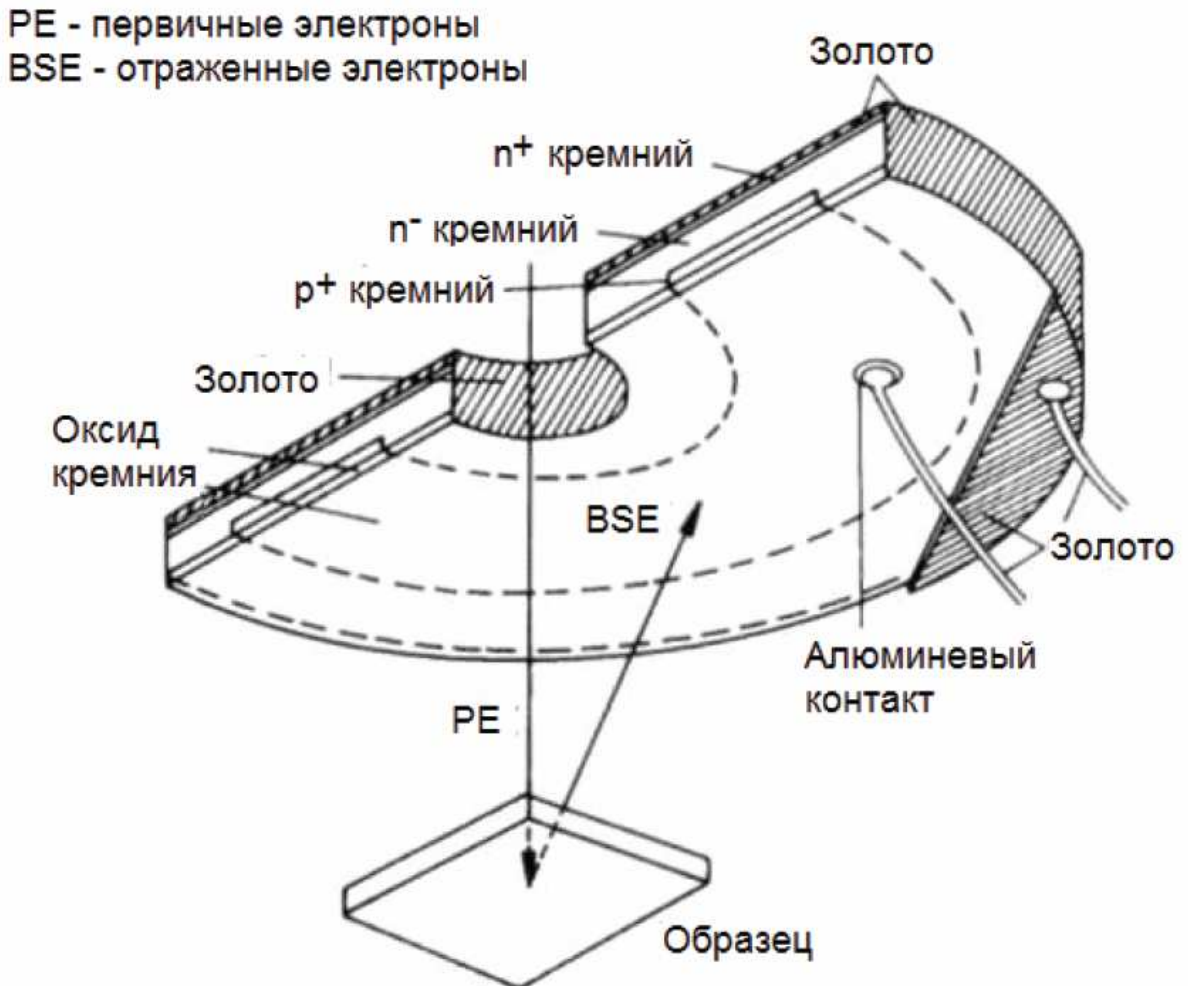


Рис. 4. Полупроводниковый детектор обратнорассеянных электронов

ладает большим коэффициентом усиления, позволяющим детектировать даже единичные электроны. Но есть у такого детектора и недостатки: большой ток пучка портит сцинтиллятор, в результате чего ухудшаются характеристики прибора.

**Детектор отраженных электронов.** Если вторичные электроны за счет рассеяния в толще образца вылетают изотропно, то отраженные – направленным пучком в какую-то одну сторону. При этом основная масса отражённых электронов направлена навстречу падающему пучку. Так как, в отличие от истинно вторичных, отра-

жённые электроны в РЭМ обладают большими энергиями, для их регистрации используется менее чувствительный твёрдотельный детектор (полупроводниковый детектор - ППД). Детектор изготавливается в форме кольца (рис. 4), охватывающего первичный пучок

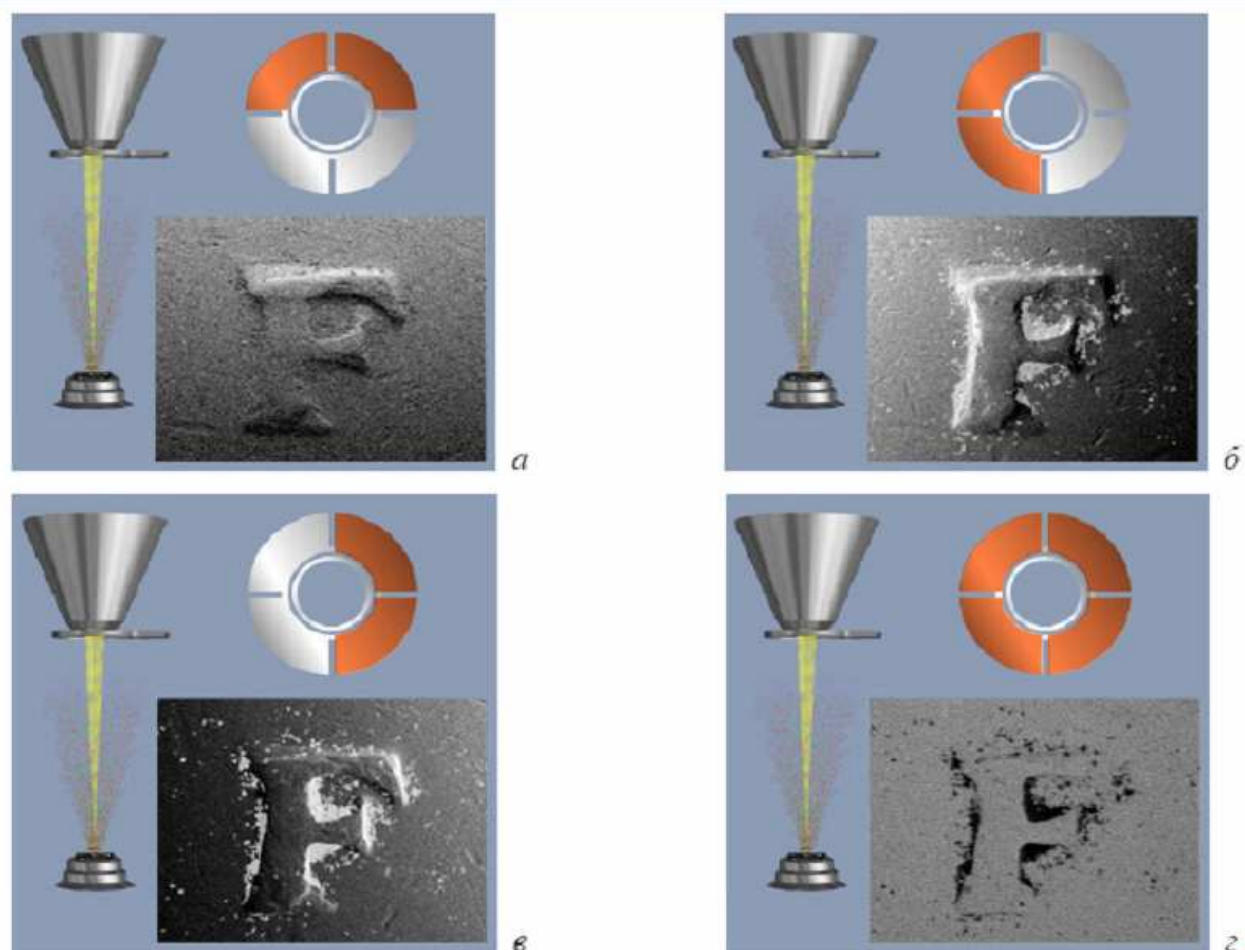


Рис. 5. Получение изображений с топографическим - а, б, в и химическим - г контрастом. Закрашенные сегменты - те, с которых снимается сигнал. (Изображения взяты из раздела "Help" программы INCA для захвата и обработки сигналов с рентгеновских спектрометров производства Oxford Inc.)

электронов. Кольцо разделёно на две половины, каждая из которых функционирует как отдельный детектор. Прецизионный усилитель может измерять либо разностный, либо суммарный сигнал этих двух детекторов, тем самым реализуется возможность получения изображения в элементном или топографическом контрасте (рис. 5).

Действие твердотельного, или полупроводникового, детектора основано на возникновении электрон-дырочных пар при взаимодействии электронов достаточной энергии с полупроводником. Если на противоположных поверхностях полупроводника располага-

ются электроды, к которым приложена разность потенциалов от внешнего источника, то свободные электроны будут притягиваться положительным электродом, а дырки – отрицательным. За счет этого во внешней цепи протекает ток. Этот ток, усиленный соответствующим образом, может быть использован для формирования видеосигнала. Однако, в такой системе будет протекать ток, даже в том случае, если электроны не попадают на детектор. Этот фон, или "темновой ток", не несет информации и тем самым приводит к зашумлению сигнала. Создание дополнительного р-п перехода, позволяет подавить такой фон. Следует отметить, что твердотельный детектор является более инерционным по сравнению со сцинтиляционным детектором. Поэтому для получения качественного изображения в отражённых электронах необходимо производить сканирование с более низкой скоростью.

*Литература для самоподготовки:*

1. Уэйли Жу, Растровая электронная микроскопия для нанотехнологий: методы и применение [Электронный ресурс]: учебное пособие / Уэйли Жу, Жонг Лин Уанга, пер. К.И. Домкин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 601 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462149>
2. Смирнов, С.В. Методы и оборудование контроля параметров технологически х процессов производства наногетероструктур и наногетероструктурных монолитных интегральных схем : учебное пособие [Электронный ресурс] / С.В. Смирнов. - Томск : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2010. - 115 с. 9 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=208659>

## Практическая работа №6

### Волновые и квантовые свойства электронов

Вопросы выносимые для обсуждения:

1. Волны Де Бройля электрона.
2. Релятивистское и нерелятивистское движение электронов.
3. Преодоление электронами потенциальных барьеров.

#### Краткие сведения для подготовки к занятиям

Формула де Бройля, выражающая связь длины волн с импульсом  $p$  движущейся частицы, для двух случаев:

а) в классическом приближении ( $v \ll c$ ;  $p = m_0 v$ )

$$\lambda = 2\pi\hbar/p$$

б) в релятивистском случае (скорость  $v$  частицы сравнима со скоростью  $c$  света в вакууме;

$$p = m_0 v \gamma = m_0 v / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{m_0 v \gamma} = \frac{2\pi\hbar}{m_0 v} \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

Связь длины волны де Бройля с кинетической энергией  $T$  частицы:

а) в классическом приближении

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0 T}};$$

б) в релятивистском случае

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{T(T + 2E_0)}},$$

где  $E_0$  — энергия покоя частицы ( $E_0 = m_0 c^2$ ).

Фазовая скорость волн де Бройля

$$v = \omega/k$$

где  $\omega$  — круговая частота;  $k$  — волновое число ( $k = 2\pi/\lambda$ ).

Групповая скорость волн де Бройля

$$u = \frac{d\omega}{dk}$$

Соотношения де Бройля:

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k,$$

где  $E$  — энергия движущейся частицы;  $p$  — импульс частицы;  $k$  — волновой вектор;  $\hbar$  — постоянная Планка ( $\hbar = h/(2\pi) = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж.с).

Соотношения неопределенностей:

а) для координаты и импульса частицы  $\Delta p \Delta x \geq \hbar$  где  $\Delta p_x$  — неопределенность проекции импульса частицы на ось  $x$ ;  $\Delta x$  — неопределенность ее координаты;

б) для энергии и времени  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ , где  $\Delta E$  — неопределенность энергии данного квантового состояния;  $\Delta t$  — время пребывания системы в этом состоянии.

### Примеры решения задач

**Пример №1.** Электрон, начальной скоростью которого можно пренебречь, прошел ускоряющую разность потенциалов  $U$ . Найти длину волны де Бройля  $\lambda$  для двух случаев: 1)  $U_1 = 51$  кВ; 2)  $U_2 = 510$  кВ.

### Решение

Длина волны де Бройля  $\lambda$  частицы зависит от ее импульса  $p$  и определяется формулой

$$\lambda = 2\pi\hbar/p \quad (1)$$

Импульс частицы можно определить, если известна ее кинетическая энергия  $T$ . Связь импульса с кинетической энергией для нерелятивистского (когда  $T \ll E_0$ ) и для релятивистского (когда  $T \approx E_0$ ) случаев соответственно выражается формулами:

$$p = \sqrt{2m_0T}; \quad (2)$$

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{(1E_0 + T)T} \quad (3)$$

Формула (1) с учетом соотношений (2) и (3) запишется соответственно в нерелятивистском и релятивистском случаях:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0T}}; \quad (4)$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{(1/c)\sqrt{(2E_0 + T)T}} \quad (5)$$

Сравним кинетические энергии электрона, прошедшего заданные в условии задачи разности потенциалов  $U_1 = 51$  В и  $U_2 = 510$  кВ, с энергией покоя электрона и в зависимости от этого решим вопрос, которую из формул (4) и (5) следует применить для вычисления длины волны де Бройля.

Как известно, кинетическая энергия электрона, прошедшего ускоряющую разность потенциалов  $U$ ,

$$T = |e|U.$$

В первом случае  $T_1 = |e|(U_1 = 51 \text{ эВ} = 0,51 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ})$ , что много меньше энергии покоя электрона  $E_0 = m_0c^2 = 0,51 \text{ МэВ}$ . Следовательно, можно применить формулу (4).

Для упрощения расчетов заметим, что  $T_1 = 10^{-4} m_0c^2$ . Подставив это выражение в формулу (4), перепишем ее в виде

$$\lambda_1 = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0 \cdot 10^{-4} m_0c^2}} = \frac{10^2}{\sqrt{2}} \frac{2\pi\hbar}{m_0c}$$

Учтя, что

$$\left[ \frac{2\pi\hbar}{m_0c} \right]$$

есть комптоновская длина волны  $\lambda_C$ , получим

$$\lambda_1 = \left( 10^2 / \sqrt{2} \right) \lambda_C .$$

Так как  $\lambda_C = 2,43 \cdot 10^{-12}$  м, то

$$\lambda_1 = \frac{10^2}{\sqrt{2}} \cdot 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 172 \text{ пм}$$

Во втором случае кинетическая энергия  $T_2 = |e| U_2 = 510 \text{ кэВ} = 0,51 \text{ МэВ}$ , т. е. равна энергии покоя электрона. Следовательно, необходимо применить релятивистскую формулу (5).

Учтя, что  $T_2 = 0,51 \text{ МэВ} = mc^2$ , по формуле (5) найдем

$$\lambda_2 = \frac{2n\hbar}{\frac{1}{c} \sqrt{(2m_0 c^2 + m_0 c^2) m_0 c^2}} = \frac{2n\hbar}{\sqrt{3} m_0 c}, \text{ или } \lambda_0 = \frac{\lambda c}{\sqrt{3}}$$

Подставив значение  $\lambda_c$  в последнюю формулу и произведя вычисления, получим

$$\lambda_2 = 1,4 \text{ пм.}$$

**Пример №3.** На грань кристалла никеля падает параллельный пучок электронов. Кристалл поворачивают так, что угол скольжения  $\theta$  изменяется. Когда этот угол делается равным  $64^\circ$ , наблюдается максимальное отражение электронов, соответствующее дифракционному максимуму первого порядка. Принимая расстояние  $d$  между атомными плоскостями кристалла равным  $200 \text{ пм}$ , определить длину волны де Бройля  $\lambda$  электронов и их скорость  $v$ .

### Решение

К расчету дифракции электронов от кристаллической решетки применяется то же уравнение Вульфа — Брэгга, которое используется в случае рентгеновского излучения :

$$2d \sin \theta = k\lambda$$

где  $d$  — расстояние между атомными плоскостями кристалла;  $\theta$  — угол скольжения;  $k$  — порядковый номер дифракционного максимума;  $\lambda$  — длина волны де Бройля. Очевидно, что

$$\lambda = (2d \sin \theta)/k.$$

Подставив в эту формулу значения величин и вычислив, получим

$$\lambda = 360 \text{ пм.}$$

Из формулы длины волны де Бройля  $\lambda = 2\pi\hbar/(mv)$  выразим скорость электрона:

$$v = 2\pi\hbar/(m\lambda)$$

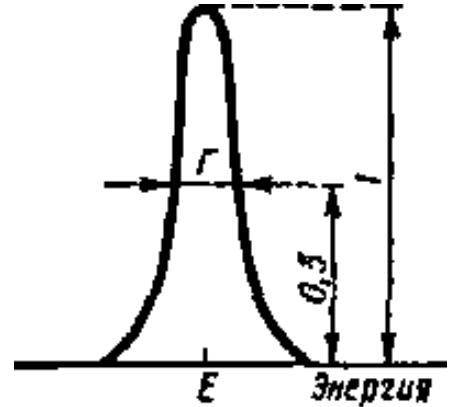
Подставив в эту формулу значения  $\pi$ ,  $\hbar$ ,  $m$  (масса электрона), и произведя вычисления, найдем

$$v = 2 \text{ Мм/с.}$$

**Пример №5.** Используя соотношение неопределенностей энергии и времени, определить естественную ширину  $\Delta\lambda$  спектральной линии излучения атома при переходе его из возбужденного состояния в основное. Среднее время  $\tau$  жизни атома в возбужденном состоянии принять равным  $10^{-8}$  с, а длину волны  $\lambda$  излучения—равной 600 нм.

### Решение

При переходе атомов из возбужденного состояния в основное существует некоторый разброс (неопределенность) в энергии испускаемых фотонов. Это связано с тем, что энергия возбужденного состояния не является точно определенной, а имеет конечную ширину  $\Gamma$ . Согласно соотношению неопределенностей энергии и времени, ширина  $\Gamma$  энергетического уровня возбужденного состояния связана со средним временем  $\tau$  жизни атомов в этом состоянии соотношением



$$\Gamma_{\tau} \sim \hbar$$

Тогда ширина энергетического уровня определяется выражением

$$\Gamma = \hbar / \tau$$

Вследствие конечной ширины уровня энергии возбужденного состояния энергия фотонов, испускаемых атомами, также имеет разброс, равный ширине энергетического уровня, т. е.  $\Delta\varepsilon = \Gamma$  Тогда

$$\Delta\varepsilon = \hbar / \tau \quad (1)$$

Поскольку энергия  $\varepsilon$  фотона связана с длиной волны  $\lambda$  соотношением

$$\varepsilon = 2\pi\hbar c / \lambda$$

то разбросу  $\Delta\varepsilon$  ( $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$ ) энергии соответствует разброс  $\Delta\lambda$  длин волн ( $\Delta\lambda \ll \lambda$ )

$$\Delta\varepsilon = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (2)$$

(знак минус опущен).

Входящий в это выражение конечный интервал длин волн  $\Delta\lambda$  и есть естественная ширина спектральной линии. Выразив  $\Delta\lambda$  из формулы (2) и заменив  $\Delta\varepsilon$  согласно (1), получим



$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c \tau}$$

Произведем вычисления:

$$\Delta\lambda = 2 \cdot 10^{-14} \text{ м} = 20 \text{ фм.}$$

### Задачи

1. Электрон движется со скоростью  $v = 200 \text{ Мм/с}$ . Определить длину волны де Бройля  $\lambda$ , учитывая изменение массы электрона в зависимости от скорости.
2. Какую ускоряющую разность потенциалов  $U$  должен пройти электрон, чтобы длина волны де Бройля  $\lambda$  была равна  $0,1 \text{ нм}$ ?
3. Определить длину волны де Бройля  $\lambda$  электронов, бомбардирующих антикатод рентгеновской трубки, если граница сплошного рентгеновского спектра приходится на длину волны  $\lambda = 3 \text{ нм}$ .
4. На грань некоторого кристалла под углом  $\alpha = 60^\circ$  к ее поверхности падает параллельный пучок электронов, движущихся с одинаковой скоростью. Определить скорость  $v$  электронов, если они испытывают интерференционное отражение первого порядка. Расстояние  $d$  между атомными плоскостями кристаллов равно  $0,2 \text{ нм}$ .
5. Параллельный пучок электронов, движущихся с одинаковой скоростью  $v = 1 \text{ Мм/с}$ , падает нормально на диафрагму с длинной щелью шириной  $a = 1 \text{ мкм}$ . Проходя через щель, электроны рассеиваются и образуют дифракционную картину на экране, расположенном на расстоянии  $l = 50 \text{ см}$  от щели и параллельном плоскости диафрагмы. Определить линейное расстояние  $x$  между первыми дифракционными минимумами.
6. Узкий пучок электронов, прошедших ускоряющую разность потенциалов  $U = 30 \text{ кВ}$ , падает нормально на тонкий листок золота, проходит через него и рассеивается. На фотопластинке, расположенной за листком на расстоянии  $l = 20 \text{ см}$  от него, получена дифракционная картина, состоящая из круглого центрального пятна и ряда концентрических окружностей. Радиус первой окружности  $l = 3,4 \text{ мм}$ . Определить: 1) угол  $\theta$  отражения электронов от микрокристаллов золота, соответствующий первой окружности (угол измеряется от поверхности кристалла); 2) длину волны де Бройля  $\lambda$  электронов; 3) постоянную  $a$  кристаллической решетки золота.

7. Электрон с кинетической энергией  $T = 15$  эВ находится в металлической пылинке диаметром  $d = 1$  мкм. Оценить относительную неточность  $\Delta v$ , с которой может быть определена скорость электрона.

8. Рассмотрим следующий мысленный эксперимент. Пусть моноэнергетический пучок электронов ( $T = 10$  эВ) падает на щель шириной  $a$ . Можно считать, что если электрон прошел через щель, то его координата известна с неточностью  $\Delta x = a$ . Оценить получаемую при этом относительную неточность в определении импульса  $\Delta p/p$  электрона в двух случаях: 1)  $a = 10$  нм; 2)  $a = 0,1$  нм.

### Ответы для самоконтроля

1. 2,7 пм.
2. 150 В
3. 006 пм.
4. 2,1 Мм/с.
5. 1,10 мм.
6. 30'; 7 пм; 0,41 нм.
7.  $\Delta v/v = 10^{-4}$ .
8.  $1,2 \cdot 10^{-2}$ ; 2) 1,2.

### *Литература для самоподготовки:*

3. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике: Учеб. пособие для втузов.-7-е изд., перераб. и доп. -М.: Издательство Физико-математической литературы, 2003.-640 с.

4. Кузнецов, Н.Т. Основы нанотехнологии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Н.Т. Кузнецов, В.М. Новоторцев, В.А. Жабрев, В.И. Марголин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 400 с. - ISBN 978-5-00101-476-8 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462147>

**Практическая работа №7**  
**Коллоквиум № 2 «Общие элементы электронно-оптических приборов»**

Рассматриваемые вопросы:

1. Какова типичная конструкция электронной пушки? Как происходит управление уровнем электронной эмиссии?
2. В чем преимущества и недостатки различных типов источников электронов?
3. Как происходит управление током электронного пучка?
4. Что такое aberrации электронно-оптической системы и как можно с ними бороться?
5. В чем причина возникающего астигматизма? Каковы последствия наличия астигматизма?
6. Для чего нужна дифференциальная откачка различных частей электронного микроскопа?
7. Конструкции и виды электронных пушек.
8. Сравнение характеристик различных видов катодов для электронных пушек.
9. Свойства электронных пушек (интенсивность, яркость, монохроматичность, стабильность).
10. Схема электронной пушки с термоэмиссионным катодом.
11. Роль цилиндра Венельта. Кроссовер. Диаметр электронного зонда в кроссовере.
12. Напряжение смещения в стабилизации и изменении электронного тока.
13. зависимость нагрева мишени от параметров электронного зонда и образца.
14. Какие процессы происходят при взаимодействии ускоренного электронного пучка с образцом?
15. Каковы характерные значения размеров области возбуждения и пространственного разрешения во вторичных электронах, отраженных электронах, характеристическом рентгеновском излучении и оже-электронах для ускоряющего напряжения 30 кэВ?
16. В спектре вторичных электронов присутствуют отраженные электроны с энергией, большей, чем энергия падающих электронов  $E_0$ . Как вы можете объяснить этот факт?
17. От каких параметров зависит коэффициент вторичной эмиссии в

исследуемой точке образца?

18. Каков вклад отраженных электронов в образование медленных вторичных электронов? Как это влияет на разрешение?
19. Каковы механизмы порождения оже-электронов и характеристического рентгеновского излучения?
20. Каковы механизмы контаминации поверхности исследуемого образца углеводородной плёнкой?
21. При каких условиях электронный пучок микроскопа может расплавить исследуемый образец?

*Литература для самоподготовки:*

1. Вознесенский, Э. Ф. Методы структурных исследований материалов. Методы микроскопии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Э. Ф. Вознесенский, Ф. С. Шарифуллин, И. Ш. Абдуллин. - Казань : Издательство КНИТУ, 2014. - 184 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=428294>
2. Газенаур, Е.Г. Методы исследования материалов [Электронный ресурс]: учебное пособие / Е. Г. Газенаур, Л. В. Кузьмина, В. И. Крашенинин. - Кемерово : Кемеровский государственный университет, 2013. - 336 с. - ISBN 978-5-8353-1578-9 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=232447>
3. Уэйли Жу, Растровая электронная микроскопия для нанотехнологий: методы и применение [Электронный ресурс]: учебное пособие / Уэйли Жу, Жонг Лин Уанга, пер. К.И. Домкин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 601 с. - ISBN 978-5-00101-478-2 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462149>
4. Сигов, А.С. Методы получения и исследования наноматериалов и наноструктур: лабораторный практикум по нанотехнологиям [Электронный ресурс]: учебное пособие / под ред. А.С. Сигова. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 187 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462142>

**Практическая работа №8**  
**Приставки к РЭМ. Метод EBSD. Рентгеноспектральный микроанализ. Волновой спектрометр. Энергодисперсионный спектрометр. Катодолюминесценция.**

Вопросы выносимые для обсуждения:

- 1. Расшифровка энергетического спектра вторичных электронов после взаимодействия с образцом.*
- 2. Метод дифракции обратноотражённых электронов.*
- 3. Различные типы детекторов информационных сигналов при падении первичного электронного пучка.*
- 4. Уточнённый закон Мозли.*
- 5. Условие дифракции рентгеновских лучей*
- 6. Уравнение Вульфа-Бреггов.*
- 7. Энергодисперсионный анализ.*
- 8. Энергетическое разрешение ЭДС.*

**Краткие сведения для ознакомления**

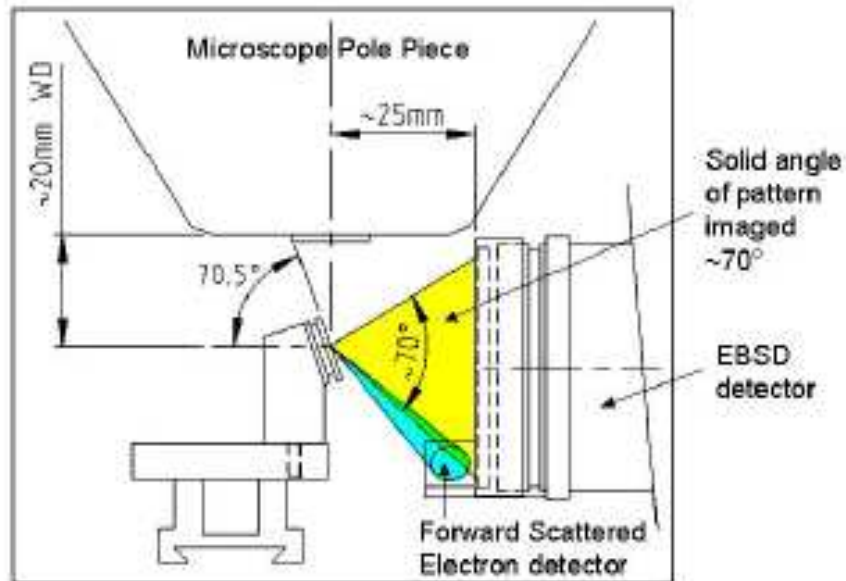
Наиболее интенсивно развивающейся в последнее время методикой в растровой электронной микроскопии является разработка методов автоматического анализа картин дифракций обратно рассеянных электронов. Бесспорно это связано с компьютеризацией управления приборами в 80-х - 90-х годах прошлого века, разработкой новых ССД камер и применением преобразования Хуга (Hough), что привело к полной автоматизации процесса обработки аналитической информации. На рис. 1 приведена схема расположения детектора и фотографии его размещения в камере микроскопа.

При описании картин электронной дифракции пользуются формулой Вульфа - Брега:  $2d \sin \theta = n\lambda$ , где  $d$  - период кристаллической решетки,  $\theta$  - угол падения и отражения излучения,  $\lambda$  - длина волны электрона,  $n$  - порядок отражения.

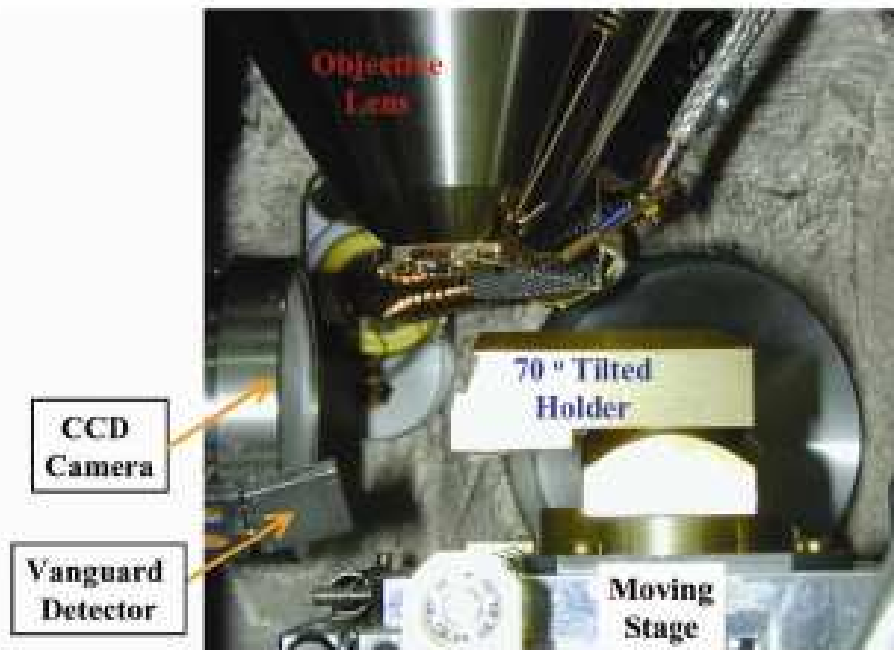
Схема получения картины дифракции отраженных электронов и реально полученное изображение приведены на рис. 2. Изображение 2, уже прошло специальную обработку - увеличение контраста, суммирование нескольких изображений в одно.

Далее проводят преобразование Хуга - каждой линии приписывают значение в полярной системе координат ( $\rho, \theta$ ) (рис. 3):

$$x \cos \theta + y \cdot \sin \theta = \rho$$



a



б

Рис. 1. Расположение детектора дифракции обратно рассеянных электронов в микроскопе: а - схема, б – фотография.

Затем, точкам пересечения линий приписывают индексы Миллера, а по их расположению определяют ориентацию кристалла. Для ви-

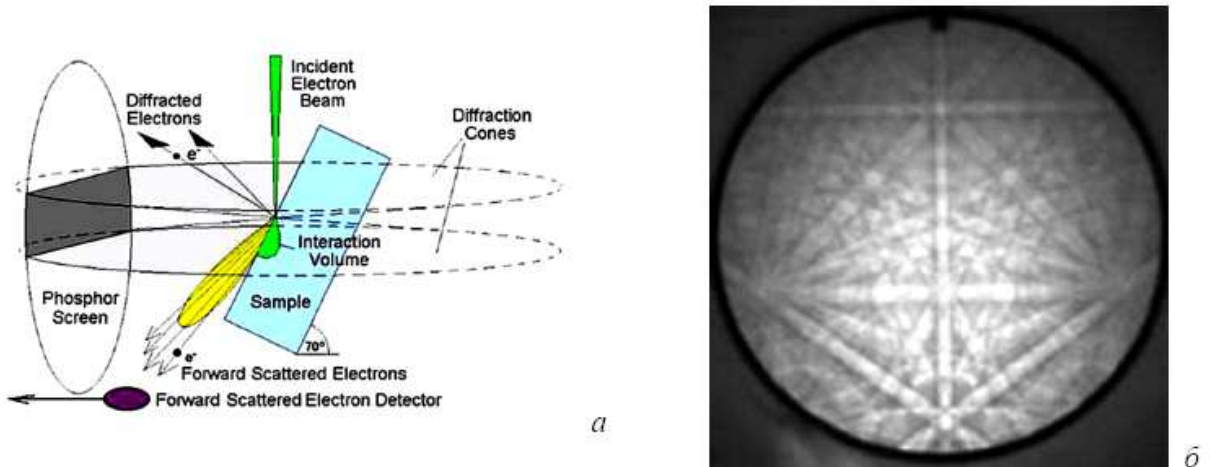


Рис. 2. Схема формирования картины дифракции - а и ее реальный вид для Ge - б.

зуализации текстуры или взаимной ориентации кристаллитов в образце необходимо провести такой анализ в каждой точке поверхно-

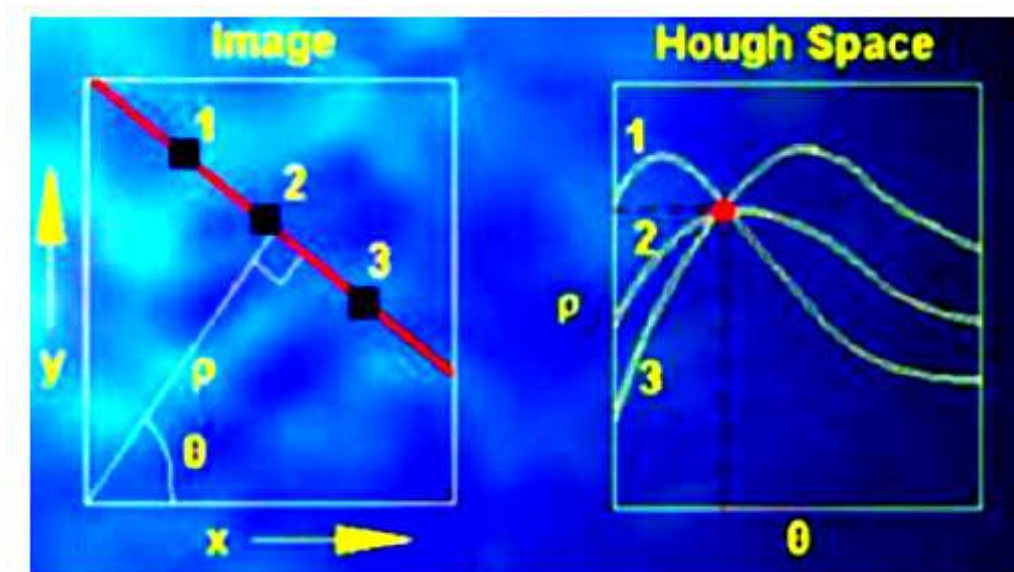


Рис. 3. Преобразование Хуга.

сти. Даже с современными возможностями электронной техники, такой процесс занимает несколько часов. Латеральное разрешение такого метода анализа – 0.3 мкм, И на настоящий момент это единственный метод, позволяющий с таким разрешением анализировать текстуру и ориентацию кристаллитов в массивных образцах.

Основные параметры анализа образцов на растровом микроскопе, осознанное варьирование которых важно для получения качественного изображения и анализа микроструктуры материала:

- увеличение **ускоряющего напряжения** в растровых микроскопах с термоэмиссионными катодами приводит к увеличению разрешения во вторичных электронах, но в случае приборов с катодами с полевой эмиссией этот эффект мал и для достижения высокого разрешения в них используют низкие ускоряющие напряжения при которых уменьшается область генерации полезного сигнала;
- изменение **размеров и тока зонда** позволяет регулировать глубину фокуса и интенсивность сигнала, эти параметры, обычно, подбираются согласно с решаемой аналитической задачей;
- изменение **расстояния от образца до полюсного наконечника WD** приводит к изменению интенсивности сигнала - чем ближе к линзе, тем выше интенсивность сигнала;
- **выбор параметров захвата изображения** влияет только на качество аналитической информации, увеличение времени детектирования или усреднения сигнала приводит к улучшению качества изображения;
- **выбор режимов работы детекторов** позволяет извлечь максимальное количество полезной аналитической информации; оператору, обычно, доступна регулировка параметров работы детекторов обратно рассеянных электронов и детекторов вторичных электронов, работающих в режиме низкого вакуума; возможно комбинирование сигналов, получаемых с различных детекторов.

**Рентгеноспектральный микроанализ.** Во многих областях физики твердого тела, а также в геологии, металлургии, биофизике и т.д. нередко возникает потребность исследовать элементный состав какого-либо образца не только в целом, но и узнать локальное распределение различных химических элементов на его поверхности. Такую возможность предоставляет электронно-зондовый микроанализатор на основе растрового электронного микроскопа, позволяющий определить, из какого вещества состоит поверхность изучаемого образца.

Развитие рентгеноспектральных методов анализа, основанных на регистрации спектров испускания атомов, были положены Мозли, который установил зависимость  $\nu$  - частоты испускаемого иони-



зированным атомом рентгеновского излучения от  $Z$  - его атомного номера:

$$\nu = 2.48 \cdot 10^{15} (Z-1)^2$$

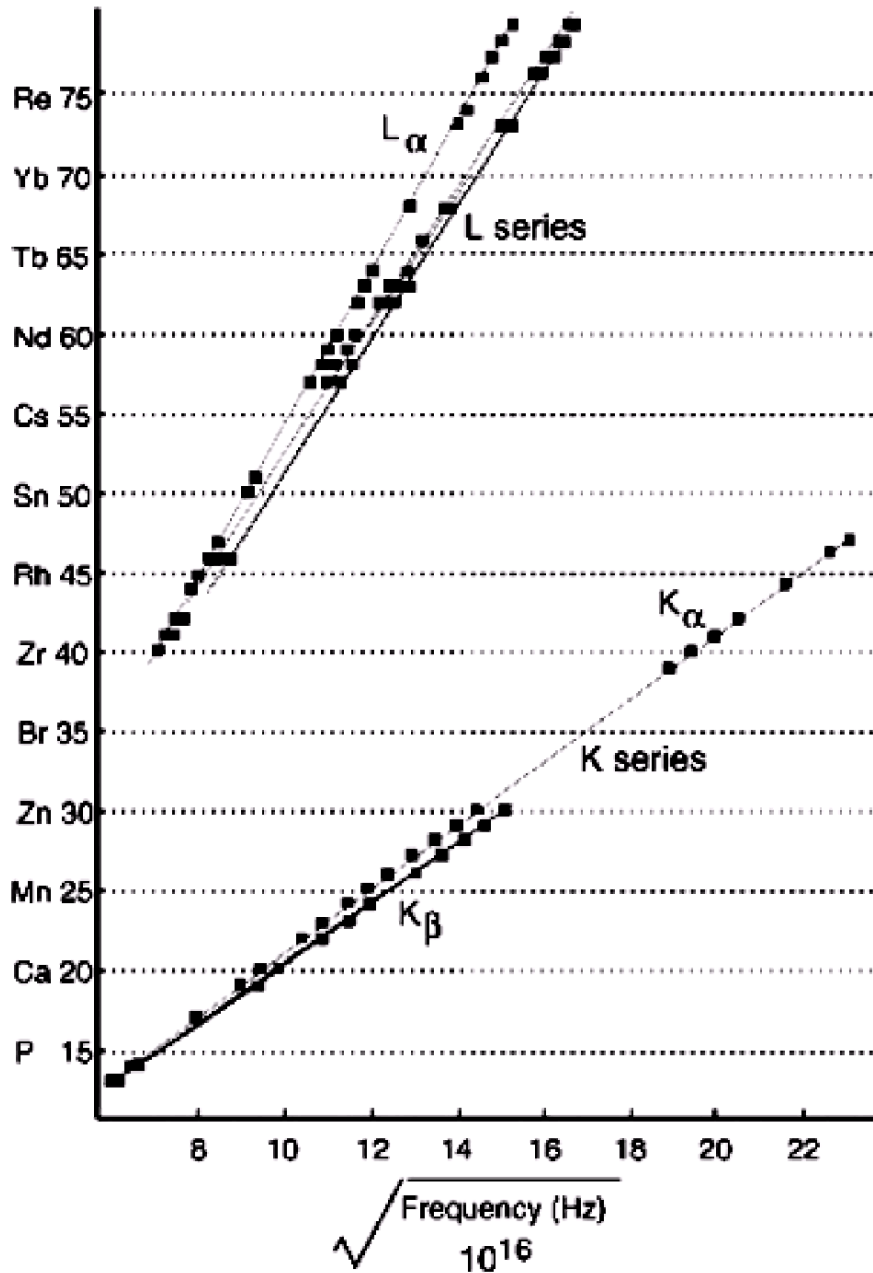


Рис.4. Графическое отображение закона Мозли

Приведенный закон справедлив для  $K_{\alpha}$  серии спектра испускания атомов, аналогичные зависимости могут быть написаны для  $L$  и  $M$  серий (1). Возникновение серий рентгеновских квантов, близких по энергиям пояснено на рис. 5. Ускоренный электрон выбивает связанный атомом электрон с нижних электронных уровней, на ме-

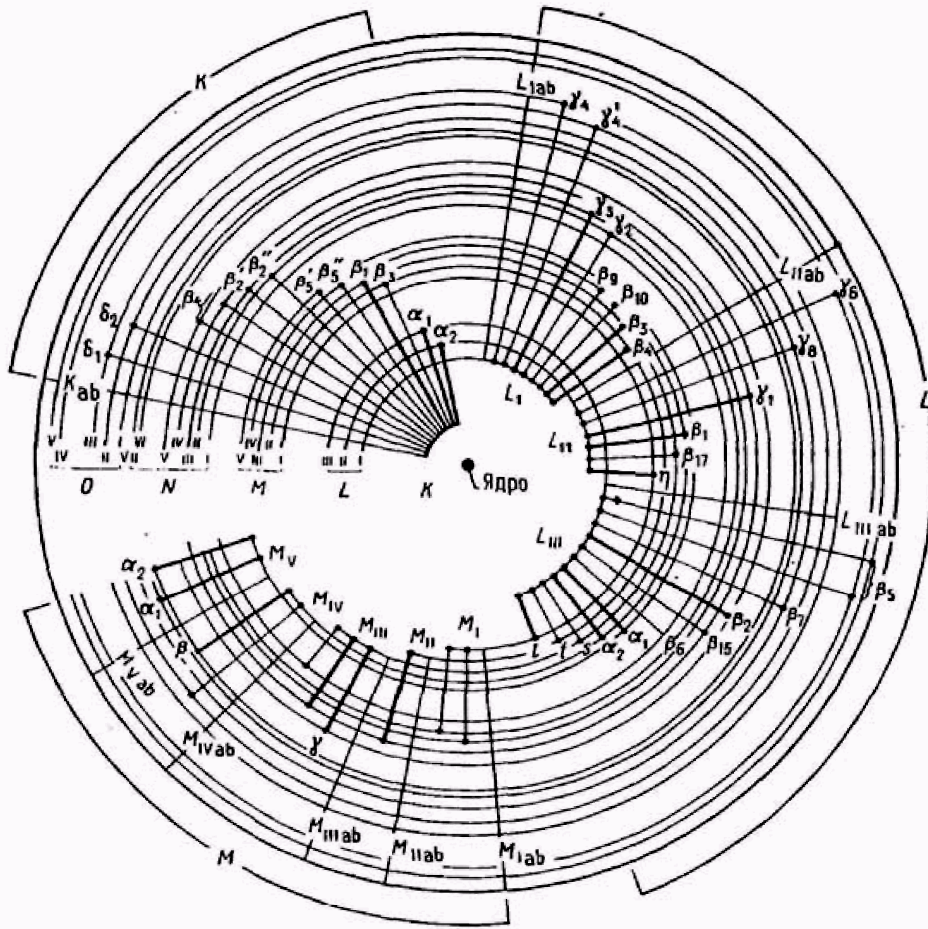
сто выбитого электрона переходят электроны с более высоких уровней. Ионизованный атом в возбужденном состоянии находится около  $10^{-14}$  с. По мере увеличения заряда ядра и количества электронов у атома появляются и новые электронные уровни. Так у водорода единственный электрон находится на К-уровне, начиная с лития появляется L-уровень, у калия начинает заполняться M-уровень, N-уровень полностью заполняется у лютеция, а O и P - уровни полностью не заполнены ни у одного из элементов периодической системы Менделеева. Энергия связи К-электронов изменяется от 13,6 эВ у водорода до 116 кэВ у урана, L-электронов - от 3 эВ у лития до  $\sim 20$  кэВ у урана, а M-электронов - от нескольких электронов у натрия до  $\sim 4$  кэВ у урана. Здесь следует отметить, что существуют очень близкие по энергиям L, M, N, O и P - подуровни, которые изображены на рис. 2а. Вследствие этого, в спектре испускания атома будут присутствовать серии рентгеновских квантов. Соотношения количества рентгеновских квантов различных энергий определяется вероятностными характеристиками перехода электрона на соответствующие уровни.

Выход флуоресцентного рентгеновского излучения сильно зависит от атомного номера. К примеру, выход флуоресцентного излучения К-серии  $\omega_K$  уменьшается с  $\sim 0,8$  до  $\sim 0,1$  с уменьшением  $Z$  от 40 до 16. У более легких элементов  $\omega_K$  еще меньше, например, у углерода он составляет  $\sim 0,001$ .

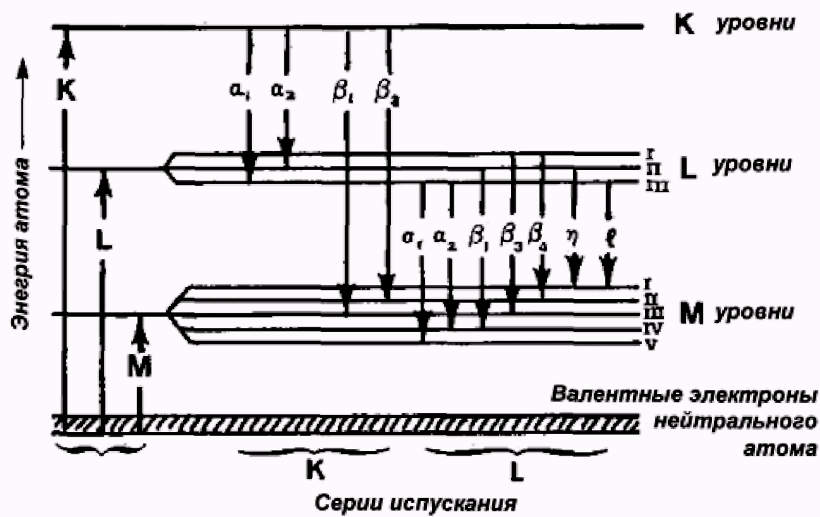
Соотношение количества рентгеновских квантов разных энергий, например  $K_{\alpha 1}$ ,  $K_{\alpha 2}$ , в одной серии можно оценить по заселенности подуровней  $L_{III}$  и  $L_{II}$  - 2:1. Однако такая оценка не всегда применима, так соотношение для  $K_{\alpha 1}$  и  $K_{\alpha 2}$  у алюминия составляет  $\sim 1:10$ , а у меди  $\sim 1:5$ . На рис. 4. приведены, экспериментально полученные, соотношения интенсивностей рентгеновских линий в К, L и M сериях некоторых элементов.

Кроме основных рентгеновских линий в спектре могут присутствовать сателлиты, появление которых вызвано двойной ионизацией атомов в возбужденном состоянии. Электронные переходы в дважды ионизованных возбужденных атомах немного отличаются по энергии от аналогичных переходов однократно ионизованных атомов не более чем на несколько десятков эВ. Возникновение сателлитов наиболее вероятно у легких атомов, т.к. у них немного больше время жизни однократно ионизованного возбужденного состояния.

Интенсивность дополнительных линий у алюминия составляет ~ 10% от интенсивности основной линии. Здесь следует отметить,



а



б

Рис. 5. Возникновение серий испускания атомом рентгеновского излучения близкого по энергиям: а - схема орбиталей и б - соотношение серий по энергиям (для атома с  $Z > 29$ ).

что на рис. 6. приведены положения линий, соответствующим

идеализированным переходам, у реальных атомов переходы будут «размыты». Чем тяжелее атом, тем сильнее размытие линии, так, уширение  $\alpha$  - линий у кальция составляет 1 эВ, а у урана 103 эВ. Уширение  $L\alpha$  - линий у циркония составляет 1,7 эВ, а у урана 12,4 эВ.

В реальных телах мы имеем дело с анализом не столько отдельно расположенных атомов сколько атомов связанных химическими связями. Наличие таких связей приводит к изменению энергий и вероятностей электронных переходов. На рис. 5 приведены линии кислорода и титана в различных соединениях.

Здесь стоит отметить, что большинство методических экспериментальных измерений проводились исследователями в начале и середине прошлого века на металлических фольгах, содержащих не более двух сортов атомов. Выводы, исходящие из этих эксперимен-

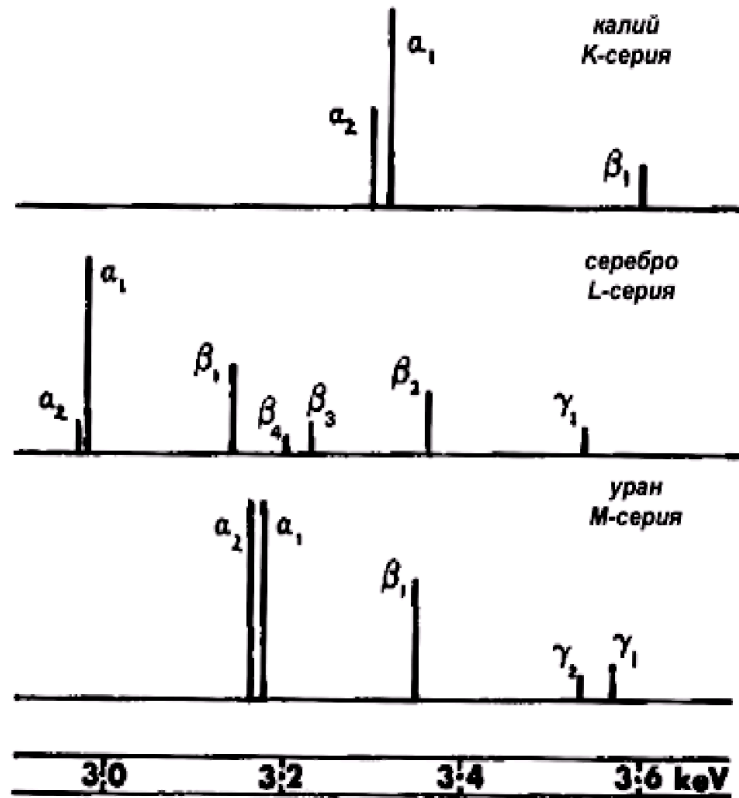


Рис. 6. Сравнение интенсивности линий в сериях различных элементов, переносятся на более сложные по составу образцы с оговорками об их электрической проводимости и равномерном распределении всех сортов атомов, что возможно лишь в металлических стеклах и стехиометрических, однофазных веществах. Касательно не

про водящих объектов с нанесенными проводящими покрытиями и без них, следует отметить, что некоторые методические эксперименты для них вовсе не проводились, по-видимому, из-за сложностей проведения корректного эксперимента.

Рассмотрим теперь характер зависимости интенсивности непрерывного рентгеновского излучения, которое определяет величину фонового излучения в спектре. Максимальная энергия этого излучения будет равна энергии первичного пучка электронов, что соответствует переводу энергии электрона в рентгеновское излучение в единственном соударении. Заключение о максимальной энергии непрерывного рентгеновского излучения принято называть пределом Дуэйна-Ханта (Duane-Hunt). Так как наивысшие по энер-

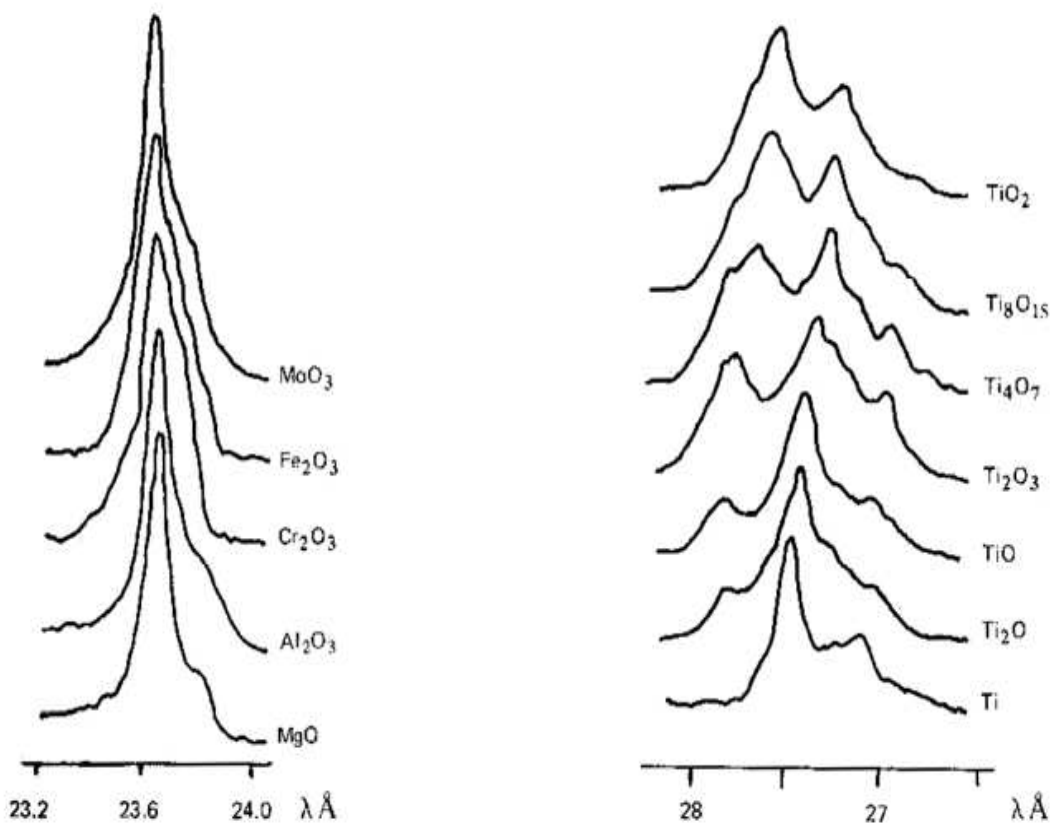


Рис. 7. Эмиссия рентгеновского излучения в различных соединениях: а - линия кислорода, б - L-серия титана.

гии кванты непрерывного рентгеновского излучения образуются при единственном соударении, то образовываться они будут, в основном, на поверхности. Следовательно, зависимость интенсивности или количества квантов от частоты непрерывного рентгеновского излучения для тонкой пленки будет выглядеть так, как это

изображено на рис. 8. В малом интервале частот  $(\nu + d\nu)$  интенсивность рентгеновского излучения  $I_\nu$  можно задать формулой:

$$I_\nu d\nu = aZ(\nu_0 - \nu)d\nu ,$$

где  $a$  - некоторая константа. Уравнение может быть записано в виде зависимости количества фотонов  $N(E)$  от энергии (уравнение Крамерса):

$$N(E)dE = bZ \frac{E_0 - E}{E} dE ,$$

где  $b$  - размерная константа Крамерса, значение которой близко к  $2 \cdot 10^{-9}$  фотонов  $\text{с}^{-1} \text{эВ}^{-1} \text{е}^{-1}$ .

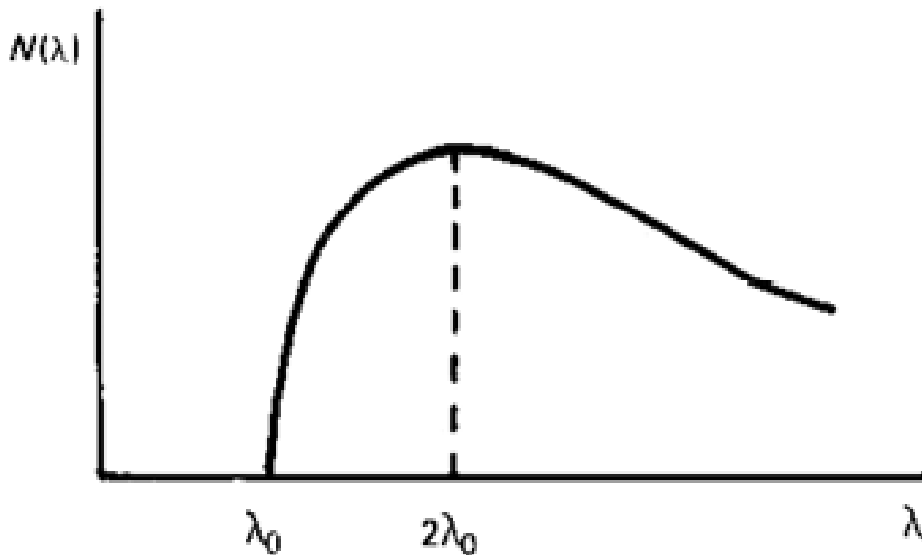


Рис.8. Распределение энергии рентгеновского излучения, испускаемого массивным образцом.

Выразив энергию через длину волны  $dE = -hc \, d\lambda/d\lambda^2$  предыдущее уравнение можно записать в виде:

$$N(\lambda)d\lambda = hcbZ \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda\lambda_0} \right) d\lambda .$$

Зависимость  $N(\lambda)$  представлена на рис. 7, в реальных массивных образцах максимум в зависимости интенсивности будет смещен в сторону меньших длин волн, приблизительно до значений 1.5

$\lambda_0$ . Описание фона и последующее его вычитание из спектра является одной из важнейших операций в рентгеноспектральном микроанализе.

*Энергодисперсионный детектор* преобразует энергию каждого фотона рентгеновского излучения в пропорциональный энергии сигнал напряжения. Этот процесс происходит в три стадии. Падающий на полупроводниковый кристалл-детектор рентген производит ионизацию атомов, в результате чего образуются неравновесные электроны и дырки. Затем с помощью предусилителя на полевом транзисторе порожденный рентгеном неравновесный заряд преобразуется в сигнал напряжения (рис. 9). На рисунке 10 изображен выходной сигнал предусилителя, на котором показаны скачки напряжения, возникающие в результате поглощения очередного кванта рентгеновского излучения в кристалле-детекторе. Далее, этот сигнал для измерения поступает на вход импульсного процессора. Полупроводниковый кристалл-детектор обычно изготавливают из кремния с добавлением примесей лития, ионы которого имеют малый радиус (0,06 нм) и легко диффундируют в кремний. Важно также, что для ионизации лития необходима энергия всего лишь 0,033 эВ, то есть литий является эффективным донором электронов. Также в качестве материала для кристалла-детектора может служить высокочистый германий (high purity germanium – HpGe), который позволяет достичь большего быстродействия при регистрации характеристического излучения высоких энергий.

Схематический вид Si(Li) детектора приведен на рисунке 6.30. Детектор и предусилитель с полевым транзистором монтируют на медном стержне, второй конец которого погружен в жидкий азот, находящийся при температуре 77 К ( $-195,8^{\circ}\text{C}$ ). В рабочем режиме детектор приходится постоянно держать в охлажденном состоянии, так как при включенном напряжении смещения увеличение температуры детектора приведет к миграции атомов лития и серьезному ухудшению качества работы системы. В криостате, в котором размещен детектор, постоянно сохраняют вакуум  $10^{-6}$  торр, так как поверхность детектора крайне чувствительна к загрязнениям. Рентгеновский пучок входит в объем криостата через ультратонкое окно толщиной около 1 мкм из полимеров, практически не поглощающих рентгеновское излучение. Число электрон-дырочных пар, созданных в детекторе рентгеновскими квантами определенной энергии подвержено статическим флуктуациям. Результирующее рас-

пределение импульсов по амплитудам является строго гауссовым, если используется достаточно хороший детектор и правильно отрегулирована электроника. Источниками шумов являются флуктуации токов утечки в детекторе, тепловой шум в полевом транзисторе и связанных с ним цепях. В итоге спектральное (энергетическое) разрешение энергодисперсионного детектора существенно уступает волновому (типичное значение 125-130 эВ), но на порядки превосходит по скорости получения спектра.

На интенсивность пиков характеристического рентгеновского излучения влияют:

1. *Угол падения первичного электронного пучка на образец.* В связи с этим для приведения всех результатов к единообразному

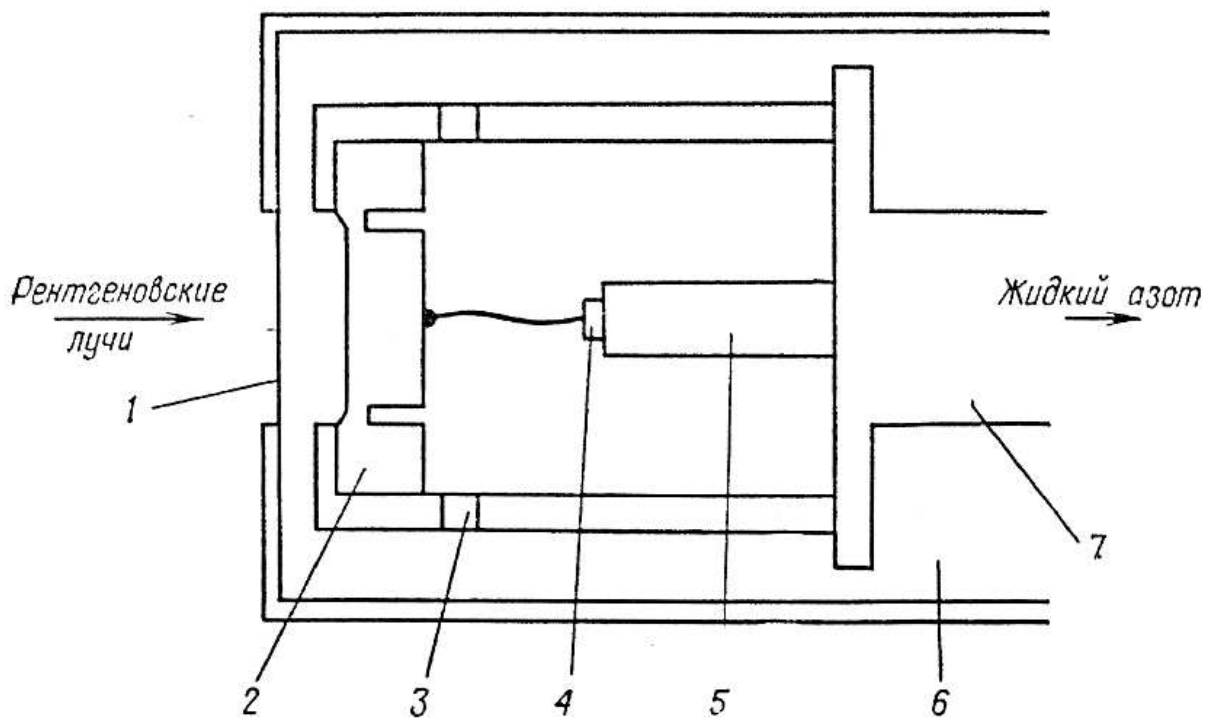


Рис. 9. Схематический вид Si(Li)-детектора с криостатом: 1 – бериллиевое окно; 2 – детектор; 3 – изолятор; 4 – плоскостной полевой транзистор; 5 – держатель; 6 – вакуум; 7 – охлаждаемый медный "холодный палец".

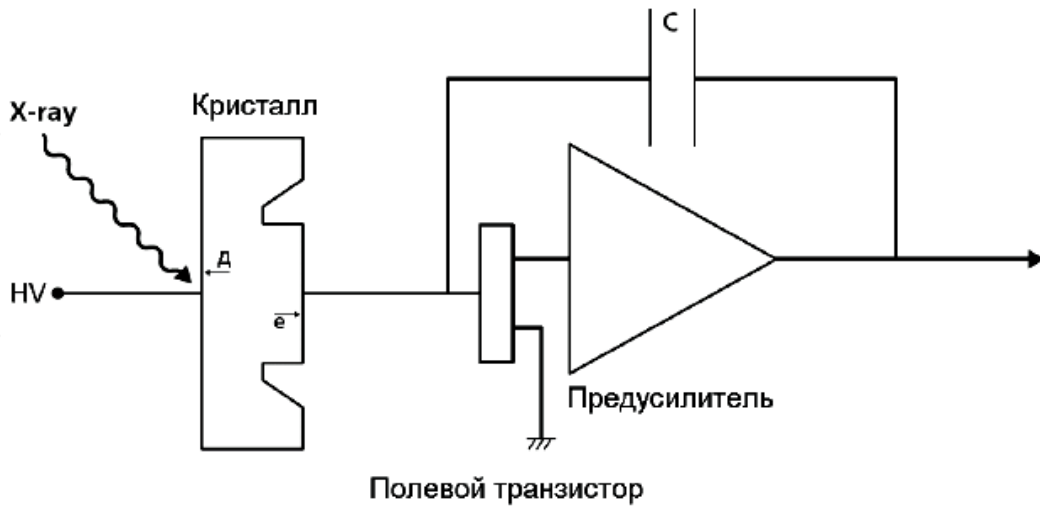
виду необходимо использовать плоские образцы, а электронный луч направлять по нормали к исследуемой поверхности.

2. *Распределение элементов по поверхности.* Если образец состоит, к примеру, из гранул разного сорта, то взаимное влияние гранул будет исключено, если их размер меньше, чем область взаимодействия пучка с приповерхностным слоем. Для рентгена размер



этой области составляет единицы микрон, что затрудняет анализ разнородных наноструктурированных материалов.

3. *Расположение детектора относительно образца в камере РЭМ.* Рекомендуется выбрать такое положение образца по вертикали, для которого интенсивность излучения достигает максимума.



а

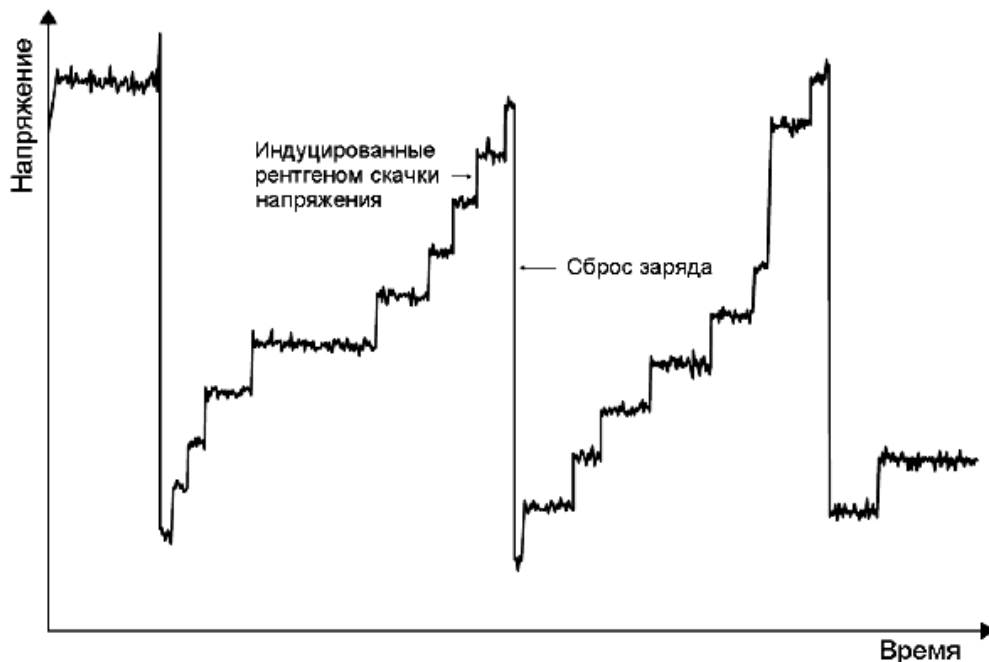


Рис. 10 Иллюстрация работы энергодисперсионного детектора: а - принципиальная электрическая схема; б – типичный вид выходного сигнала предусилителя, вызванного падающим характеристическим излучением  $MnK\alpha$

4. *Энергия бомбардирующего электронного пучка.* Влияние этого фактора на сечение ионизации рассмотрено ранее; также от

энергии первичного пучка зависит глубина проникновения электронов и, соответственно, глубина генерации рентгена.

5. *Ток бомбардирующего электронного пучка.* Количество ионизаций, происходящее в образце, прямо пропорционально потоку частиц, вызывающих ионизацию. Следовательно, интенсивность генерируемого рентгена также будет зависеть от тока пучка линейно. В большинстве катодов РЭМ существуют неконтролируемые скачки тока (или дрейф тока), поэтому в течение всего эксперимента происходит снятие тока, поглощенного образцом. Далее интенсивность нормируется на некоторый фиксированный ток пучка.

6. *Длительность снятия спектра.* Генерация рентгеновского излучения является статистическим процессом, поэтому относительная флуктуация числа зарегистрированных частиц имеет порядок  $N$ .

Следовательно, для проведения количественного микроанализа подходят образцы с ровной однородной поверхностью; часть параметров РЭМ (положение столика с образцом, ускоряющее напряжение) задаются в ходе эксперимента, часть подвергается контролю в течение эксперимента (ток первичного пучка).

«Мертвое время» энергодисперсионного детектора будет определяться временем, затрачиваемым прибором на регистрацию рентгеновских квантов одной энергии, а также временем, затрачиваемым на приведение кристалла в начальное положение, когда потенциал между его противоположными сторонами приводится к некоторому нулевому значению. Соответственно разрешение спектрометра будет тем лучше, чем длиннее время измерения количества рентгеновских квантов одной энергии (Рис. 10). Требование к образцу для проведения энергодисперсионного анализа гораздо мягче случая волнового микроанализа. Интенсивности пучка электронов требуются на 1-2 порядка ниже, можно осуществлять анализ шероховатых образцов, положение образца по высоте может варьироваться в пределах нескольких миллиметров. Энергодисперсионный спектрометр позволяет проводить элементный анализ гораздо быстрее, т.к. одновременно фиксируется весь спектр, а не интенсивность отдельной линии. Существенный проигрыш энергодисперсионного анализа по сравнению с волновым лишь в одном - в энергетическом разрешении спектра. Этот единственный недостаток выливается в существенные ограничения энергодисперсионно-

го анализа образцов, содержащих элементы с близкими по энергиям переходами.

*Литература для самоподготовки:*

1. Вознесенский, Э. Ф. Методы структурных исследований материалов. Методы микроскопии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Э. Ф. Вознесенский, Ф. С. Шарифуллин, И. Ш. Абдуллин. - Казань : Издательство КНИТУ, 2014. - 184 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=428294>
2. Газенаур, Е.Г. Методы исследования материалов [Электронный ресурс]: учебное пособие / Е. Г. Газенаур, Л. В. Кузьмина, В. И. Крашенинин. - Кемерово : Кемеровский государственный университет, 2013. - 336 с. - ISBN 978-5-8353-1578-9 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=232447>
3. Уэйли Жу, Растровая электронная микроскопия для нанотехнологий: методы и применение [Электронный ресурс]: учебное пособие / Уэйли Жу, Жонг Лин Уанга, пер. К.И. Домкин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 601 с. - ISBN 978-5-00101-478-2 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462149>
4. Сигов, А.С. Методы получения и исследования наноматериалов и наноструктур: лабораторный практикум по нанотехнологиям [Электронный ресурс]: учебное пособие / под ред. А.С. Сигова. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 187 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462142>
5. Смирнов, С.В. Методы и оборудование контроля параметров технологически х процессов производства наногетероструктур и наногетероструктурных монолитных интегральных схем : учебное пособие [Электронный ресурс] / С.В. Смирнов. - Томск : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2010. - 115 с. 9 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=208659>
6. Основы аналитической электронной микроскопии [Текст] / Д. Е. Ньюбури, Дж. М. Каули, Д. Б. Вильямс: Пер. с англ. - М. : Металлургия, 1990. - 583 с.

**Практическая работа №9**  
**Коллоквиум № 3 "Основы растровой и просвечивающей электронной микроскопии»**

1. Какова область применения просвечивающей электронной микроскопии?
2. Каковы способы улучшения разрешения ПЭМ?
3. В чем отличие режимов работы ПЭМ при формировании светлопольного, темнопольного изображений?
4. Как получают картины дифракции электронов?
5. В чем отличие между амплитудным и фазовым контрастом? Какова их информативность?
6. Для каких целей применяют моделирование изображений многослойным методом?
7. Какие тест-объекты применяются для калибровки просвечивающего электронного микроскопа?
8. Какова область применения методов электронной дифракции?
9. Что такое «сфера Эвальда»? Для чего применяется это понятие?
10. В чем преимущество методом электронной дифракции перед методами рентгеновской дифракции?
11. Что такое «постоянная прибора» для ПЭМ? Для чего применяется эта характеристика?
12. Назовите основные методы пробоподготовки образцов для исследования с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Сравните область применения этих методов.
13. Какова область применения растровой электронной микроскопии?
14. От чего зависит диаметр зонда РЭМ?
15. От чего зависит разрешение РЭМ?
16. В чем преимущество и недостатки иммерсионной объектной линзы РЭМ?
17. Каков принцип действия детектора вторичных электронов Эверхарта-Торнли?
18. Каков принцип действия полупроводникового детектора обратно отражённых электронов?
19. Какова информативность обратно отражённых электронов?
20. Перечислите способы борьбы с зарядкой слабо проводящих об-

разцов.

21. Каковы причины расхождения между истинными размерами изучаемого объекта и размерами, получаемыми с помощью РЭМ?
22. Какие тест-объекты подходят для калибровки РЭМ?
23. Как можно установить критерии определения границ объекта при исследовании методом растровой электронной микроскопии?
24. Какова информативность картин дифракции обратнорассеянных электронов?
25. Какова информативность энергетического спектра оже-электронов?
26. Какова информативность характеристического рентгеновского излучения?
27. Сравните преимущества и недостатки волнового и энергодисперсионного детекторов рентгеновского излучения.
28. Какова информативность спектров катодолюминисценции?

*Литература для самоподготовки:*

1. Сканирующая электронная микроскопия и рентгеноспектральный микроанализ в примерах практического применения [Текст] : учебное пособие / авт., ред. М. М. Криштал [и др.]. - Москва : Техносфера, 2009. - 206 с.
2. Газенаур, Е.Г. Методы исследования материалов [Электронный ресурс]: учебное пособие / Е. Г. Газенаур, Л. В. Кузьмина, В. И. Крашенинин. - Кемерово : Кемеровский государственный университет, 2013. - 336 с. - ISBN 978-5-8353-1578-9 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=232447>
3. Уэйли Жу, Растровая электронная микроскопия для нанотехнологий: методы и применение [Электронный ресурс]: учебное пособие / Уэйли Жу, Жонг Лин Уанга, пер. К.И. Домкин. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 601 с. - ISBN 978-5-00101-478-2 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462149>
4. Сигов, А.С. Методы получения и исследования наноматериалов и наноструктур: лабораторный практикум по нанотехнологиям [Электронный ресурс]: учебное пособие / под ред. А.С. Сигова. -

Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 187 с. - ISBN 978-5-00101-473-7 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462142>

5. Смирнов, С.В. Методы и оборудование контроля параметров технологически х процессов производства наногетероструктур и наногетероструктурных монокристаллических интегральных схем : учебное пособие [Электронный ресурс] / С.В. Смирнов. - Томск : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2010. - 115 с. 9 // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=208659>

6. Томас, Г. Просвечивающая электронная микроскопия материалов [Текст] / под ред. и пер. с англ. Б. К. Вайнштейна. - Москва : Наука, 1983. - 317 с.

7. Основы аналитической электронной микроскопии [Текст] / Д. Е. Ньюбури, Дж. М. Каули, Д. Б. Вильямс: Пер. с англ. - М. : Металлургия, 1990. - 583 с.