

Моделирование методом Монте-Карло взаимодействия электронного пучка с твердым телом

Введение

Работа направлена на знакомство с фундаментальными процессами, происходящими при облучении твердого тела пучком электронов средних энергий (1-30 кэВ). Эти процессы лежат в основе таких методов анализа свойств твердого тела, как растровая электронная микроскопия (РЭМ), электронно-зондовый микроанализ и рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия. В работе используется программа CASINO [1–3], реализующая моделирование методом Монте-Карло траекторий электронов в твердом теле. Основу программы составляет алгоритм, использующий "розыгрыш" длин свободного пробега и углов рассеяния в соответствии с заданными моделями (например, Bethe для потерь энергии и моделью однократного рассеяния с сечением типа Rutherford или Mott)

Когда пучок электронов со средней энергией взаимодействует с мишенью, происходит сложная каскадная цепочка событий. Электроны претерпевают упругие и неупругие столкновения с атомами и электронами вещества, постепенно теряя энергию и изменяя направление движения. В результате этого взаимодействия генерируется множество вторичных излучений и частиц: обратнорассеянные электроны, оже-электроны, вторичные электроны, характеристическое рентгеновское излучение и т.д. (Рис. 1).

Прямое аналитическое решение задачи о распространении электронов в веществе чрезвычайно сложно из-за стохастической природы процессов. **Метод Монте-Карло (МК)** является мощным численным подходом для моделирования таких задач. Его суть заключается в статистическом моделировании траекторий большого количества отдельных электронов (треков), где тип и параметры каждого столкновения выбираются случайным образом в соответствии с известными вероятностными распределениями.

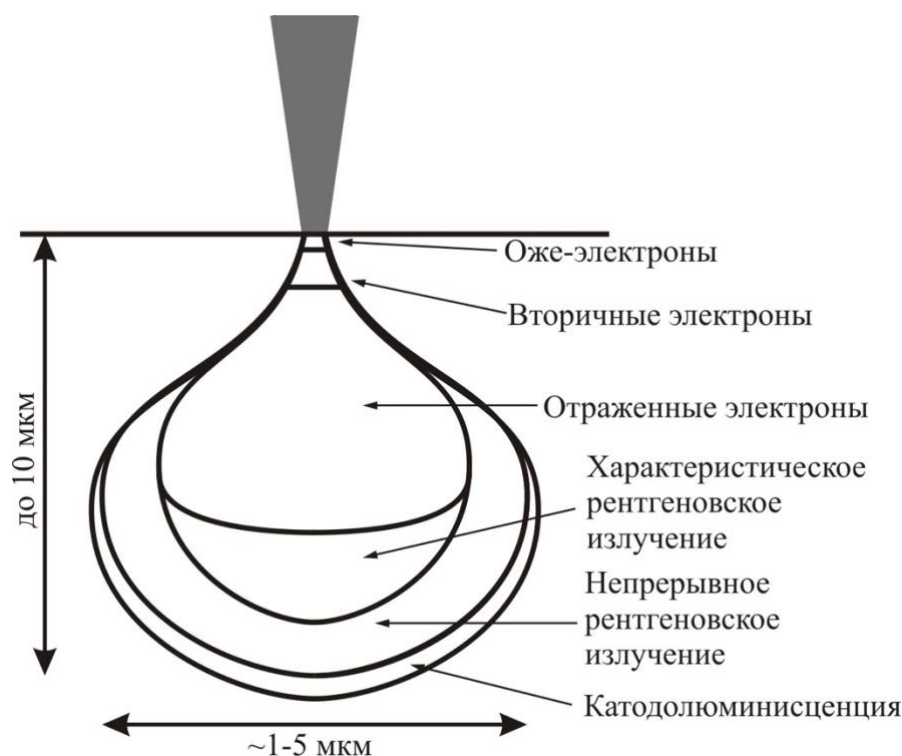


Рис. 1. Формирование продуктов взаимодействия первичного пучка электронов с веществом.

1. Взаимодействие электронов с твердым телом

Программы Монте-Карло широко используются для расчетов различных задач для пользователей электронных микроскопов и установок электронно-лучевой литографии. Для достижения точных результатов, физические принципы, лежащие в основе моделирования Монте-Карло, должны быть подходящими для всех диапазонов используемых энергий. Любая стандартная программа Монте-Карло должна моделировать два явления: упругие столкновения и потерю энергии. В процессе диффузии неупругие столкновения обычно игнорируются из-за малого угла рассеяния, возникающего в результате таких столкновений. Вместо этого все неупругие столкновения считаются равномерно распределенными вдоль траекторий электронов. Таким образом, для моделирования этого явления используется приближение непрерывных потерь энергии электронов. Тормозная способность, основанная на выражении Bethe [4], обычно используется для моделирования потери энергии.

В процессе столкновения электронов с атомными ядрами мишени кинетическая энергия электрона изменяется незначительно, а изменяется только направление его движения. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона $d\sigma_{el}$, обладающего кинетической энергией E в телесный угол $d\Omega$ связано с углом рассеяния выражением, полученным Rutherford [5]:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{4E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (1)$$

где Z – атомный номер мишени, e – заряд электрона, E – кинетическая энергия электрона, θ – угол рассеяния.

Для сечения упругих столкновений в первых программах Монте-Карло широко использовалась теория Rutherford [5]. Популярность этой модели обусловлена простотой её использования и малым временем расчёта. Эта модель точна для высокоэнергетических взаимодействий (>10 кэВ), поскольку основана на первом борновском приближении. Однако теория Rutherford не применима для низких энергий. В этом диапазоне энергий предпочтительнее более точная теория Mott и Massey [6], а также разработанные эмпирические формулы для этого сечения: Browning и др. в работе [7], Gauvin и Drouin в [8], а также основанная на интерполяции данных для сечения, полученных Mott, [1,9]. Все эти модели адаптированы на основе сечения Rutherford путём добавления дополнительных членов в уравнение.

Неупругие процессы связаны с взаимодействием электронов зонда с электронами атомной оболочки мишени. В результате этого взаимодействия электрон теряет часть своей кинетической энергии, а в образце возбуждаются различные вторичные процессы. К таким процессам можно отнести ионизацию атома, генерацию тормозного рентгеновского излучения, возбуждение плазмонов и фононов. При этом потери происходят путем дискретных актов. Однако для аналитических расчетов и моделирования методом Монте-Карло удобно использовать приближение непрерывных потерь энергии электроном. В программе CASINO используется выражение

для потери энергии электроном dE на элементе пути ds в [эВ/см], предложенное в работе D.C. Joy и S. Luo [10], и модифицированное авторами программы в следующем виде [3]:

$$\frac{dE}{ds} = - \frac{7.85 \cdot 10^4 \rho CZ}{E} \frac{CZ}{A} \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right), \quad (2)$$

где C и A – весовая доля и атомный вес [г/моль] элемента твердого тела, ds – элемент пути, E_m – средняя энергия электрона на пути ds в [кэВ], Z – атомный номер материала, ρ – его плотность в [г/см³].

В формуле (2) J – это средний потенциал ионизации, расчет которого в программе CASINO можно выбрать по выражению, полученному в работе [11]:

$$J \approx 9,76Z + 58,5Z^{-0,19} \quad (3)$$

Либо согласно модели [10], учитывающей изменение среднего потенциала ионизации с изменением энергии в случае низких значений энергии электрона. Тогда вместо J в формуле (2) следует подставлять J' , величину которого можно найти по выражению:

$$J' = \frac{J}{1+k\frac{J}{E}} \quad (4)$$

где k – переменная, значение которой зависит от исследуемого материала, она всегда близка к единице, но меньше ее.

Полный путь электрона вдоль своей траектории может быть найден исходя из учета всех потерь электрона от начальной энергии E_0 до 0 (пробег по Бете R_B):

$$R_B = \int_{E=E_0}^{E=0} \left(\frac{dE}{ds} \right)^{-1} dE \quad (5)$$

Эта величина приблизительно в 1,5 раза больше глубины проникновения электронов в мишень R_0 . Наиболее точно экспериментальными результатами определения максимальной глубины проникновения электронов соответствует выражение Канайа-Окаяма [12]

$$R_0[\text{нм}] = \frac{27,6AE_0^{1,67}}{\rho Z^{0,889}} \quad (6)$$

где E_0 – энергия первичных электронов в кэВ, а ρ – плотность в г/см³, A – атомный вес в г. На рис. 2 приведены рассчитанные по (6) величины глубины проникновения электронов различных энергий для некоторых материалов.

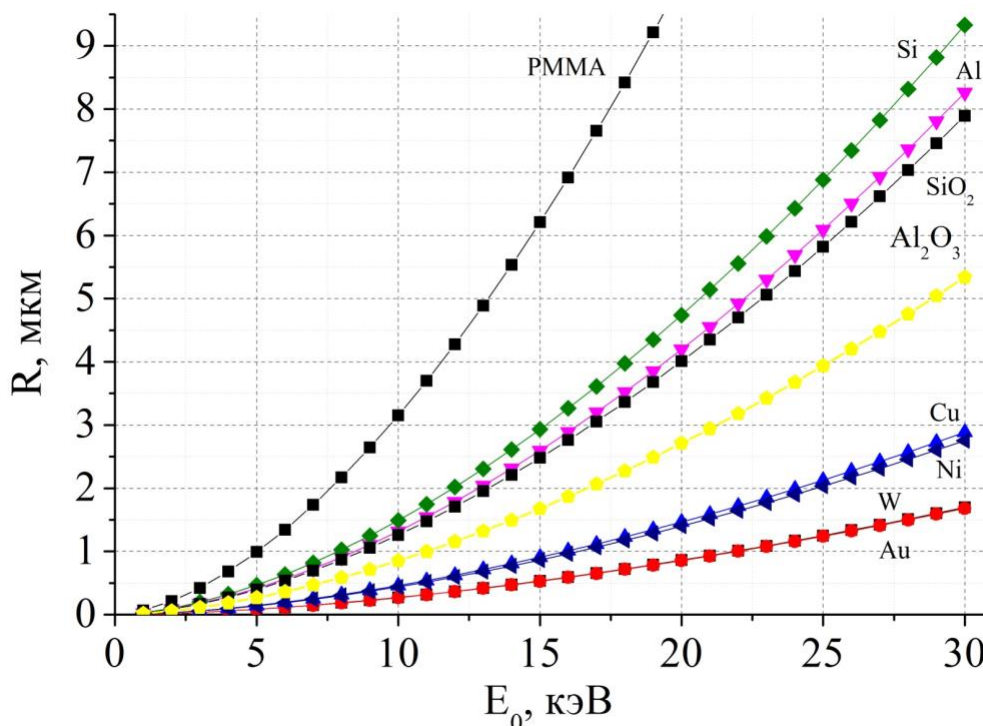


Рис. 2. Глубина проникновения электронов в различные материалы в зависимости от их энергии (расчет по формуле (6))

Отраженные электроны

Первичные электроны вследствие серии малоугловых упругих рассеяний или однократного рассеяния на большие углы могут выйти обратно из материала образца. Такие электроны называют *отраженными* или *обратнорассеянными электронами* (ОРЭ). Они формируют широкий пик на спектре вторичных электронов с энергиями от 50 эВ до первичной энергии электронов E_0 . Количество отраженных электронов, а также их спектр зависит от материала мишени, угла взаимодействия и энергии электронного пучка.

Количество отраженных от материала мишени электронов описывают коэффициентом отражения η , который определяется отношением числа отраженных электронов к числу падающих на мишень электронов и может

быть представлен как отношение тока отраженных электронов $I_{ОРЭ}$ к первичному току зонда I_0 :

$$\eta = \frac{I_{ОРЭ}}{I_0} \quad (7)$$

Так как сечение упругого взаимодействия (1) пропорционально $\sim Z^2$, то для элементов с низкими атомными номерами средняя длина свободного пробега электронов больше, и многократное рассеяние происходит на большей глубине, чем для тяжелых элементов с большими Z . Это приводит к росту коэффициента ОРЭ $\eta(Z)$ с ростом среднего атомного номера мишени, а это, в частности, приводит к формированию композиционного контраста в сканирующем электронном микроскопе. Зависимость коэффициента $\eta(Z)$ от атомного номера мишени представлена на рис. 3а. При этом зависимость от энергии первичных электронов в диапазоне от 1 до 50 кэВ слабая.

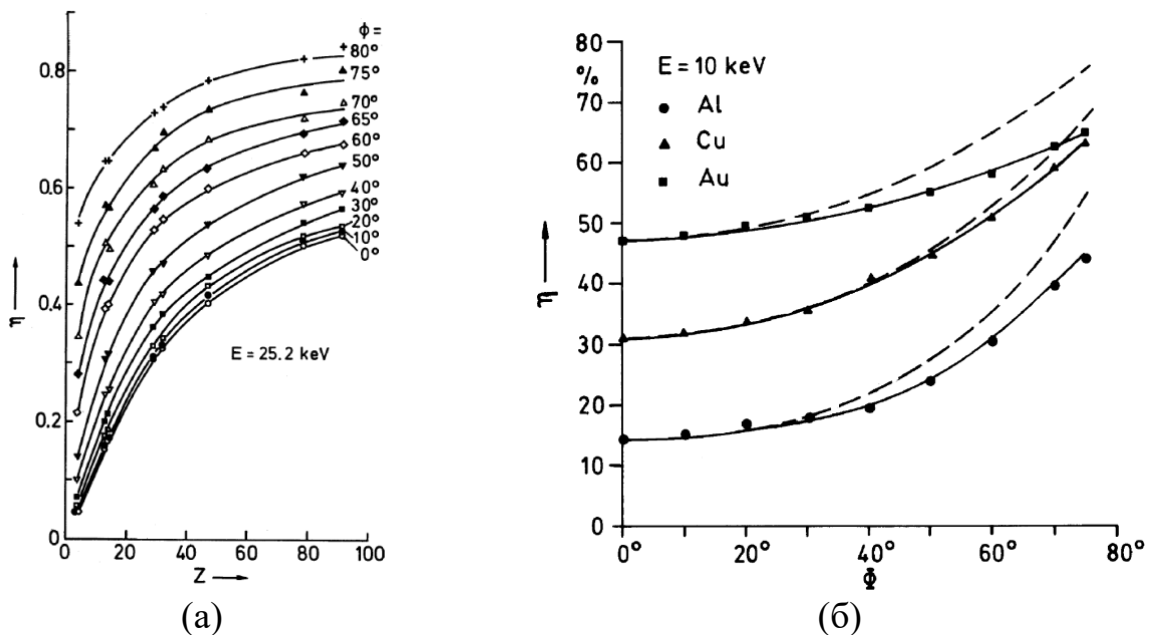


Рис. 3. (а) Зависимость коэффициента $\eta(Z)$ при разных углах падения электронов пучка на образец. (б) зависимость коэффициента $\eta(\phi)$ для разных элементов. Графики взяты из работы [13].

Зависимость коэффициента $\eta(Z)$ при нормальном падении электронного пучка может быть описана, согласно работе [14], следующим приближенным выражением:

$$\eta(Z) = E_0^{m(Z)} c(Z), \quad (8)$$

где $m(Z) = 0,1382 - \frac{0,9211}{\sqrt{Z}}$, а коэффициент $c(Z)$ может быть представлен рядом $c(Z) = 0,1904 - 0,2236 \cdot \ln(Z) + 0,1292 \cdot \ln^2(Z) - 0,01491 \cdot \ln^3(Z)$. Стоит отметить, что в случае многокомпонентной мишени в качестве Z подставляется средний атомный номер мишени, который может быть рассчитан по выражению из [15]:

$$\bar{Z} = \sqrt{\sum_{i=1}^n a_i Z_i^2} \quad (9)$$

Здесь a_i – атомная часть элемента с номером Z_i .

При локальном наклоне образца или при наклонном падении электронов область взаимодействия смещается ближе к поверхности, при этом, в виду преимущественного рассеяния на малые углы, первичные электроны движутся ближе к поверхности, и увеличивается вероятность их выхода. Это приводит к увеличению коэффициента ОРЭ при росте угла φ , что показано на рис. 3б. Коэффициент отражения при наклонном падении описывается следующим выражением [16,17]

$$\begin{aligned} \eta(\varphi) &= (1 + \cos \varphi)^{-9/\sqrt{Z}} \\ \eta(\varphi) &= 0,891 \cdot (\eta_0/0,891)^{\cos \varphi} \end{aligned} \quad (10)$$

В случае нормального падения первичного электронного зонда, распределение отраженных электронов, согласно закону Ламберта, спадает по косинусу с увеличением угла α между нормалью к поверхности и направлением выхода ОРЭ:

$$\eta(\alpha) = \eta(0) \cdot \cos \alpha \quad (11)$$

где $\eta(0)$ – количество обратнорассеянных электронов, выходящих по нормали к поверхности ($\alpha=0$). При наклонном падении электронного пучка под углом φ диаграмма углового распределения ОРЭ сильно искажается и становится асимметричной. При этом наибольшая часть отраженных электронов выходит в направление угла зеркального отражения $\varphi_{\text{отр}}=\varphi$.

Важным случаем для исследования структур микроэлектроники электронно-зондовыми методами исследования является случай, когда на поверхности одного образца лежат плёнки из другого материала.

Коэффициент отражения от системы "плёнка на подложке" η_{tot} может быть рассчитан по формуле [13]:

$$\eta_{tot} = \eta_{S\infty} + \eta_F(t_F) \left(1 - \frac{\eta_{S\infty}}{\eta_{F\infty}}\right) \quad (12)$$

где $\eta_{S\infty}$ – коэффициент отражения материала подложки в случае толстого образца, $\eta_{F\infty}$ – коэффициент отражения материала плёнки в случае толстого образца. Здесь $\eta_F(t_F)$ – коэффициент отражения от свободно взвешенной плёнки толщиной t_F . Этот коэффициент отражения от плёнки может быть рассчитан по эмпирическому выражению [17]:

$$\eta_F(t_F) = \frac{a-1}{a+1} \left[1 - \left(1 - \frac{2a}{a-1} \frac{t_F}{R}\right) \left(1 - \frac{t_F}{R}\right)^a\right] \quad (13)$$

где $a=0,045Z$, а R – глубина пробега электронов в материале плёнки.

Электроны зонда вследствие серии неупругих соударений с атомами мишени теряют энергию, прежде чем выйдут на поверхность. Средняя величина потерь энергии ~ 10 эВ/нм зависит от материала мишени и энергии первичного электронного пучка. Такие потери приводят к широкому максимуму на спектре отраженных электронов, представленных на рис. 4. Площадь под спектром будет давать полное число отраженных электронов. Из представленных спектров видно, что при увеличении атомного номера мишени Z увеличивается количество отраженных электронов (соответствует рис. 3а), и при этом максимум их распределения смещается в направление больших энергий. Это связано с тем, что с увеличением Z становится больше вероятность упругого соударения по сравнению с неупругим, а это приводит к тому что рассеяния электронов происходит ближе к поверхности и с меньшими потерями энергии.

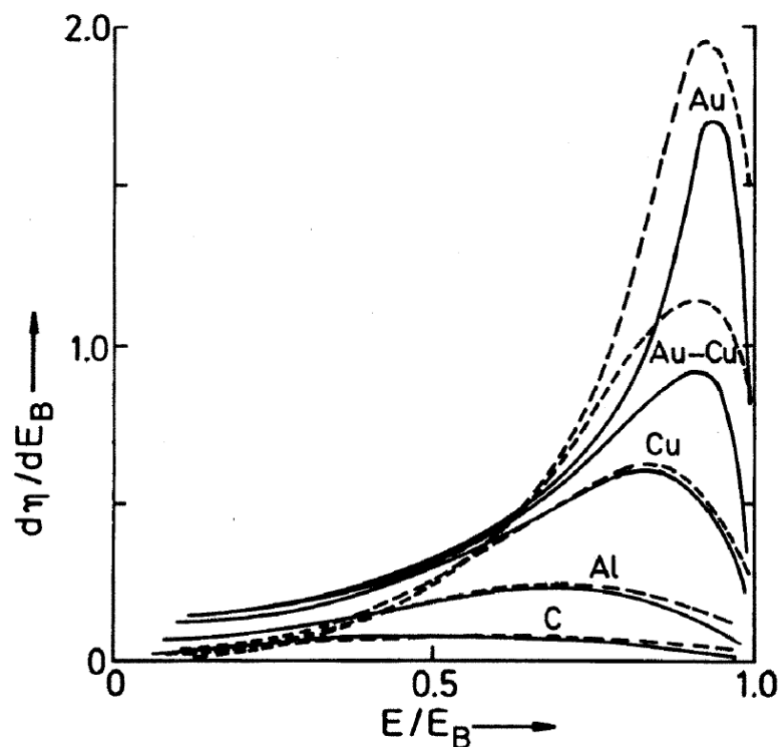


Рис. 4. Энергетический спектр обратнорассеянных электронов, падающих на различные мишени с энергией $E_B=20$ кэВ. Пунктиром показан спектр, рассчитанный методом Монте-Карло. Энергоспектр взят из [13].

3. Описание программы

В данной работе используется программный пакет CASINO использующий метод Монте-Карло для моделирования рассеивания электронов в твердом теле [1,2]. В программе могут быть выбраны различные физические модели, запрограммированные заранее, поэтому опытные пользователи могут устанавливать их с помощью Simulation/Change Physical Models.

CASINO предполагает электронный пучок гауссовой формы, где пользователь может указать диаметр электронного пучка своего инструмента, d , представляющий 99,9% от общего распределения электронов. Фактическое положение приземления электрона на образце, таким образом, рассчитывается по следующим выражениям [2]:

$$X_0 = \frac{d\sqrt{\log R_1}}{2 \times 1.65} \cos(2\pi R_2), Y_0 = \frac{d\sqrt{\log R_1}}{2 \times 1.65} \cos(2\pi R_3) \quad (14)$$

где R_x — случайные числа, равномерно распределенные между 0 и 1.

Начальный угол проникновения фиксируется пользователем, а угол рассеяния изначально не рассчитывается. Расстояние между двумя последовательными столкновениями оценивается с помощью уравнений:

$$L = -\lambda_{el} \log R_4$$

$$\frac{1}{\lambda_{el}} = \rho N_A \sum_{i=1}^n \frac{C_i \sigma_{el}^i}{A_i} \quad (15)$$

где C_i , A_i — весовая доля и атомный вес элемента i , соответственно, ρ — плотность области, N_A — постоянная Авогадро. Значение полного сечения σ^i для каждого химического элемента определяется с использованием предварительно рассчитанного и табулированного значения [1]. Эта программа пренебрегает эффектом неупругого рассеяния на отклонение электронов и группирует все события потери энергии электронов в непрерывную функцию потери энергии [10]. При этом предположении энергия в кэВ между столкновениями может быть рассчитана с использованием следующих уравнений:

$$E_{i+1} = E_i + \frac{dE}{dS} L$$

$$\frac{dE}{dS} = \frac{-7.85 \cdot 10^{-3} \rho}{E_i} \sum_{j=1}^n \frac{C_j Z_j}{F_j} \ln \left(1.116 \left(\frac{E_i}{J_j} + k_j \right) \right) \quad (16)$$

где Z_j и J_j — атомный номер и средний потенциал ионизации элемента j соответственно. k_j — переменная, зависящая только от Z_j .

Угол упругого столкновения определяется с использованием предварительно рассчитанных значений дифференциального упругого поперечного сечения и случайного числа [1]. Для областей, содержащих несколько химических элементов, атом, ответственный за отклонение электрона, определяется с использованием произведения атомной доли элемента на его сечение взаимодействие отнесенной к полной сумме таких произведений для всех элементов [3].

Эти шаги повторяются до тех пор, пока энергия электрона не станет меньше 50 эВ или электрон не покинет поверхность образца и не будет зарегистрирован как обратно рассеянный электрон. Минимальную энергию

по умолчанию можно настроить с помощью Simulation/Options; однако не рекомендуется использовать значение ниже 50 эВ. Большинство используемых по умолчанию физических моделей неточны ниже 50 эВ, но пользователь может задать более высокие значения для ускорения расчета.

По мере того, как электрон движется внутри образца, программа будет корректировать траектории при пересечении интерфейса между двумя областями. В этом случае угловое отклонение не вычисляется, и генерируется новое случайное число для расчета расстояния L в новой области.

Программа CASINO позволяет задавать количество слоев, толщину и состав материалов многослойных образцов, а также параметры электронного пучка – начальную энергию, угол падения, количество электронов моделирования и количество электронов для отображения, и предпочитаемую физическую модель. На рис. 5 представлены примеры результатов работы программного пакета.

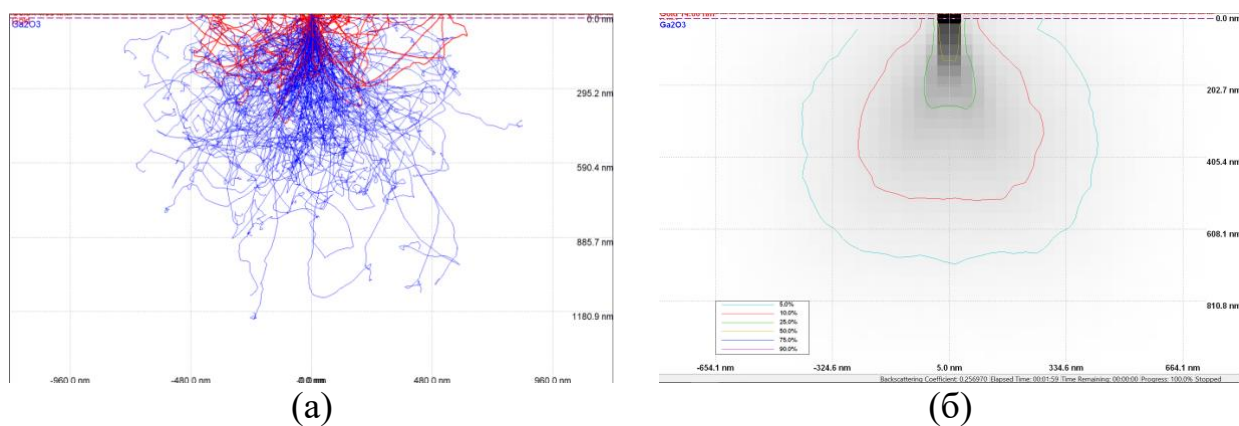


Рис. 5. (а) результат численного моделирования траекторий электронов в оксиде галлия, (б) – поперечное сечение профилей поглощенной в образце энергии

Ключевые выходные параметры программы, которые вы будете анализировать:

Коэффициент обратного рассеяния (η): доля электронов, покинувших мишень с той же стороны, с которой вошли.

Глубина проникновения: максимальная глубина, которую достигают электроны в мишени.

Распространение пучка в мишени: "расплывание" пучка в поперечном направлении.

Ваша задача — не просто запустить моделирование, а проанализировать результаты, связав их с фундаментальными физическими принципами, изложенными в теоретическом описании работы.

Упражнение 1. Определение зависимости коэффициента обратного рассеяния (η) от атомного номера (Z)

Цель: Ознакомиться с программой и проверить ее адекватность, сравнив с классическими экспериментальными данными.

Постановка задачи:

1. Проведите серию расчетов для мишеней с разным атомным номером Z (взять не менее 5 элементов, по указанию преподавателя, таблица периодических элементов приведена в конце работы).

2. Параметры моделирования: энергия первичных электронов E_0 по указанию преподавателя, нормальное падение пучка на мишень.

3. Для каждого материала определите коэффициент обратного рассеяния η .

4. Постройте график зависимости $\eta(Z)$.

5. Сравните результат с теоретической кривой полученной по формуле (8).

Инструкция по выполнению:

1. Запустить программу WinCasino 2.

2. В интерфейсе программы выберите Setting \rightarrow Modify Sample, здесь можно задавать материал мишени и его толщину, а также устанавливать слоистые структуры (это вам пригодится для выполнения Упражнения 5)

3. Далее необходимо установить начальную энергию пучка и количество траекторий (не менее 10000), для этого возвращаемся в Setting \rightarrow Set up Microscope.

4. Запустите симуляцию для каждого материала. Simulation \rightarrow Run.

5. Запишите значение коэффициента обратного рассеяния, которое программа выдает в нижней части окна (Backscattering Coefficient). (Рис. 6)

6. В любом программном пакете для построения графиков постройте график η от Z .

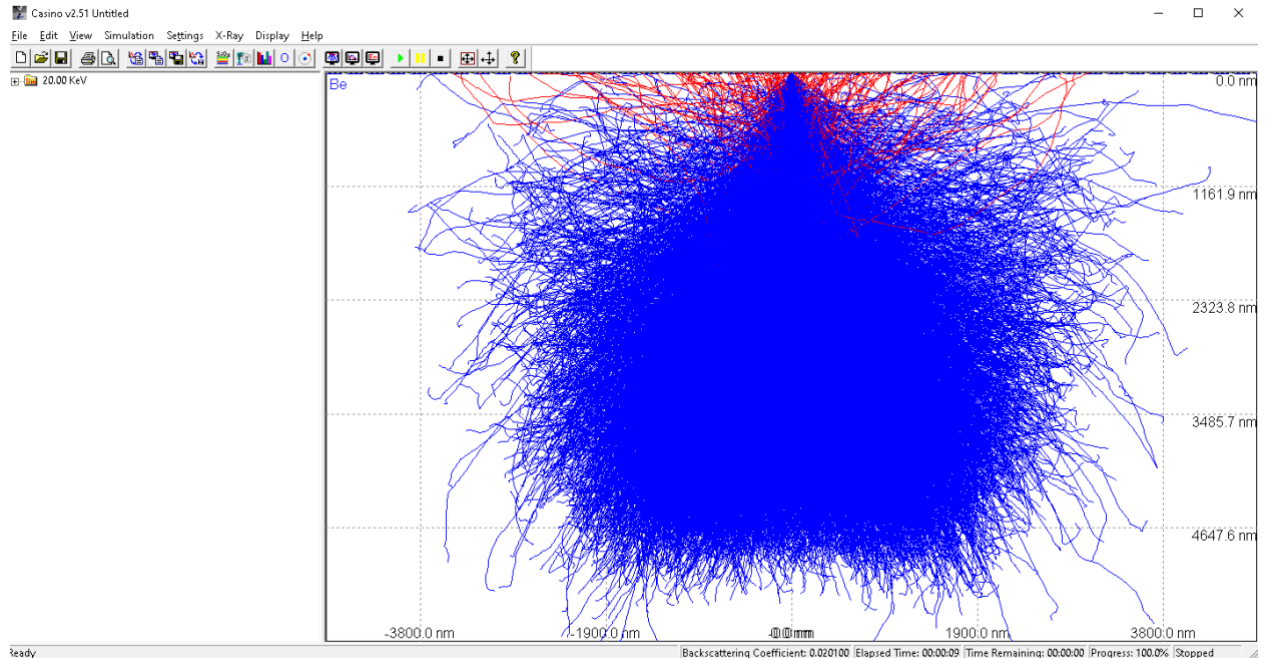


Рис. 6

Вопросы для анализа и отчета:

1. Совпадает ли вид вашей зависимости $\eta(Z)$ с экспериментальной? Объясните качественно, почему коэффициент обратного рассеяния растет с увеличением Z .
2. Объясните возможные источники расхождений между результатами моделирования и экспериментальными данными.

Упражнение 2: Исследование зависимости глубины проникновения от начальной энергии электронов

Цель: Для нескольких материалов изучить, как начальная энергия электронов влияет на их проникновение в мишень.

Постановка задачи:

1. Возьмите материалы мишени из предыдущего упражнения.
2. Проведите серию расчетов для начальных энергий электронов E_0 в диапазоне от 5 до 30 кэВ с шагом 5 кэВ для каждого элемента.

3. Для каждой энергии определите максимальную глубину проникновения электронов.

4. Постройте график максимальной глубины проникновения от E_0 .

5. Сравните максимальную глубину пробега с теоретическими кривыми построенными по формуле (6).

Инструкция по выполнению:

1. Установите материал мишени. (см. Упр. 1).

2. Далее необходимо установить начальную энергию пучка и конечную энергию пучка с заданным шагом и количество траекторий (не менее 10000), для этого возвращаемся в Setting \rightarrow Set up Microscope ставим галочку на Simulate Multiple Energies и выбираем нужные параметры.

3. Программа выдаст для каждой энергии данные, определить максимальную глубину проникновения (Рис. 7)

4. Постройте график $R_0(E_0)$.

5. Повторить для остальных мишеней.

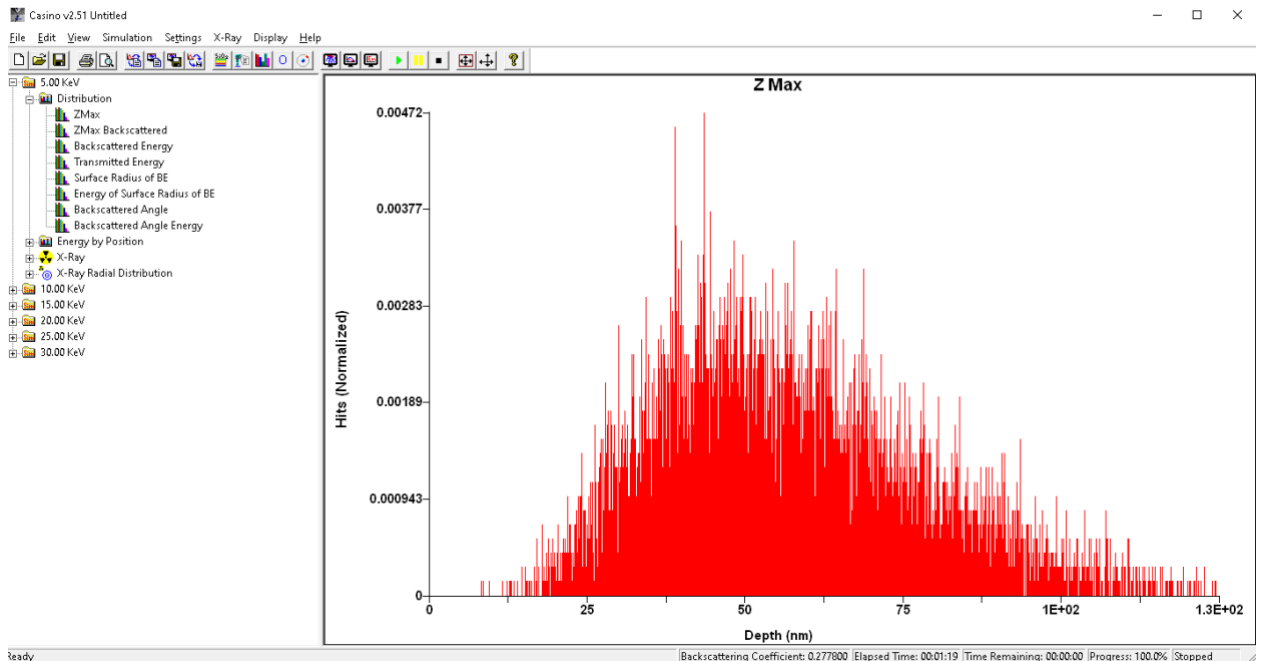


Рис. 7.

Вопросы для анализа и отчета:

Проанализируйте полученную зависимость. Объясните с физической точки зрения, почему с ростом энергии электроны проникают глубже.

Упражнение 3: Исследование угловой зависимости. Влияние угла падения пучка на коэффициент обратного рассеяния

Цель: Показать, как геометрия эксперимента влияет на выход вторичных электронов.

Постановка задачи:

1. Задайте материал мишени по указанию преподавателя.
2. Установите энергию пучка $E_0 = 15$ кэВ.
3. Проведите серию расчетов для углов падения $\varphi = 0^\circ$ (нормальное падение) до 80° с шагом 10° .
4. Определите коэффициент обратного рассеяния η для каждого угла.
5. Постройте график зависимости $\eta(\varphi)$.
6. Сравните с теоретической кривой построенной по одной из формул (10).

Инструкция по выполнению:

1. Установите материал, энергию - 15 кэВ и количество траекторий (см Упр. 1).
2. Меняйте угол падения пучка, для этого переходим в Setting \rightarrow Set up Microscope и выбираем в окне Tilt of Specimen необходимое значение. На Рис. 8 проведена симуляция для угла $\varphi = 80^\circ$.
3. Для каждого угла запускайте симуляцию и записывайте η .
4. Постройте график $\eta(\varphi)$.

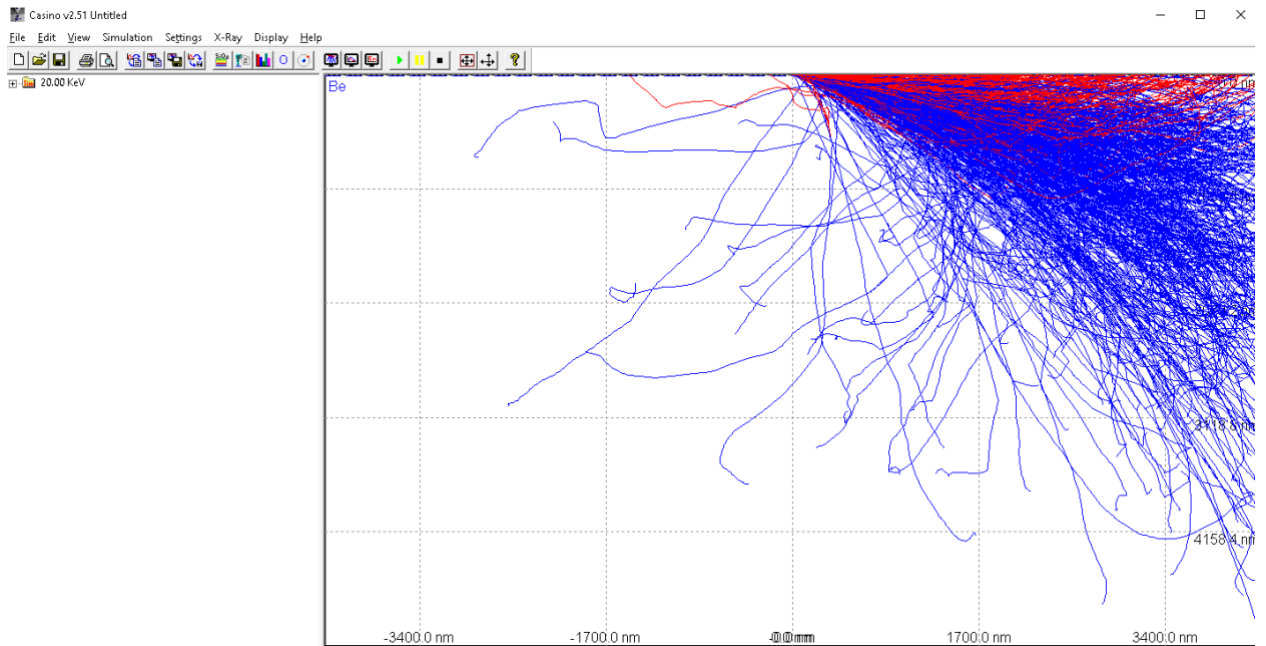


Рис. 9

Вопросы для анализа и отчета:

Объясните, почему коэффициент обратного рассеяния резко возрастает при больших углах скользящего падения.

Упражнение 4: Исследование пространственного распределения пучка в мишени.

Цель: Изучить "расплывание" электронного пучка в мишени и его зависимость от плотности материала.

Постановка задачи:

1. Установите мишень по указанию преподавателя.
2. Проведите расчеты для двух энергий: $E_0 = 10$ кэВ и $E_0 = 25$ кэВ.
3. Получите распределение плотности траекторий электронов в поперечном направлении (латеральное распределение) на разных глубинах (например, на 25%, 50% и 75% от максимальной глубины проникновения).

Инструкция по выполнению:

1. Запустите симуляции при энергии первичного пучка 10 и 25 кэВ (можно задать расчеты в одной симуляции с шагом 15 кэВ от 10 до 25 кэВ).
2. Используйте функцию программы, которая позволяет визуализировать латеральное распределение (рис. 9).
3. Проанализируйте общую картину "груши" рассеяния.

4. Оцените ширину пучка (например, на уровне половины максимума) на разных глубинах для двух энергий.

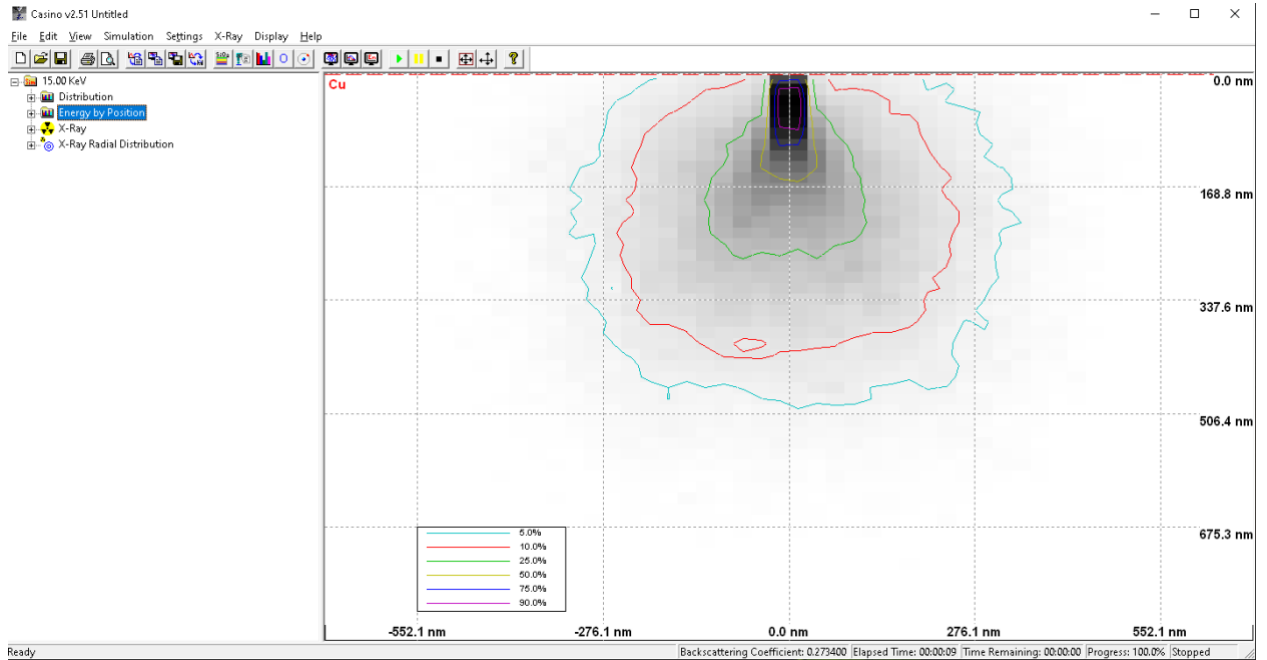


Рис. 9

Вопросы для анализа и отчета:

1. Как энергия пучка влияет на степень его латерального расплывания? Объясните, почему это происходит.

2. Почему форма области взаимодействия напоминает "грушу"? На каких глубинах пучок наиболее широк?

Упражнение 5: Моделирование контакта двух материалов «пленка-массивная подложка».

Цель: Применить метод МК для моделирования реальной гетероструктуры.

Постановка задачи:

1. Смоделируйте мишень, состоящую из тонкой пленки толщиной 10 нм и 100 нм на массивной подложке (взять материалы по указанию преподавателя).

2. Установите энергию пучка $E_0 = 15$ кэВ.

3. Определите коэффициент отражения для слоистой структуры в обоих случаях, сравните с коэффициентом обратного рассеяния полученным, если материалы подложки и пленки поменять местами.

4. Сравните коэффициент отражения с теоретическими данными посчитанными по формулам (12-13)

Инструкция по выполнению:

1. Создайте структуру из двух слоев: верхний слой пленки толщиной 0.1 мкм; нижний слой подложки, бесконечной толщины Установить в программе нужные элементы и энергии см. Упр 1.

2. Запустите симуляцию.

3. Определите коэффициент обратного рассеяния.

4. Повторите эксперимент, поменяв местами подложку с пленкой.

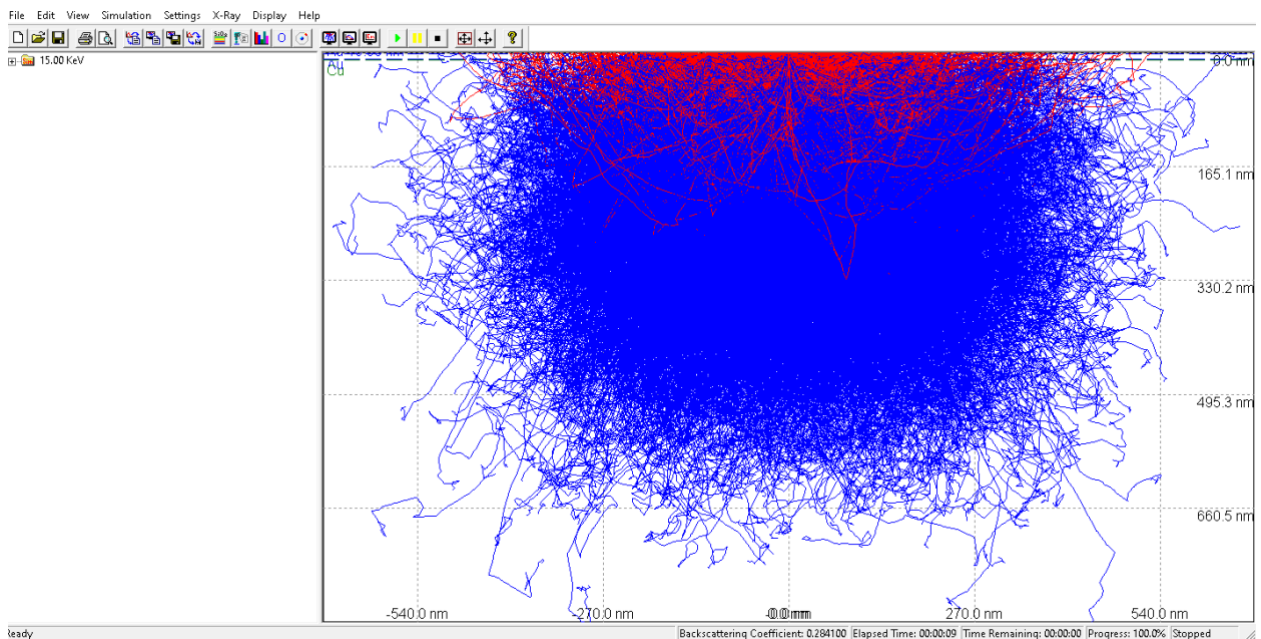


Рис. 10.

Вопросы для анализа и отчета:

1. Проанализируйте полученные результаты. Как они соотносятся с распределениями для чистых материалов?

2. Предложите, как подобное моделирование может быть использовано для анализа реальных образцов в электронной микроскопии.

Литература

- [1] D. Drouin, P. Hovington, R. Gauvin, CASINO: A new Monte Carlo code in C language for electron beam interactions - Part II: Tabulated values of the mott cross section, *Scanning*. 19 (1997) 20–28.
<https://doi.org/10.1002/sca.4950190103>.
- [2] D. Drouin, A.R. Couture, D. Joly, X. Tastet, V. Aimez, R. Gauvin, CASINO V2.42—A Fast and Easy-to-use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users, *Scanning*. 29 (2007) 92–101.
<https://doi.org/10.1002/sca.20000>.
- [3] P. Hovington, D. Drouin, R. Gauvin, CASINO: A new Monte Carlo code in C language for electron beam interaction - Part I: Description of the program, *Scanning*. 19 (1997) 1–14. <https://doi.org/10.1002/sca.4950190101>.
- [4] H. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, *Ann. Phys.* 397 (1930) 325–400.
<https://doi.org/10.1002/andp.19303970303>.
- [5] E. Rutherford, The Scattering of a and b Particles by Matter and the Structure of the Atom, *Philos. Mag. Ser. 6*. 21 (1911) 669–688.
<https://doi.org/10.1080/14786440508637080>.
- [6] N.F. Mott, H.S.W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions*, Clarendon Press, Oxford, 1949.
- [7] R. Browning, T.Z. Li, B. Chui, R.F.W. Pease, Z. Czyzewski, D.C. Joy, Empirical forms for the electron/atom elastic scattering cross sections from 0.1 to 30 keV, *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 2016–2022.
<https://doi.org/https://doi.org/10.1063/1.357669>.
- [8] R. Gauvin, D. Drouin, A Formula to Compute Total Elastic Mott Cross-Sections, *Scanning*. 15 (1993) 140–150.
- [9] Z. Czyzewski, D.O.N. Maccallum, A. Romig, D.C. Joy, Calculations of Mott scattering cross section, *J. Appl. Phys.* 68 (1990) 3066.
<https://doi.org/10.1063/1.346400>.
- [10] D.C. Joy, S. Luo, An empirical stopping power relationship for low-energy

- electrons, *Scanning*. 11 (1989) 176–180.
<https://doi.org/10.1002/sca.4950110404>.
- [11] M.J. Berger, S.M. Seltzer, *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*, Nasa Sp-3012. (1964) 1–134.
- [12] K. Kanaya, S. Okayama, Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets, *J. Phys. D Appl. Phys.* 5 (1972) 43–58.
<http://iopscience.iop.org/0022-3727/5/1/308>.
- [13] L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis*, Springer, Berlin, 1998.
- [14] H.-J. Hunger, L. Kuchler, Measurements of the electron backscattering coefficient in the energy range of 4 to 40 keV, *Phys. Status Solidi*. 56 (1979) 45–48.
<https://ssrn.com/abstract=1148799><https://www.eisf.eu/library/duty-of-care-a-review-of-the-dennis-v-norwegian-refugee-council-ruling-and-its-implications/>.
- [15] P.G.T. Howell, K.M.W. Davy, A. Boyde, Mean atomic number and backscattered electron coefficient calculations for some materials with low mean atomic number, *Scanning*. 20 (1998) 35–40.
<https://doi.org/10.1002/sca.1998.4950200105>.
- [16] H. Niedrig, *Analytical Models in Electron Backscattering*, *Scan. Electron Microsc.* (1982) 51–68.
<https://digitalcommons.usu.edu/electron/vol1982/iss1/5>.
- [17] H. Niedrig, Electron backscattering from thin films, *J. Appl. Phys.* 53 (1982).
<https://doi.org/10.1063/1.331005>.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ПЕРИ-ОДЫ	РЯДЫ	Г Р У П П Ы Э Л Е М Е Н Т О В																											
		I		II		III		IV		V		VI		VII		VIII													
		а	б	а	б	а	б	а	б	а	б	а	б	а	б	б	б	а											
1	1	H Hydrogenium Водород 1.00794																	He Helium Гелий 4.002602										
2	2	Li Lithium Литий 6.941	Be Beryllium Бериллий 9.0122	B Borium Бор 10.811	C Carbonium Углерод 12.011	N Nitrogenium Азот 14.007	O Oxygenium Кислород 15.999	F Fluorum Фтор 18.998											Ne Neon Неон 20.179										
3	3	Na Natrium Натрий 22.99	Mg Magnesium Магний 24.305	Al Aluminium Алюминий 26.9815	Si Silicium Кремний 28.086	P Phosphorus Фосфор 30.974	S Sulfur Сера 32.066	Cl Chlorium Хлор 35.453											Ar Argon Аргон 39.948										
4	4	K Kalium Калий 39.098	Ca Calcium Кальций 40.08	Sc Scandium Скандий 44.956	Ti Titanium Титан 47.90	V Vanadium Ванадий 50.941	Cr Chromium Хром 51.996	Mn Manganum Марганец 54.938	Fe Ferrum Железо 55.847	Co Cobaltum Кобальт 58.933	Ni Niccolum Никель 58.70								Kr Krypton Криптон 83.8										
	5	Cu Cuprum Медь 63.546	Zn Zincum Цинк 65.39	Ga Gallium Галлий 69.72	Ge Germanium Германий 72.59	As Arsenicum Мышьяк 74.992	Se Selenium Селен 78.96	Br Bromum Бром 79.904																					
5	6	Rb Rubidium Рубидий 85.468	Sr Strontium Стронций 87.62	Y Yttrium Иттрий 88.906	Zr Zirconium Цирконий 91.22	Nb Niobium Ниобий 92.906	Mo Molybdaenum Молибден 95.94	Tc Technetium Технеций 97.91	Ru Ruthenium Рутений 101.07	Rh Rhodium Родий 102.906	Pd Palladium Палладий 106.4								Xe Xenon Ксенон 131.29										
	7	Ag Argentum Серебро 107.868	Cd Cadmium Кадмий 112.41	In Indium Индий 114.82	Sn Stannum Олово 118.71	Sb Stibium Сурьма 121.75	Te Tellurium Теллур 127.60	I Iodum Йод 126.9045																					
6	8	Cs Caesium Цезий 132.905	Ba Barium Барий 137.33	La Lanthanum Лантан 138.905	Hf Hafnium Гафний 178.49	Ta Tantalum Тантал 180.9479	W Wolframium Вольфрам 183.85	Re Rhenium Рений 186.207	Os Osmium Осмиум 190.2	Ir Iridium Иридий 192.22	Pt Platinum Платина 195.08																		
	9	Au Aurum Золото 196.967	Hg Hydragyrum Ртуть 200.59	Tl Thallium Таллий 204.38	Pb Plumbum Свинец 207.19	Bi Bismuthum Висмут 208.980	Po Polonium Полоний 209.98	At Astatium Астат 209.99																					
7	10	Fr Francium Франций [223]	Ra Radium Радий [226]	Ac Actinium Актиний [227]	Rf Rutherfordium Фезерфордий [261]	Db Dubnium Дубний [262]	Sg Seaborgium Сибборгий [263]	Bh Bohrium Борий [264]	Hs Hassium Хассий [265]	Mt Meitnerium Мейтнерий [266]	Ds Darmstadtium Дармштадтий [271]																		
	11	Rg Roentgenium Рентгений [272]	Cn Copernicium Коперниций [285]	Nh Nihonium Нихоний [286]	Fl Flerovium Флеровий [289]	Mc Moscovium Московский [290]	Lv Livermorium Ливерморий [293]	Ts Tennessine Теннессиум [294]											Og Oganesson Оганессон [294]										
		формулы высших оксидов		R ₂ O	RO	R ₂ O ₃	RO ₂	R ₂ O ₅	RO ₃	R ₂ O ₇	RO ₄																		
		формулы летучих водородных соединений					RH ₄	RH ₃	RH ₂	RH																			
		*ЛАНТАНОИДЫ																											
		58	Ce Ceria Церий 140.12	59	Pr Praseodymium Прозеродий 140.908	60	Nd Neodymium Неодим 144.24	61	Pm Promethium Прометий 144.91	62	Sm Samarium Самарий 150.36	63	Eu Europium Европий 151.96	64	Gd Gadolinium Гадолиний 157.25	65	Tb Terbium Тербий 158.925	66	Dy Dysprosium Диспрозий 162.50	67	Ho Holmium Гольмий 164.930	68	Er Erbium Эрбий 167.26	69	Tm Thulium Тулий 168.934	70	Yb Ytterbium Иттербий 173.04	71	Lu Lutetium Лютеций 174.967
		*АКТИНОИДЫ																											
		88	Th Thorium Торий 232.038	89	Pa Protactinium Протактиний 231.04	90	U Uranium Уран 238.03	91	Np Neptunium Нептуний 237.05	92	Pu Plutonium Плутоний 244.06	93	Am Americium Америций 243.06	94	Cm Curium Кюриум 247.07	95	Bk Berkelium Берклиум 247.07	96	Cf Californium Калифорний 251.08	97	Es Einsteinium Эйнштейний 252.08	98	Fm Fermium Фермиум 257.10	99	Md Mendelevium Менделеевий 258.10	100	No Nobelium Нобелий 259.10	101	Lr Lawrencium Лавренсий 260.10