

Некоторые опыты по рассеянию электронов на атомарной решётке

Кириян Д. Г., Кириян Г. В.

*Институт Проблем Машиноведения РАН
В. О., Большой проспект 61, Санкт-Петербург, Россия, 199178
эл.адрес: diki.ipme@gmail.com*

В настоящей работе рассмотрены некоторые аспекты динамики материальных частиц (электронов, нейтронов) при их взаимодействии с ядрами атомов мишени, которая представляет собой упорядоченную атомарную решётку. Учтены ключевые факторы, влияющие на траекторию частицы, а именно закон обратных квадратов (закон Кулона), физическое соударение носящее, как упругий, так и неупругий характер, а также эффект падения скорости, сопровождающийся тормозным излучением.

Анализ полученных результатов математического моделирования рассеяния материальных частиц на атомарной решётке, позволил обоснованно утверждать, что частицы не обладают свойствами волновых процессов, образующих интерференцию или дифракцию. Предложена методика, позволяющая на практике, продемонстрировать отсутствие волновых свойств, как у электронов, так и у иных материальных тел.

Ключевые слова: рассеяние материальных частиц, волна де Бройля, интерференция, дифракция, корпускулярно-волновой дуализм, инерционная масса фотона.

1. Предпосылки

В 1923 году Луи де Бройль (*Louis de Broglie*) в своей работе [1] предложил гипотезу о том, что материальные частицы, а так же более крупные материальные тела, должны в движении проявлять волновые свойства, доступные наблюдению и регистрации. Это предположение, как пишет де Бройль в своей книге [2], было сделано под влиянием работ Альберта Эйнштейна по фотоэффекту [3]. В этой работе Эйнштейн, для решения

задачи, представил электромагнитное излучение как множество независимых «световых квантов»¹, обладающих механическим импульсом, которые в дальнейшем были названы фотонами. Тем самым Эйнштейн постулировал концепцию корпускулярно-волнового дуализма — двойственность фотона, он может быть волной и материальной частицей в зависимости от обстоятельств.

Аналогично, но зеркально, поступил де Бройль, высказав предположение о том, что движущаяся материальная частица должна проявлять волновые свойства и что ей соответствует своя условная *волна-пилот* с длиной волны:

$$\lambda = h/mv, \quad (1)$$

где λ — длина волны; h — квант действия или постоянная Планка; m — инерционная масса материальной частицы; v — скорость частицы. В основе рассуждений де Бройля лежит равенство, суть которого удачно приведена в книге Г. Марка и Р. Вирля [4] на странице 14.

Пользуясь основными положениями теории относительности и квантовой теории света, полагаем

$$m_0 c^2 = h\nu_0.$$

Здесь приравнены энергия фотона с частотой ν_0 и энергия, определяемая некой инерционной массой m_0 .

Многочисленные эксперименты по рассеянию **электронов**: Davisson [5, 6], Thomson [7, 8, 9, 10], Биберман [11, 12], Jönsson [13, 14], Pozzi [15, 16, 17], Tonomura [18], ...; **нейтронов**: Zeilinger [19], ...; **атомов**: Kanitz [20]; **молекул**: Nairz [21], ..., призванные подтвердить гипотезу де Бройля, показали, что материальные частицы после взаимодействия с мишенью (щель, проволока, поликристаллическая плёнка *etc.*), формируют на экран-детекторе изображение распределения интенсивности попаданий частиц, которое визуально подобно известным изображениям дифракции и интерференции в оптике. Ожидаемо, последовал однозначный вывод, что гипотеза де Бройля о наличии волновых проявлений у материальных частиц верна и все сомнения должны быть отброшены. Это сформировало общее отношение научного сообщества к проблеме невозможности применения уравнений ньютоновской механики для расчёта траектории электрона в атомарной структуре [22]. Также, это отношение, в полной мере, характеризует следующая цитата:

¹нем. das Lichtquant

Не надо думать, что до попадания на эмульсию у электрона была какая-то неизвестная нам траектория. Никаких физических указаний на её реальное существование нет. Наоборот, опыты по рассеянию электронов на кристаллах доказывают, что движение целиком подчиняется статистическим волновым процессам, совершенно несовместимым с классическим понятием о траектории.

А.С. Компанеец [23], стр. 139

2. Постановка задачи

Цель данной работы состоит в том, чтобы, в рамках законов классической механики, исследовать природу и характер рассеяния электронов и нейтронов на атомарной решётке, учитывая кулоновское и ударное взаимодействие с ядрами атомов. Влияние магнитного поля движущегося электрона на его траекторию при взаимодействии с ядрами атомов не рассматривается, так как это качественно не отразится на картине рассеяния электронов, но усложнит расчёт траектории внутри атомной решётки.

Наше исследование заключается в решении ряда ключевых задач, сходных с реальными экспериментами², а именно, рассеяние электронов на двух щелях, на ядре атома, на «поликристаллической» структуре, на бипризме. Так же представляет интерес процесс рассеяния нейтронов и отражения электронов от регулярной атомарной структуры.

Результатом каждого численного эксперимента является получение распределения интенсивности попадания частиц на экран-детектор и последующий его анализ для ответа на вопрос, что мы наблюдаем, классическое рассеяние или проявление «волновых» свойств материальных частиц о которых говорит де Бройль в своей статье [1].

3. Расчётная модель рассеяния частиц

3.1. Геометрия

На рис. 1 представлено взаимное расположение элементов расчётной схемы для исследования рассеяния материальных частиц на различных вариантах атомарной решётки G .

²Thomson [7, 8, 9, 10]; Davisson [5, 6]; Биберман [11, 12]; Jönsson [13, 14]; Pozzi [15, 16, 17]; Tonomura [18]; Zeilinger [19]

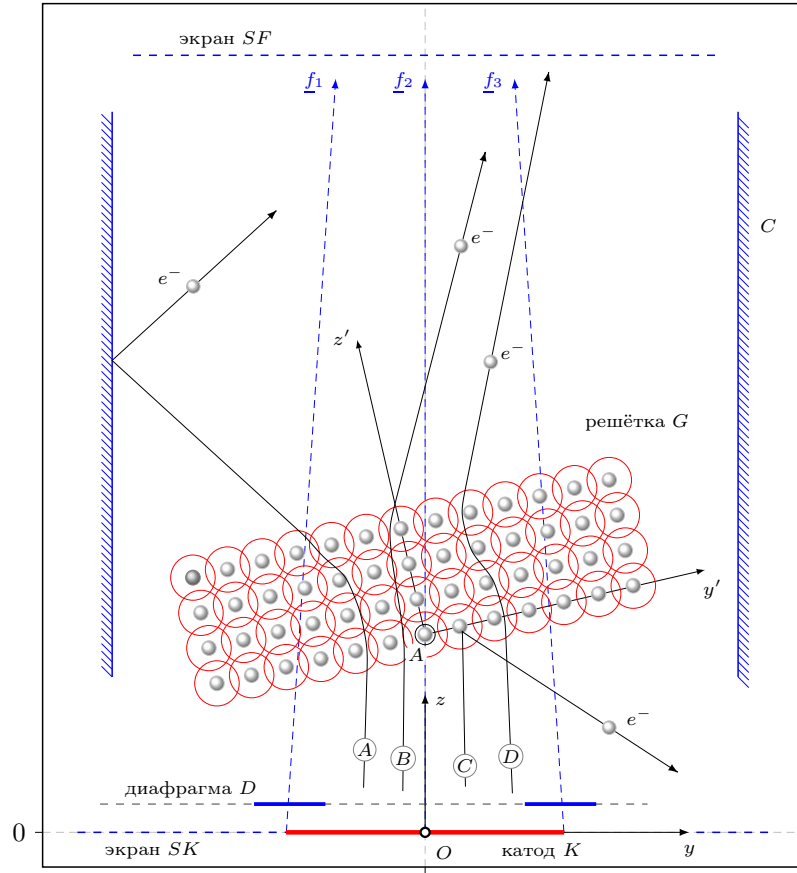


Рис. 1. Расчётная схема для исследования рассеяния материальных частиц на мишени G . Через $\textcircled{A}$, $\textcircled{B}$, $\textcircled{C}$, $\textcircled{D}$ обозначены траектории пробных электронов.

Расчётная схема включает в себя катод K , диафрагму D , атомарную решётку G , два отражающих, электрически нейтральных, ограничителя C и двух экран-детекторов SF и SK . Геометрия и расположение элементов конструкции заданы в декартовой системе координат $Oxyz$. Начало системы координат O совмещено с центром катода K . Положение и ориентация решётки G характеризуется связанной с ней дополнительной системой координат $Ax'y'z'$. Точка A расположена в середине нижней грани решётки G . Вектора $\underline{f}_1, \underline{f}_2, \underline{f}_3$ показывают направление исходного потока одиночных электронов, эмитированных катодом K , и характер его фокусировки.

Последовательность одиночных электронов e^- , с заданными начальными условиями, рассеивается при взаимодействии с ядрами атомов, образующих решётку G . Использование одиночных электронов снимает вопрос о взаимодействии электронов между собой в пучке. Электроны,

преодолевшие препятствие в виде решётки G или отразившиеся от неё, фиксируются двумя экран-детекторами SF и SK , тем самым формируя распределение интенсивности попаданий электронов в зависимости от координаты y , представляемое соответствующим графиком $I(y)$ и изображением в виде псевдофотографии.

3.2. Модель атома

На примере атома золота Au рассмотрим упрощённую, но функциональную модель атома (рис. 2). В качестве ядра атома рассматривает-

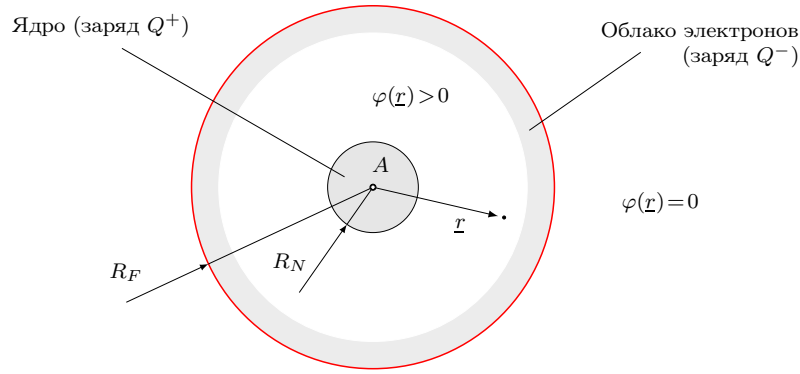


Рис. 2. Модель атома

ся сфера с радиусом R_N и зарядом Q^+ , окружённая шаровым слоем — электронным облаком конечной толщины с равномерно распределённым зарядом в сумме равным Q^- и который по модулю равен заряду ядра

$$Q^- = \sum e^- , \quad Q^+ = |Q^-| . \quad (2)$$

Внешний радиус шарового слоя облака электронов определяет радиус атома R_F . С некоторыми допущениями, можно считать, что кулоновский заряд ядра полностью компенсируется зарядом электронного облака и внешний электрон, пролетающий вне атома, не «чувствует» его влияние, пока не пересечёт поверхность сферы с радиусом R_F , поэтому будем считать, что суммарный кулоновский потенциал φ ядра и электронного облака, вне границ атома R_F , равен нулю. А внутри атома, кулоновский потенциал определяется только положительным зарядом ядра Q^+ , то есть $\varphi(r) > 0$ по всему объёму атома. Потенциал шарового слоя (облака электронов) внутри атома равен нулю.

Большая детализация модели атома, за счёт учёта структуры электронного облака, технически, усложнит задачу по расчёту траектории

внешнего электрона в кулоновском поле атома, но принципиально не изменит характер рассеяния. Мы всегда можем, при необходимости, представить облако электронов в виде шарового слоя с равномерно распределённой материей и электрическим зарядом и тем самым учесть его кулоновский потенциал при расчёте траектории внешнего электрона внутри атома в пределах шарового слоя.

Реальное распределение попадания электронов на экран-детектор, является, в основном, не результатом только вероятностного строения атомов мишени, но и совокупностью таких факторов, как нечёткость начальных условий эмиссии электронов из катода, погрешность в формировании его траектории до попадания в мишень и после, а также разрешение экран-детектора.

Так как планируется учитывать нецентральное столкновение электрона или нейтрона с ядром атома в виде сферы, то выбираем приемлемый радиус ядра R_N , позволяющий численно смоделировать столкновение электрона с ядром на фоне кулоновского притяжения или без него в случае нейтрона. Увеличение физических размеров ядра атома в большую сторону, для удобства расчёта, требует соответствующего пересчёта его заряда из условия равенства напряжённости электрического поля на поверхности ядра атома и напряжённости на поверхности ядра модели атома:

$$\frac{Q^+}{R_N^{*2}} = \frac{kQ^+}{R_N^2} \implies k = \left(\frac{R_N}{R_N^*}\right)^2. \quad (3)$$

Здесь k — масштабный множитель; R_N — радиус ядра модели атома; R_N^* — реальный радиус ядра, величина которого рассчитывается по следующей эмпирической формуле:

$$R_N^* \approx 1,3 \sqrt[3]{A} \cdot 10^{-5} [\text{Å}], \quad A = Z + N, \quad (4)$$

где A — массовое число атома из таблицы Менделеева; Z — атомное число (число протонов в ядре); N — число нейтронов в ядре. Для золота Au массовое число $A = 197$, а число протонов $Z = 79$. Следовательно, согласно (4), радиус ядра атома золота равен $R_N^* \approx 7,5 \cdot 10^{-5} [\text{Å}]$, который весьма мал по сравнению с радиусом самого атома золота, равного $\approx 1,44 [\text{Å}]$.

Таким образом, введя коэффициент k при Q^+ в формуле (3), мы получили возможность учитывать почти реальное кулоновское влияние на траекторию электрона при его сближении с ядром атома.

3.3. Взаимодействие частиц с атомом

Модель рассеяния последовательности одиночных элементарных частиц, таких как электрон, позитрон и нейтрон на препятствии в виде регулярной атомарной пространственной структуры (решётки), включает следующие факторы: кулоновское взаимодействие с ядром атома, прямое физическое столкновение с ядром, температурные эффекты атомарной решётки.

Базовые варианты влияния положительно заряженного ядра атома на траекторию электрона, позитрона и нейтрона при соответствующих начальных условиях показаны на рис. 3.

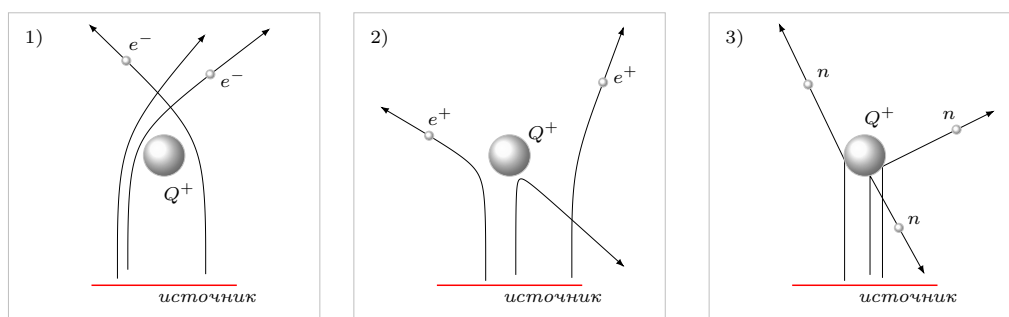


Рис. 3. Основные варианты взаимодействия частиц с ядром атома. 1) кулоновское притяжение электрона e^- ; 2) кулоновское отталкивание позитрона e^+ ; 3) соударение с нейтроном n .

Соударение. На рис. 4 представлена схема ударного взаимодействия материальной частицы P с ядром атома, представленного окружностью с центром в точке A и радиусом R_N . Принимаем, что ядро атома при силовом взаимодействии с элементарной частицей остаётся неподвижным, так как его инерционная масса значительно превышает массу налетающей частицы P . Точка соударения частицы P с поверхностью ядра обозначена через B . Частица P обладает механическим импульсом равным $m\underline{v}$. Направление отскока частицы (импульс $m\underline{v}'$) характеризуется коэффициентами k_n , k_τ при нормальной и тангенциальной компонентах скорости $\underline{v}$. Если рассматривать идеальное соударение, то $k_n = k_\tau = 1$, а в общем случае $k_n < 1$, $k_\tau < 1$.

3.4. Эффект потери скорости частицей

Из экспериментов по разгону электронов на ускорителях известно, что при движении по криволинейной траектории, электрон инициирует

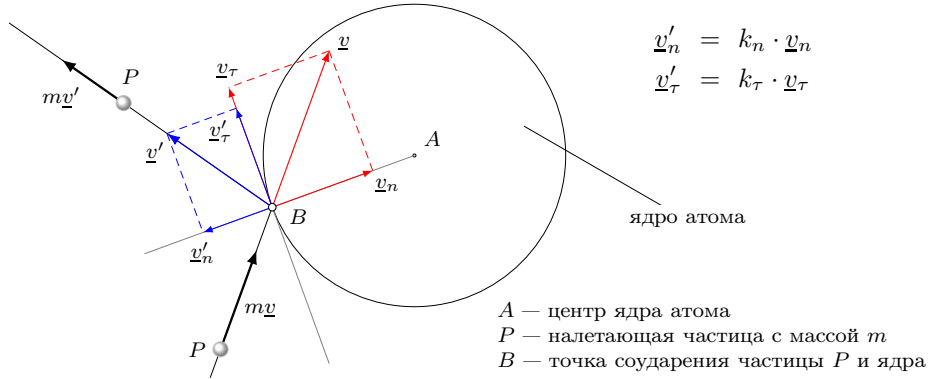


Рис. 4. Нецентральное ударное взаимодействие материальной частицы P с ядром атома. Характер соударения задаётся коэффициентами k_n , k_τ .

широкополосное излучение электромагнитных волн, теряя свою линейную скорость, в связи с этим это излучение названо тормозным. Иными словами, электрон совершает работу над чем-то или, что-то совершает работу над ним. Это же явление наблюдается и при движении электрона вблизи ядра атома. Длительность импульса тормозного электромагнитного излучения, в этом случае, определяется интервалом времени кулоновского взаимодействия электрона с ядром атома. Отсюда и дискретность электромагнитного излучения.

Для моделирования этого физического явления, в нашей расчётной схеме, введён коэффициент диссипации η некой условной среды, окружающей ядро и сам атом. Коэффициент η позволяет естественным образом отразить факт уменьшения скорости электрона и тем самым обозначить, что часть его кинетической энергии затрачивается на формирование однократного импульса тормозного излучения или просто электромагнитного импульса — фотона.

На рис. 5 показана траектория электрона © вблизи ядра атома с учётом диссипации $\eta > 0$, а пунктиром отмечена траектория при $\eta = 0$. Электрон, попав в область действия кулоновских сил ядра атома (момент времени t_1), начинает терять скорость, что сопровождается генерацией импульса широкополосного тормозного излучения длительностью $\Delta t = t_3 - t_1$, где t_3 — момент вылета из области влияния атома.

$$|\underline{v}(t)| \Big|_{t=t_1} > |\underline{v}(t)| \Big|_{t=t_3}. \quad (5)$$

Учёт диссипации увеличивает время силового взаимодействия пролетающего электрона с ядром атома, что отражается на координатах точки его вылета из атома и на дальнейшей траектории.

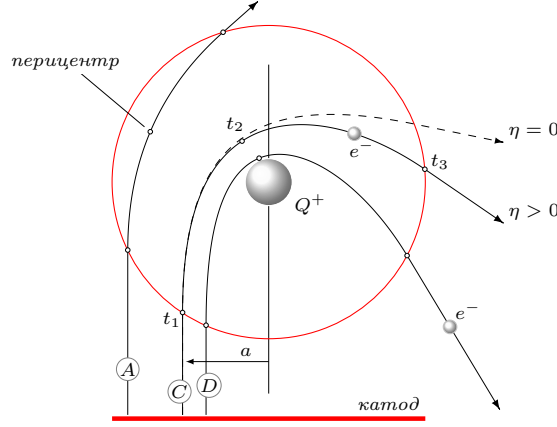


Рис. 5. Влияние параметра диссипации η на траекторию электрона при его движении около ядра атома. a — прицельное расстояние. $\textcircled{A}$, $\textcircled{C}$, $\textcircled{D}$ обозначают пробные электроны и их траектории.

3.5. Уравнение движения электрона

В рамках ньютоновской механики, запишем дифференциальное уравнение для определения траектории электрона e^- среди неподвижных ядер атомарной решётки с учётом кулоновского взаимодействия, соударений и диссипативной среды. Электрон может одновременно взаимодействовать только с одним или двумя атомами (случай, когда области действия атомов пересекаются). В декартовой системе координат $Oxyz$ уравнение динамики, для частицы с массой m и зарядом e^- примет вид:

$$m\ddot{\underline{r}} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \delta_i \frac{Q^+ e^-}{|\underline{\Delta}_i|^2} \frac{\underline{\Delta}_i}{|\underline{\Delta}_i|} - \eta |\underline{v}|^2 \frac{\underline{v}}{|\underline{v}|}, \quad (6)$$

$$\delta_i = \begin{cases} 0, & \text{если } \Delta_i > R_F \\ 1, & \text{если } \Delta_i \leq R_F \end{cases}, \quad \text{где} \quad \underline{\Delta}_i = \underline{r}_i^* - \underline{r}.$$

Здесь m , $\underline{r}$ — масса и радиус-вектор электрона соответственно; N — число атомов в мишени; Q^+ — заряд ядра атома; R_F — радиус действия атома; e^- — заряд электрона; $\underline{r}_i^*$ — радиус-вектор i -ого ядра атома; δ_i — параметр определяющий влияние кулоновской силы i -ого ядра атома на электрон; $\underline{v} = \dot{\underline{r}}$ — вектор скорости частицы; η — параметр диссипации; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума.

Начальные условия для (6) записываются как

$$\underline{r}\Big|_{t=0} = \underline{r}_0, \quad \dot{\underline{r}}\Big|_{t=0} = \underline{v}_0, \quad (7)$$

где $\underline{r}_0$ — радиус-вектор электрона на катоде в момент времени $t = 0$;
 $\underline{v}_0$ — вектор начальной скорости эмиссии электрона.

3.6. Учёт температуры атомарной решётки

Температура мишени, как возможный фактор влияния на траекторию частицы, реализуется через случайные независимые колебания координат каждого ядра атома решётки. При этом каждый эмитированный электрон рассеивается на условно «новом» препятствии. Температурный эффект ($T > 0^\circ K$) визуально проявляется в виде размытия интенсивности попадания электронов на ячейки экран-детектора. На рис. 6 показано, как две симметричные, относительно оси Oz , последовательно одиночных электронов $\textcircled{A}$ и $\textcircled{B}$ оставляют размытые следы на экран-детекторе SF , вследствие случайных колебаний координат ядра атома, которые моделируют его температуру $T > 0^\circ K$.

3.7. Оптическая составляющая расчётной схемы

Эта составляющая представляет собой условный оптический прибор — интерферометр, состоящий из источника монохроматического электромагнитного излучения и двух щелей, формирующих интерференционную картину на экран-детекторе SF при заданных параметрах. Этот интерферометр необходим для анализа центральной области распределения рассеяния частиц $I(y)$ на предмет выявления интерференции. Из оптики известно, что распределение интенсивности когерентного светового потока, прошедшего препятствие в виде нескольких щелей, в общем случае, определяется следующей формулой:

$$I^*(y) = I_{const} + I_{max} \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin Nv}{\sin v} \right)^2, \quad (8)$$

где

$$u = \frac{\pi b}{\lambda L} y, \quad v = \frac{\pi d}{\lambda L} y. \quad (9)$$

Здесь N — число щелей; b — ширина щели; d — расстояние между центрами щелей; L — дистанция до экрана; λ — длина падающей волны; I_{max} — максимальная интенсивность; I_{const} — постоянная составляющая интенсивности.

Рассмотрим случай двух щелей $N = 2$, тогда выражение (8), после упрощения, примет вид

$$I^*(y) = I_{const} + 4I_{max} \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \cos^2 v. \quad (10)$$

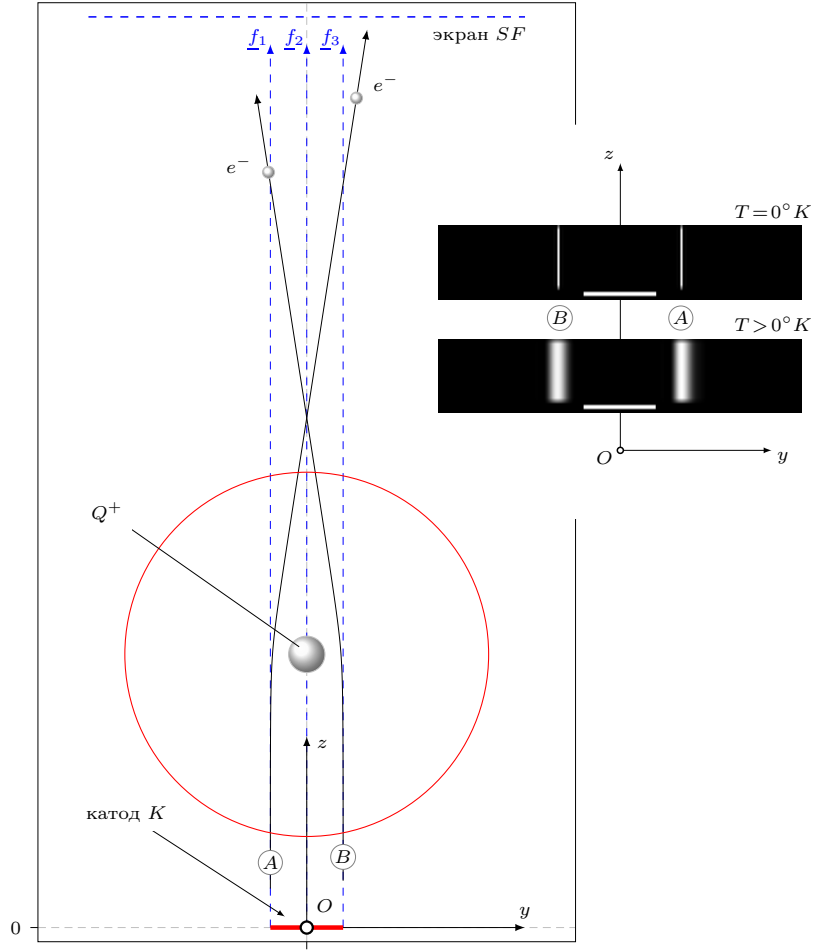


Рис. 6. Эффект влияния температуры ядра атома при рассеянии одиночных электронов из двух последовательностей $\textcircled{A}$ и $\textcircled{B}$ на ядре атома с зарядом Q^+ .

Выражение (10) выполняет роль аналитического интерферометра для построения интерференционной картины $I^*(y)$.

Интерферометр (10) проецирует изображение интерференции $I^*(y)$ на экран-детектор с распределением интенсивности рассеяния электронов $I(y)$. Фиксируются параметры интерферометра (10) при которых его интерференционная картина $I^*(y)$ будет максимально подобна распределению $I(y)$. Степень подобия оценивается величиной коэффициента корреляции r . Это делается с целью проверки на соответствие распределения интенсивности рассеяния электронов интерференционной картине, по внешним признакам.

4. Рассеяние элементарных частиц

Общим для всех задач является рассмотрение траекторий частиц в плоскости Oyz , при температуре мишени $T = 0^\circ K$.

4.1. Элементарное двухщелевое препятствие

Расчётная схема численного эксперимента показана на рис. 7 (стр. 14). На пути последовательности одиночных электронов, испускаемых катодом K , размещена мишень G , представляющая собой одномерную решётку из трёх атомов, расположенных в один ряд так, что бы образовалось два одинаковых зазора, моделирующих две элементарные щели. Для исключения из рассмотрения электронов, которые будут отражаться в сторону катода, используется полевая диафрагма D . Результат рассеяния электронов фиксируется экран-детектором SF . Центральная область, полученного изображения, распределения интенсивности попадания электронов на экран, хорошо аппроксимируется интерференционной картиной $I^*(y)$, полученной с помощью аналитического интерферометра (10), что подтверждает коэффициент корреляции $r = 0,999$.

4.2. Полуплоскость

На рис. 8 (стр. 15) приведена расчётная схема для рассмотрения влияния края непроницаемой пластины на последовательность упорядоченных электронов, эмитированных катодом K . В качестве края выступает ядро одиночного атома, центр которого расположен напротив правого края катода K . Результат фиксируется экран-детектором SF . Распределение интенсивности $I(y)$ имеет некоторую схожесть с результатами классического опыта — дифракция монохромного светового потока на краю полуплоскости (дифракция Френеля).

4.3. Атомарная регулярная решётка

Расчётная схема численного эксперимента показана на рис. 9 (стр. 16). На пути одиночных электронов размещена мишень G , представляющая собой регулярную решётку, состоящую из 7 атомарных слоёв, в каждом слое по 11 атомов. Атомы частично пересекаются, образуя области совместного влияния на электрон. Результат рассеяния электронов фиксируется экран-детектором SF . Из всего числа эмитированных электронов, преодолели решётку 77%. Центральная область изображения распределения интенсивности попадания рассеянных электронов на экран хоро-

по описывается аналитической формулой (10), что показывает значение коэффициента корреляции $r = 0,997$.

4.4. Бипризма

На рис. 10 (стр. 17) приведена расчётная схема с бипризмой, представляющей собой положительно заряженное ядро одиночного атома, который разделяет эмитированные катодом K электроны на два симметричных потока. Рассматривается множество одиночных электронов, которые последовательно вылетают с одной и той же начальной скоростью из заданных изначально точек эмиссии на катоде K .

Результат рассеяния электронов фиксируется экран-детектором SF . Центральная область полученного распределения интенсивности $I(y)$ аппроксимируется формулой (10) с коэффициентом корреляции $r = 0,999$.

В рамках этой же задачи с бипризмой, рассмотрен ещё и вариант, когда разделяющая поток электронов проволока бипризмы представлена, в своём сечении, как атомарная решётка G , вписанная в окружность. Это позволило рассмотреть характер рассеяния электронов с учётом поверхностной проницаемости атомарной структуры сечения проволоки. Результат моделирования показан на рис. 11 (стр. 18). Экран-детектор достигло 36% из всех эмитированных электронов. Центральная область полученного распределения интенсивности $I(y)$ хорошо коррелирует с интерференционной картиной $I^*(y)$, рассчитанной по формуле (10), на что и указывает коэффициент подобия $r = 0,999$.

4.5. Рассеяние нейтронов

На рис. 12 (стр. 19) приведена расчётная схема для анализа рассеяния нейтронов на препятствии, которое частично перекрывает цилиндрический канал и тем самым формирует два потока нейтронов. В качестве препятствия рассматривается ядро атома. Расчётная схема, в целом, соответствует реальному эксперименту [19]. Результат рассеяния нейтронов отображается на экран-детекторе SF . Распределение интенсивности $I(y)$ в её центральной части подобно распределению $I^*(y)$, вычисленному по формуле (10), коэффициент корреляции $r = 0,999$.

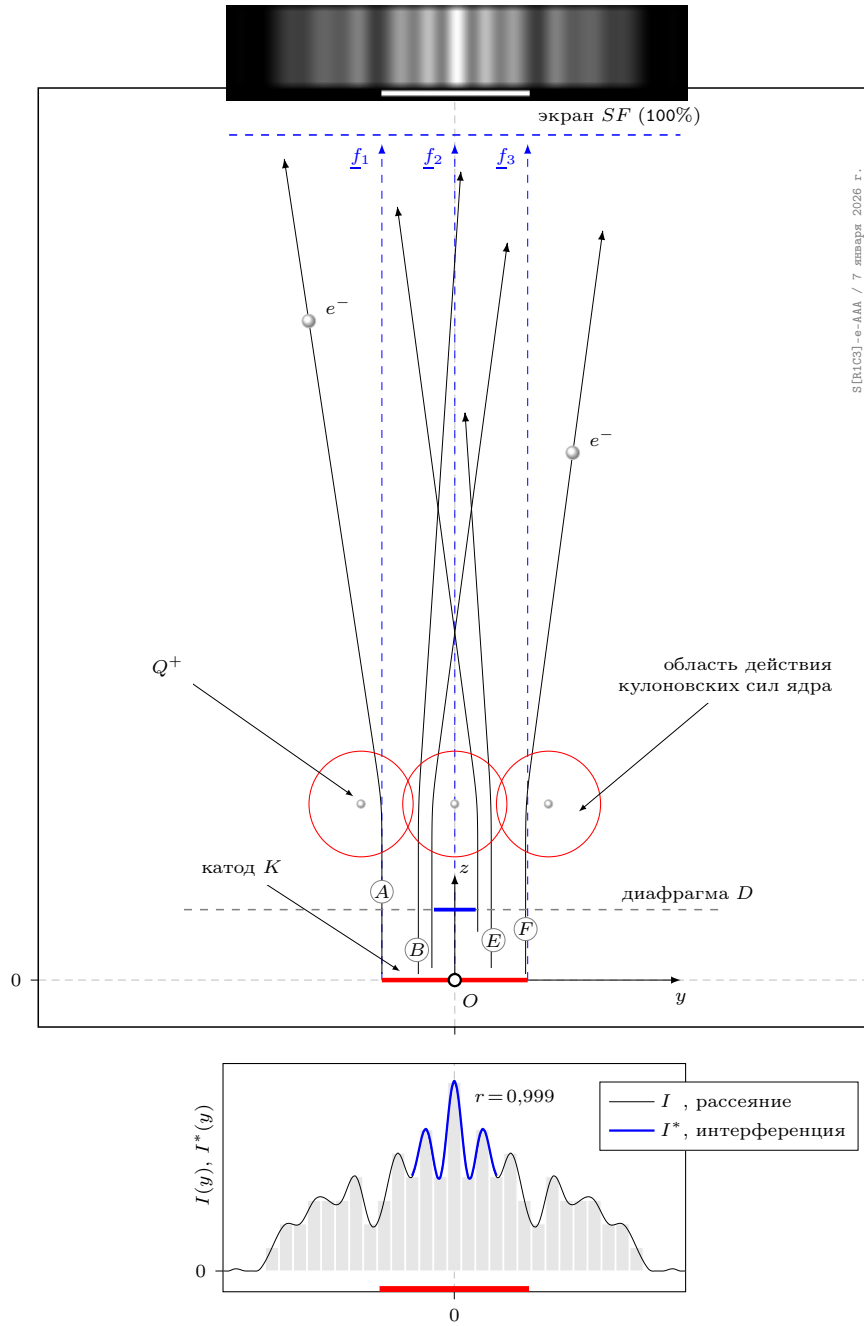


Рис. 7. Рассеяние электронов на элементарном двухщелевом препятствии.
 $\textcircled{A}$, $\textcircled{B}$, $\textcircled{E}$, $\textcircled{F}$ — траектории пробных электронов. Показано совмещение распределения $I(y)$ с интерференцией $I^*(y)$, вычисленной по формуле (10).
 | Описание в подразделе 4.1, стр. 12 |

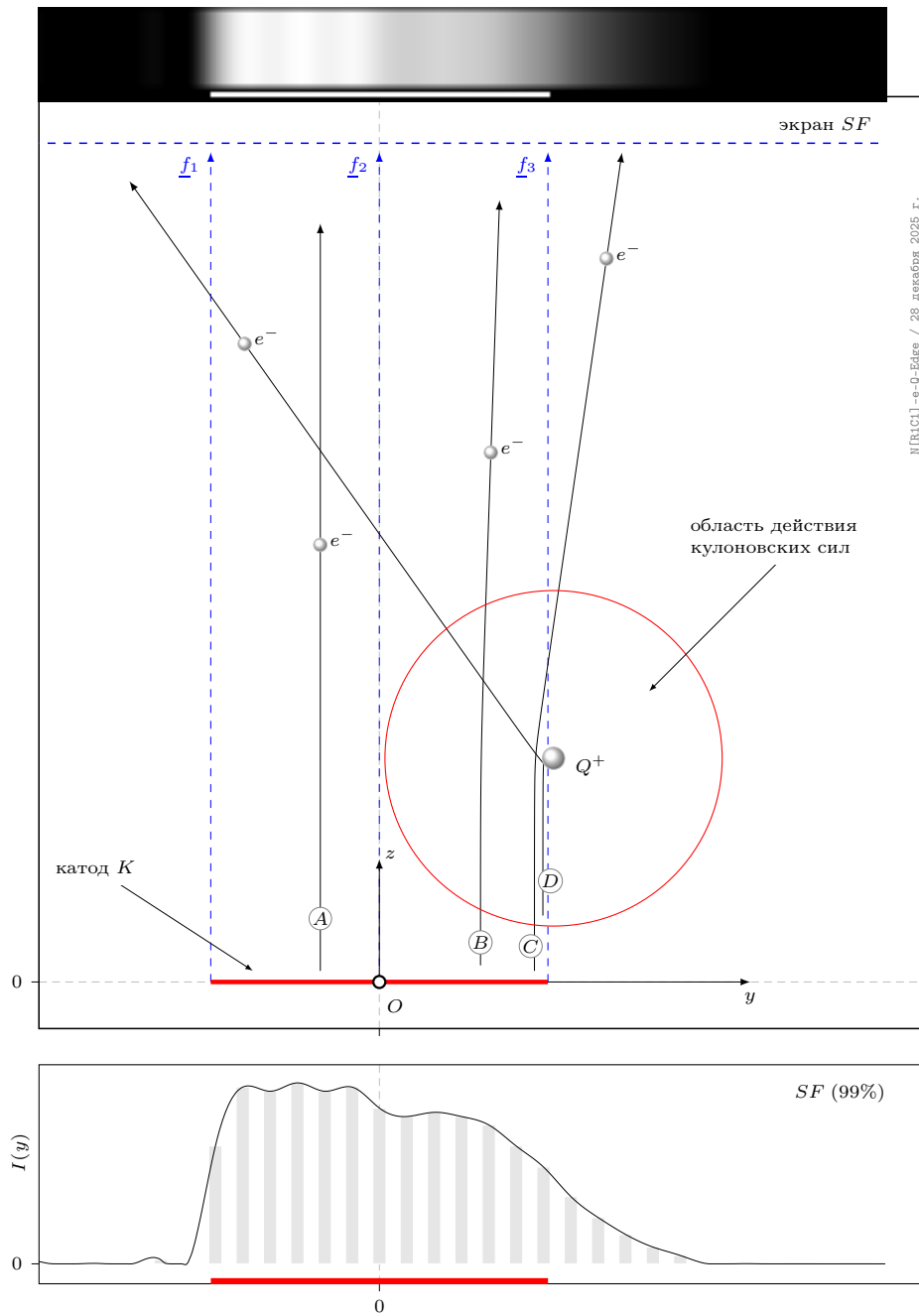


Рис. 8. Рассеяние последовательности электронов на краю полуплоскости (ядро атома). $\textcircled{A}$, $\textcircled{B}$, $\textcircled{C}$, $\textcircled{D}$ — траектории пробных электронов.
 | Описание в подразделе 4.2, стр. 12 |

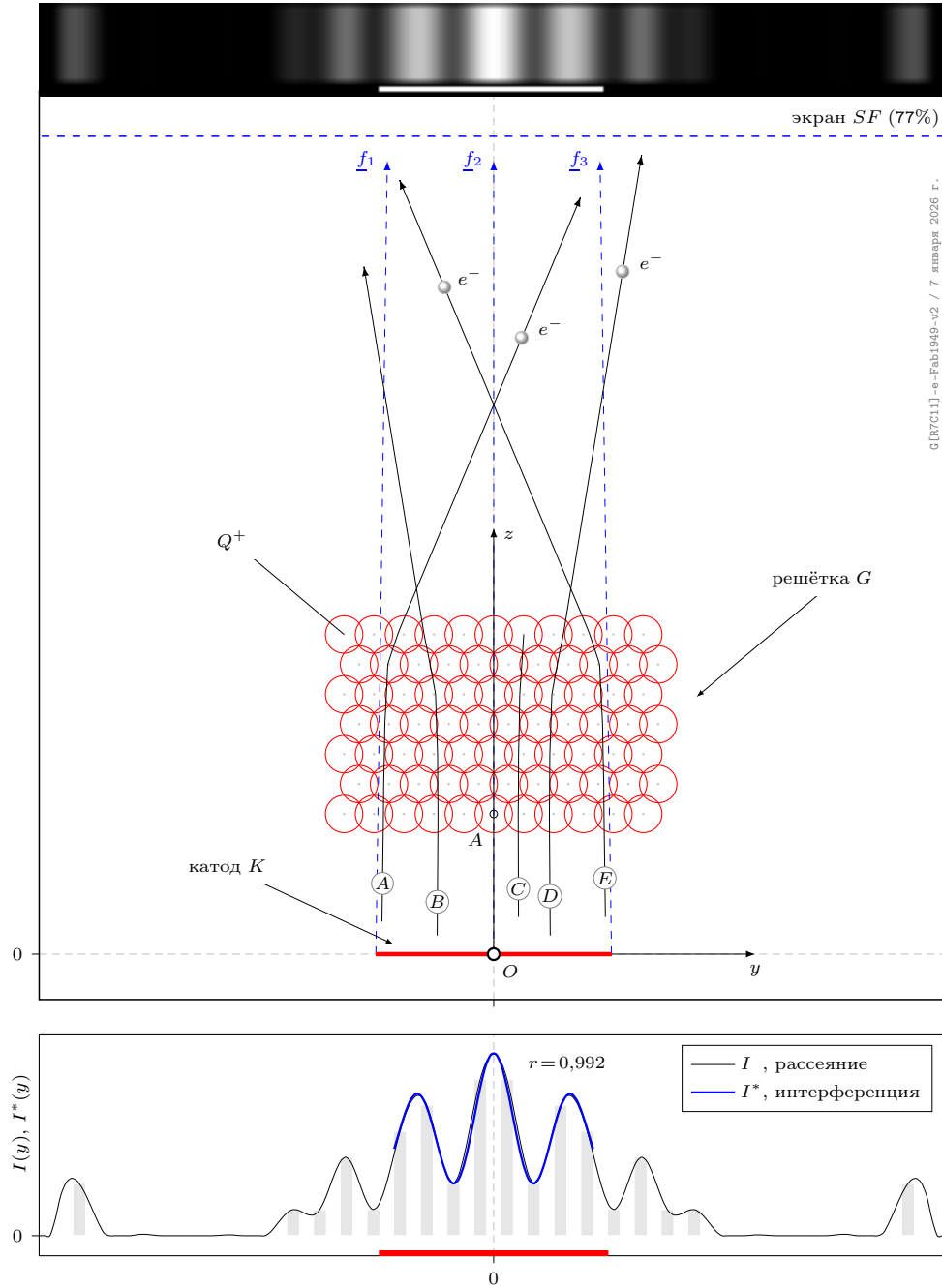


Рис. 9. Рассеяние одиночных электронов на регулярной атомарной решётке 7×11 . A, B, C, D, E — траектории пробных электронов. Показано совмещение распределения $I(y)$ с интерференцией $I^*(y)$, вычисленной по формуле (10). | Описание в подразделе 4.3, стр. 12 |

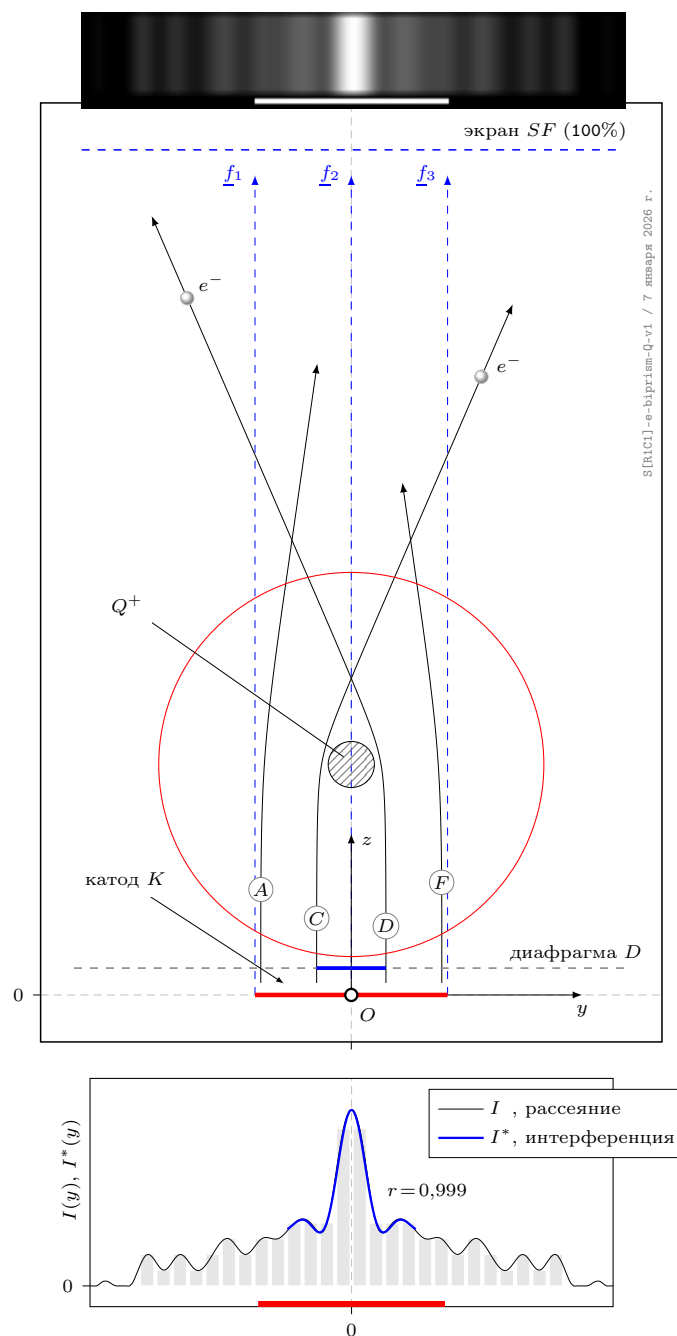


Рис. 10. Расчётная схема с бипризмой, где мишенью выступает ядро атома с зарядом Q^+ (сечение условной проволоки). $\textcircled{A}$, $\textcircled{C}$, $\textcircled{D}$, $\textcircled{F}$ — траектории пробных электронов. | Описание в подразделе 4.4, стр. 13 |

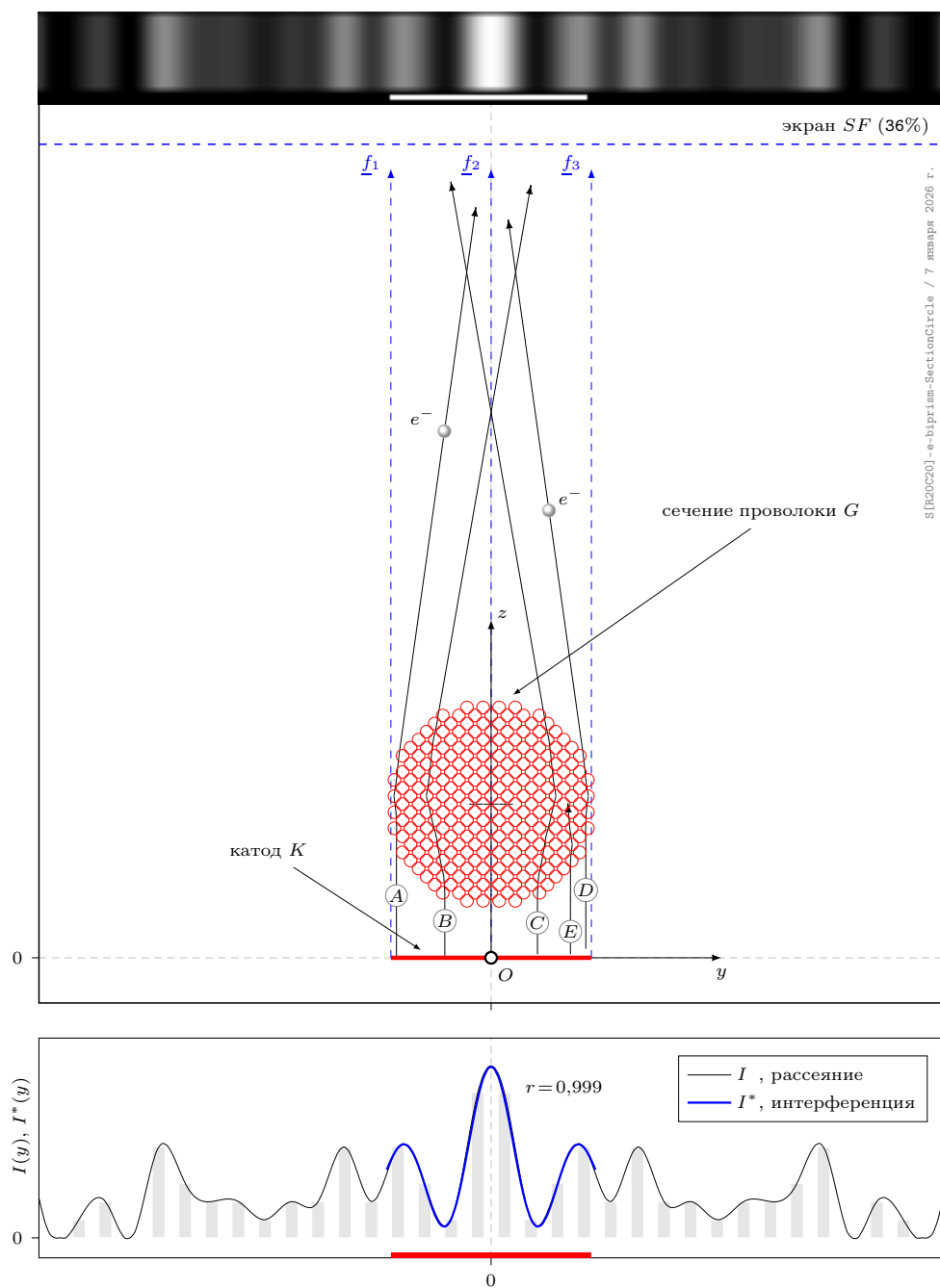


Рис. 11. Расчётная схема с бипризмой (мишень — сечение проволоки, без внешнего положительного потенциала, в виде атомарной решётки), которая делит поток электронов на два. До экрана долетело 36% частиц. $\textcircled{A}$, $\textcircled{B}$, $\textcircled{C}$, $\textcircled{E}$, $\textcircled{F}$ — траектории пробных электронов. | Описание в подразделе 4.4, стр. 13 |

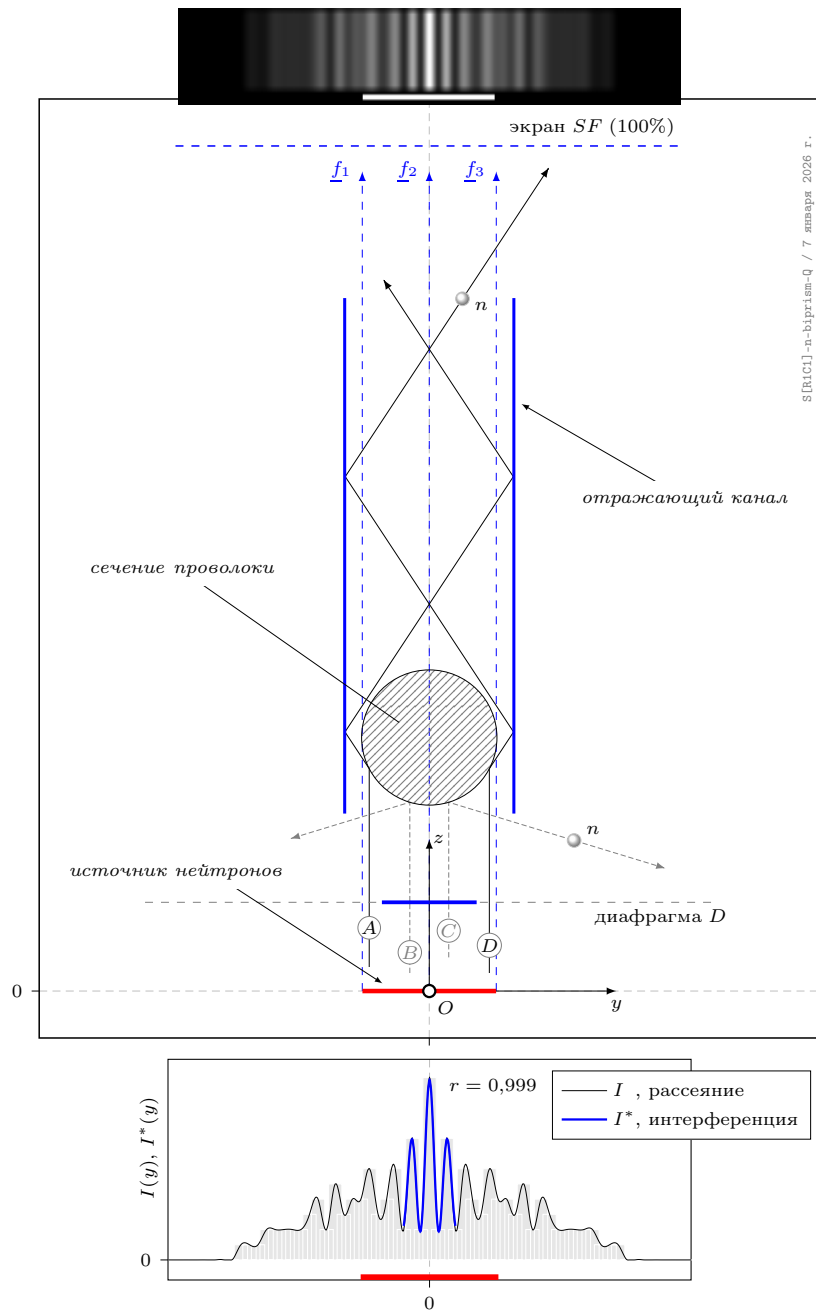


Рис. 12. Рассеяние нейтронов на препятствии в виде круглого сечения (проволока). Результат рассеяния отображается на экран-детекторе SF . $\textcircled{A}$, $\textcircled{D}$ — траектории пробных нейтронов, а траектории $\textcircled{B}$, $\textcircled{C}$ это пример фоновых траекторий исключённых из рассмотрения полевой диафрагмой D . Центральная область распределения интенсивности рассеяния нейтронов $I(y)$ аппроксимирована формулой (10). | Описание в подразделе 4.5, стр. 13 |

4.6. Интерференция волн или рассеяние частиц?

Неоспорим тот факт, что такие явления как дифракция и интерференция присущи всем волновым процессам. Можно ли принять, получаемые в многочисленных реальных экспериментах, распределение интенсивности рассеяния материальных частиц (электронов) на мишени за дифракцию или интерференцию, известную нам из классических опытов по оптике? Внешняя схожесть, ещё не основание для однозначного вывода о том, что эти материальные частицы проявили свои волновые свойства, коими их наделил де Бройль, опираясь, в свою очередь, на гипотезу Эйнштейна о корпускулярно-волновом дуализме электромагнитного импульса (фотона) в рамках которой, фотон проявляет свойства материальной частицы с *инерционной массой*, зависящей от частоты излучения.

На примере рассеяния нейтронов (рис. 12) рассмотрим вычисленное распределение интенсивности попаданий нейтронов $I(y)$ на экран-детектор с помощью аналитического интерферометра (10). Для этого рассмотрим центральную область распределения $I(y)$. Подбираем параметры интерферометра (10) такими, что бы интерференция $I^*(y)$ (синяя линия) совпала с распределением $I(y)$. Результат совмещения показан на графике (рис. 12).

Наблюдается практически идеальное совпадение, корреляция $r = 0,999$, иными словами, оптическая интерференция совпала с распределением нейтронов по экрану. Этот факт, в нашем численном эксперименте, можно было бы принять за проявление нейтронами своих волновых свойств, но расчётная модель включает в себя только материальные частицы, и они без каких-либо волновых свойств. Поэтому, рассчитанное распределение нейтронов $I(y)$ по экрану правильнее назвать *псевдоинтерференцией*.

Известно, что интерференционная картина в опытах со светом, это результат *наложения* в пространстве двух и более когерентных волновых процессов, которая описывается выражением (8). Проверим, что произойдёт с распределениями $I(y)$ и $I^*(y)$ при изменении физического разрешения³ экран-детектора в 4 и 16 раз, сохраняя неизменными все остальные параметры задачи, включая и настройки аналитического интерферометра (10). Полученные результаты представлены на рис. 13 в виде 3-х графиков.

Видно, что по мере увеличения разрешения экран-детектора SF , интерференционная картина $I^*(y)$, рассчитанная по формуле (10), остаётся неизменной (синяя линия), а распределение попаданий нейтронов $I(y)$

³Физическое разрешение экрана (DPI), это число пикселей на дюйм.

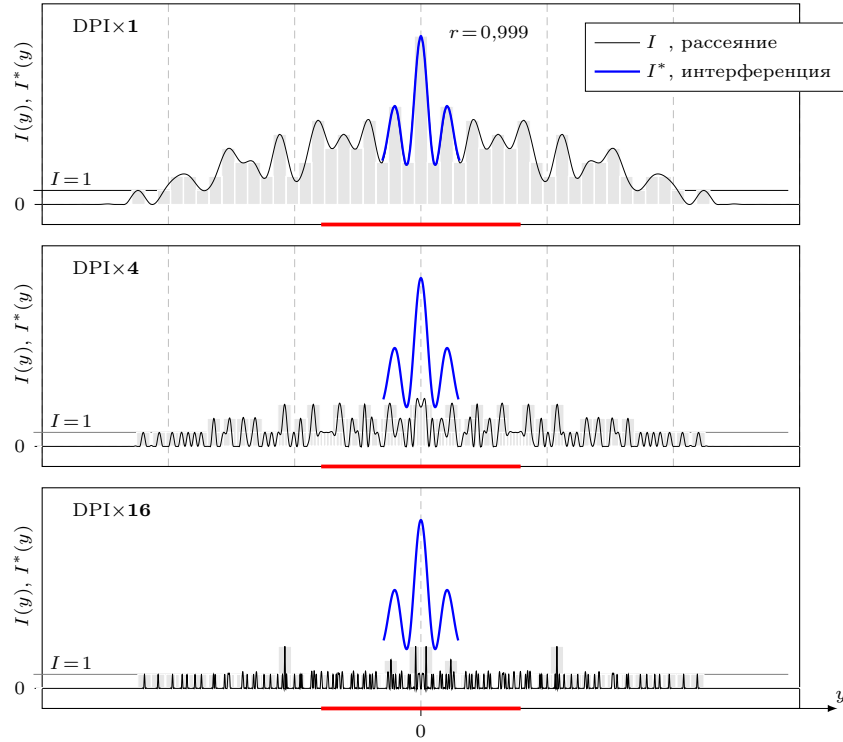


Рис. 13. Влияние величины разрешения экран-детектора (кратность $\times 1, \times 4, \times 16$) на характер распределения интенсивности материальных частиц $I(y)$ и совмещённой с центральной областью интерференции $I^*(y)$.

претерпевает значительную трансформацию (чёрная линия). В пределе, каждая частица займёт только одну регистрирующую ячейку экран-детектора.

Итак, интерференция $I^*(y)$ волновых процессов (рис. 13), ожидаемо, не зависит от разрешающей способности экран-детектора, что очевидным образом следует из самой формулы (8). В то же время, вид распределения интенсивности $I(y)$ попадания нейтронов на экран-детектор явно зависит от его физического разрешения.

Таким образом, численные эксперименты при различных значениях разрешения экран-детектора (рис. 13) показали, что нейтроны, как и иные материальные частицы, не проявляют волновые свойства, от слова совсем. Вид рассеяния частиц на мишени является исключительно следствием начальных условий эмиссии, внешних управляющих и паразитных физических полей, нечёткого описания структуры мишени и её температуры, а так же разрешения и чувствительности экран-детектора.

Следует отметить двойственность экран-детектора, в случае волновых процессов он отображает (фиксирует) *наложение* волн в простран-

стве, но не участвует при этом в их суммировании, а в случае материальных частиц, экран-детектор *суммирует* частицы, то есть накапливает. Таким образом, функциональная роль экран-детектора, отображать или суммировать, определяется постановкой задачи.

Окончательную точку в интерпретации природы псевдоинтерференции нейтронов или электронов, ставит *experimentum crucis*⁴. Суть которого заключается в проведении серии экспериментов по рассеянию частиц при различных значениях разрешения экран-детектора.

5. Отражение электронов

Рассмотрим процесс отражения последовательности одиночных электронов от поверхности мишени, представленной слоем равноотстоящих атомов. Рабочая схема модели показана на рис. 14.

В основе процесса отражения лежит кулоновское взаимодействие электронов с ядрами атомов решётки. Как ведут себя электроны, попадая на «поверхность» мишени, ориентированной под углом φ_A к плоскости экрана SK ? Часть электронов отразится, огибая ядро атома с сопутствующим тормозным излучением, по аналогии с процессами в рентгеновской трубке, а остальные образуют фон, то есть будут хаотично отражены без преобладающего направления и рассеяны по объёму атомарной решётки мишени.

Для рассмотрения механизма отражения электронов от поверхности мишени, были выбраны из всех эмитированных катодом K электронов только те, которые в процессе взаимодействия с ядрами атомов упорядоченно отразятся и сформируют на экран-детекторе череду равноотстоящих полос, вид которых полностью обусловлен начальными условиями эмиссии электронов катодом K и параметрами атомарной решётки G .

⁴В переводе с латыни, это означает «решающий опыт» или «критический эксперимент». Термин ввёл *Francis Bacon* (1561–1626).

ференцию), как результат их соударений и кулоновского взаимодействия с ядрами атомов мишени.

Ответить на вопрос, что фиксирует экран-детектор, картину интерференции или рассеяние материальных частиц, можно только одним объективным способом, провести *experimentum crucis* при разных значениях разрешения экран-детектора.

Очевидно, что интерференционная картина волновых процессов при изменении разрешения экран-детектора остаётся неизменной. В случае же материальных частиц, процесс увеличения разрешения экрана DPI приводит к росту детализации поля рассеяния и к выравниванию амплитуды распределения интенсивности $I(y)$ на экран-детекторе (рис. 13), в пределе амплитуда будет стремиться к 1, т.е. одно попадание в регистрирующую ячейку экран-детектора.

Для более детального обоснования, почему гипотеза де Бройля о волновых свойствах материальных частиц неприемлема, следует коснуться такого феномена, как корпускулярно-волновой дуализм, постулированный Эйнштейном.

Корпускулярно-волновой дуализм. Под термином фотон мы понимаем одиночный электромагнитный импульс, как результат тормозного излучения электроном, протоном или иной частицей при движении по криволинейной траектории. Принято считать, что фотон обладает инерционной массой пока движется со скоростью света, а в покое его масса равна нулю. Здесь возникает очевидный вопрос, а что такое инерционная масса фотона?

Понятие массы фотона появилось в работах Эйнштейна по фотоэффекту [3], где он установил связь между энергией электромагнитного излучения и эмиссией электронов фотокатодом. Для объяснения фотоэффекта Эйнштейн ввёл в рассмотрение гипотезу о корпускулярной природе фотонов, представив их материальными частицами, обладающими инерционной массой при движении со скоростью света. Это было необходимо, как приём, для того, чтобы обойти проблему, каким образом нематериальный фотон (электромагнитный импульс) совершает работу над материальным электроном в фотокатоде.

Таким образом, из гипотезы Эйнштейна о корпускулярно-волновом дуализме следует, что электромагнитный импульс (фотон) обладает инерционной массой при движении со скоростью света. Но это противоречит специальной теории относительности, в которой Эйнштейн постулировал, что ни одно материальное тело, обладающее инерционной массой, не может достичь скорости света. Кроме того, для введения понятия

массы, чего-либо материального, в первую очередь необходимо определить физический объём, ограничивающий это материальное. А о каком объёме может идти речь применительно к электромагнитному импульсу (фотону)?

По своей природе электромагнитный импульс (фотон) принципиально не имеет физического объёма и, следовательно, не может обладать инерционной массой, от слова совсем, и соответственно, не может обладать и механическим импульсом (произведение массы на скорость).

Поэтому отсутствие объёма у фотона требует признания факта, что фотон — это не частица с массой, а всего лишь безмассовый электромагнитный импульс со своей амплитудой, длительностью и частотой. Остаётся открытым вопрос, как безмассовый электромагнитный импульс передаёт свою энергию электрону, обладающему инерционной массой, в экспериментах с фотокатодом? Нужна «точка опоры». Возможно, необходимо ввести в рассмотрение *материальную среду* в которой распространяются электромагнитные колебания и способную передавать механический импульс материальным частицам.

О гипотезе Луи де Бройля. Вернёмся к гипотезе де Бройля о волновых свойствах материальных частиц. Предложение де Бройля своеобразно, однако не состоятельно изначально, так как в своих рассуждениях, он опирался на гипотезу о корпускулярно-волновом дуализме фотона, предложенную Эйнштейном, но фотон, как было показано выше, не корпускула с инерционной массой, а всего лишь безмассовый электромагнитный импульс и поэтому приписывать материальным частицам волновые свойства нет оснований.

Интерференция, в классическом понимании, между двумя материальными частицами невозможна, так как они не обладают волновым фронтом и фактически не могут находиться в одно и то же время в одной и той же точке пространства. Если предположить, гипотетически, что удалось создать условия когерентности для эмитированных частиц, то эти частицы физически столкнутся в точке на оптической оси прибора и изменят свои траектории, что абсолютно несвойственно волновым процессам.

* * *

Выполненные численные эксперименты, показали, что псевдоинтерференция, наблюдаемая при реальных экспериментах по рассеянию электронов и иных материальных частиц, не требует наделения частиц свойствами, которые присущи исключительно волновым процессам.

Дискретность природных электромагнитных колебаний физически обусловлена дискретностью источников тормозного излучения. Фотон, как электромагнитный импульс, тормозного происхождения, не может быть частицей, обладающей инерционной массой и при этом не иметь физического объёма, который фундаментально необходим для определения самого понятия массы и соответственно механического импульса, разумеется в рамках классической механики. Таким образом, для феномена корпускулярно-волнового дуализма и концепции волны де Бройля оснований нет.

Наблюдаемая, в численных и реальных экспериментах *псевдоинтерференция* материальных частиц при рассеянии на препятствии, никакого отношения к волновым свойствам частиц не имеет, по причине отсутствия таковых. Это наглядно может быть продемонстрировано в ходе *experimentum crucis*, когда рассматривается вид распределения интенсивности рассеяния частиц на экран-детекторе при различных его разрешениях.

Список литературы

- [1] *de Broglie, Louis Victor Pierre Raymond*. Ondes et quanta / Louis Victor Pierre Raymond de Broglie // *C. R. Acad. Sci. Paris*. — 1923. — Vol. 177. — P. 507. — <https://cds.cern.ch/record/263873>.
- [2] *Бройль, Луи де*. Революция в физике (Новая физика и кванты) / Луи де Бройль. — Атомиздат, 1965.
- [3] *Einstein, A.* Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt / A. Einstein // *Annalen der Physik*. — 1905. — jan. — Vol. 322, no. 6. — Pp. 132–148.
- [4] *Марк, Г.* Дифракция электронов / Г. Марк, Р. Вирль. — Москва; Ленинград: ГТТИ, 1933. — С. 191. — Перевод с немецкого.
- [5] *Davisson, C.* The scattering of electrons by a single crystal of nickel / C. Davisson, L. H. Germer // *Nature*. — 1927. — Apr. — Vol. 119, no. 2998. — Pp. 558–560. — <https://doi.org/10.1038/119558a0>.
- [6] *Davisson, C.* Diffraction of electrons by a crystal of nickel / C. Davisson, L. H. Germer // *Phys. Rev.* — 1927. — Dec. — Vol. 30. — Pp. 705–740. — <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.30.705>.

- [7] *Thomson, G. P.* Diffraction of Cathode Rays by a Thin Film / G. P. Thomson, A. Reid // *Nature*. — 1927. — Jun.. — Vol. 119, no. 3007. — Pp. 890–890. — <https://doi.org/10.1038/119890a0>.
- [8] *Thomson, G. P.* Experiments on the Diffraction of Cathode Rays / G. P. Thomson // *Proceedings of the Royal Society of London Series A*. — 1928. — Feb.. — Vol. 117, no. 778. — Pp. 600–609.
- [9] *Thomson, G. P.* Experiments on the Diffraction of Cathode Rays. II / G. P. Thomson // *Proceedings of the Royal Society of London Series A*. — 1928. — Jul.. — Vol. 119, no. 783. — Pp. 651–663.
- [10] *Thomson, G. P.* Diffraction of Cathode Rays. III / G. P. Thomson // *Proceedings of the Royal Society of London Series A*. — 1929. — Sep.. — Vol. 125, no. 797. — Pp. 352–370.
- [11] *Биберман, Л.М.* Diffraction of successively travelling electrons / Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин, В.А. Фабрикант // *ДАН РАН*. — 1949. — Т. LXVI, № 2. — С. 185–186.
- [12] Рассеяние электронов в тонких слоях / Л.М. Биберман, Е.Н. Второв, И.А. Ковнер и др. // *ДАН РАН*. — 1949. — Т. LXIX, № 4. — С. 519–520.
- [13] *Jönsson, Claus.* Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten / Claus Jönsson // *Zeitschrift für Physik*. — 1961. — Aug.. — Vol. 161, no. 4. — Pp. 454–474.
- [14] *Jönsson, Claus.* Electron Diffraction at Multiple Slits / Claus Jönsson // *American Journal of Physics*. — 1974. — Jan.. — Vol. 42, no. 1. — Pp. 4–11.
- [15] *Donati, O.* An Experiment on Electron Interference / O. Donati, G. P. Missiroli, G. Pozzi // *American Journal of Physics*. — 1973. — May. — Vol. 41, no. 5. — Pp. 639–644.
- [16] Interference electron microscopy in thin film investigations / G. Matteucci, G. Missiroli, G. Pozzi et al. // *Thin Solid Films*. — 1979. — Sep.. — Vol. 62, no. 1. — Pp. 5–17.
- [17] *Frabboni, S.* Young's double-slit interference experiment with electrons / S. Frabboni, G. C. Gazzadi, G. Pozzi // *American Journal of Physics*. — 2007. — Nov.. — Vol. 75, no. 11. — Pp. 1053–1055.

- [18] Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern / A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda et al. // *American Journal of Physics*. — 1989. — Feb.. — Vol. 57, no. 2. — Pp. 117–120.
- [19] Single- and double-slit diffraction of neutrons / Anton Zeilinger, Roland Gähler, C. G. Shull et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 1988. — Oct.. — Vol. 60. — Pp. 1067–1073. — <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.60.1067>.
- [20] *Kanitz, Carina*. Diffraction of atomic matter waves through a 2d crystal. — 2024.
- [21] *Nairz, Olaf*. Quantum interference experiments with large molecules / Olaf Nairz, Markus Arndt, Anton Zeilinger // *American Journal of Physics*. — 2003. — Apr.. — Vol. 71, no. 4. — Pp. 319–325.
- [22] *Девис, П.* Суперсила, Поиски единой теории природы / П. Девис. — Мир, 1989. — <https://books.google.ru/books?id=M6ruAgAAQBAJ>.
- [23] *Компанеев, А.С.* Симметрия в микро- и макром мире / А.С. Компанеев. — «НАУКА», 1978.