

DOI: 10.12737/24680

Федоренко Б.З., канд. физ.-мат. наук, проф.  
Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова

## УПРУГИЕ ОТРАЖЕНИЯ И РАССЕЯНИЕ БОМБАРДИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ КРИСТАЛЛА

[bz9393@mail.ru](mailto:bz9393@mail.ru)

Наиболее эффективным способом модификации поверхности материала для обеспечения требуемых свойств изделия (антикоррозионных, износостойких и др.) является нанесение тонкопленочных покрытий, например, вакуумных ионно-плазменных покрытий. Свойства покрытия определяются свойствами материалов покрытия и подложки (материала, на который наносится покрытие). Стабильность покрытий во времени определяется, наряду с другими факторами, совместимостью материалов покрытия и подложки по физическим, кристаллохимическим, химическим и другим свойствам. В связи с этим возникает необходимость исследования физических свойств материалов, в особенности, в приповерхностных областях. В настоящей работе исследуются упругие отражения и рассеяние бомбардирующих электронов в приповерхностных слоях кристалла в классической постановке.

**Ключевые слова:** упругие отражения и рассеяние бомбардирующих электронов атомами в приповерхностных слоях кристалла, эксперимент Дэвиссона-Джермера, электронные волны де Бройля, дифракция.

**Введение.** Развитие материаловедения к настоящему времени пришло к пониманию, что дальнейший прогресс возможен при использовании композиционных материалов, объединяющих лучшие свойства различных элементов и их соединений. К этому направлению относятся и применение тонкопленочных покрытий, например, вакуумных ионно-плазменных покрытий [1–3]. В этой области открывается широкое поле для исследований, поскольку получение гибридных материалов связано с рядом проблем, таких как деградация системы покрытие-подложка, стабильность покрытий во времени, совместимость свойств материалов покрытия и подложки и др.

Возникает необходимость исследования физических, кристаллохимических и химических свойств материалов, в особенности, в приповерхностных областях. Исследованию физических свойств поверхности кристаллических тел посвящена, например, работа [4]. В ней рассмотрены теоретические аспекты дифракции медленных электронов поверхностью металлов, полупроводников и изоляторов.

В настоящей статье в классической постановке рассматриваются вопросы, связанные с упругим отражением бомбардирующих электронов атомами и их рассеянием в приповерхностной области кристалла. Особенность рассеяния бомбардирующих электронов объясняется моделью рассеяния электронов и расположением атомов в приповерхностных слоях кристалла. Классическая модель отражения и рассеяния бомбардирующих электронов сравнивается с моделью дифракции электронных волн.

**Электронные волны де Бройля и их дифракция по данным эксперимента Дэвиссона-Джермера.** Считается, что существование электронных волн де Бройля, их дифракция и интерференция были установлены в эксперименте Дэвиссона-Джермера [5–7]. В эксперименте Дэвиссона-Джермера использовался монокристалл никеля с кубической гранцентрированной структурой, сошлифованный вдоль плоскости (111). Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Пучок электронов, испускаемых электронной пушкой в вакууме, направлялся перпендикулярно к поверхности (111). Для улавливания рассеянных электронов применялся двойной цилиндр Фарадея. Для исключения неупруго рассеянных электронов, потерявших энергию при рассеянии, на внешний цилиндр накладывался задерживающий потенциал. В результате приемника могли достигать только электроны, отразившиеся упруго. Исследовалась зависимость количества рассеянных электронов от: 1) угла рассеяния  $\theta$ ; 2) скорости  $v$  электронов в пучке; 3) азимута, то есть угла поворота кристалла вокруг оси, перпендикулярной к рассеивающей плоскости.

Сошлифованная вдоль плоскости (111) поверхность кристалла покрыта правильными рядами атомов, перпендикулярными плоскости падения электронов. На рис. 2 представлен срез кристалла по плоскости (111), на котором наглядно видны описанные выше ряды атомов. Ряды атомов первого слоя, перпендикулярные плоскости рисунка, можно рассматривать как плоскую решетку с постоянной решетки  $d=0,215$  нм.

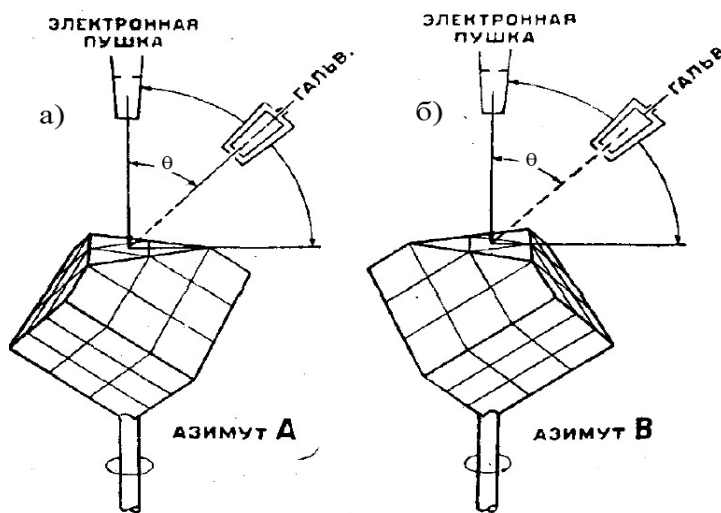


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  
 а) расположение кристалла по азимуту *A*; б) расположение кристалла по азимуту *B*;  
 $\theta$  – угол упругого отражения бомбардирующих электронов

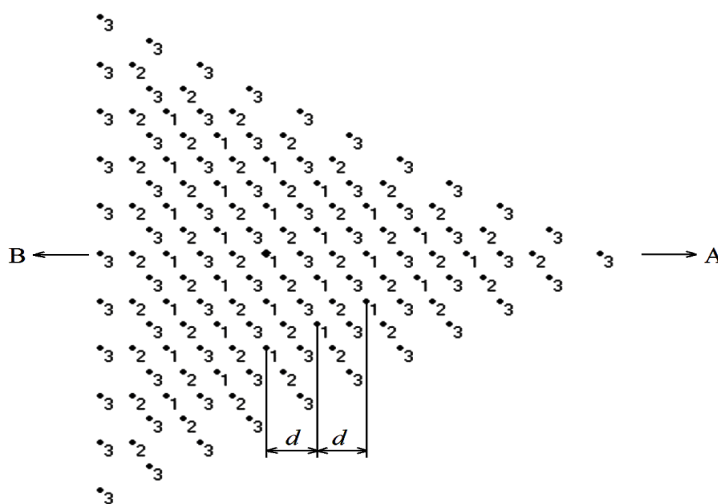


Рис. 2. Приповерхностная область кристалла никеля – первые три видимые слоя кристалла при срезе по плоскости (111): цифры 1, 2, 3 означают узлы решетки 1-го, 2-го и 3-го слоев кристалла; *A*, *B* – азимуты упруго отраженных электронов

На рис. 3 приведены полярные диаграммы, показывающие зависимость числа упруго отраженных электронов от угла рассеяния  $\theta$  и ускоряющего потенциала  $V$  при положении кристалла, изображенном на рис. 1 а) (азимут *A* упруго отраженных электронов). При величине угла

$\theta=50^\circ$  и различных ускоряющих потенциалах наблюдался рост максимума интенсивности упруго отраженных электронов до ускоряющего потенциала  $V=54$  В и уменьшение интенсивности при дальнейшем росте ускоряющего потенциала.

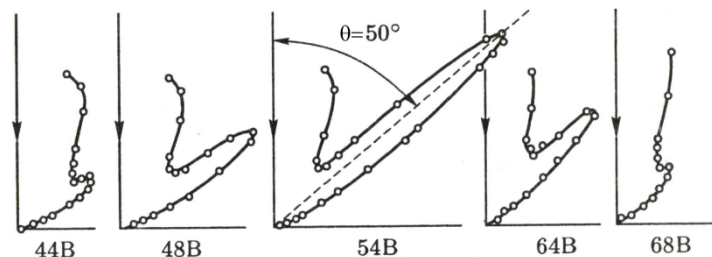


Рис. 3. Экспериментальные данные по интенсивности упруго отраженных электронов по азимуту *A* при угле отражения  $\theta=50^\circ$  и различных ускоряющих потенциалах  $V$

В эксперименте производились также измерения числа упруго отраженных электронов при постоянном угле  $\theta$ , но при различных азимутах кристалла, то есть кристалл мог поворачиваться вокруг оси, перпендикулярной к сошлифован-

ной плоскости (111). Результаты таких измерений представлены на рис. 4 для углов  $\theta=50^\circ$  и  $\theta=44^\circ$  и соответствующих им ускоряющих потенциалов 54 В и 65 В.

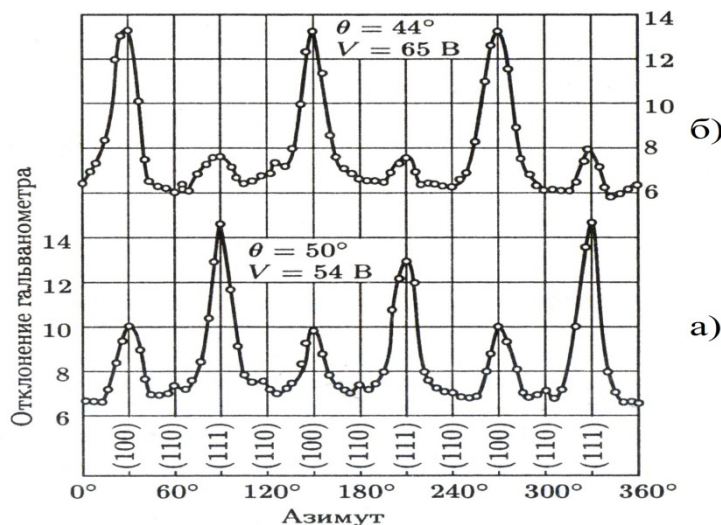


Рис. 4. Экспериментальные данные по интенсивности упругого отражения электронов в зависимости от азимута:

- а)  $\theta=50^\circ$ ,  $V=54$  В; азимут  $A$  (углы азимута  $A - 90^\circ, 210^\circ, 330^\circ$ ); азимут  $B$  (углы азимута  $B - 270^\circ, 30^\circ, 150^\circ$ );
- б)  $\theta=44^\circ$ ,  $V=65$  В; азимут  $B$  (углы азимута  $B - 30^\circ, 150^\circ, 270^\circ$ ), азимут  $A$  (углы азимута  $A - 210^\circ, 330^\circ, 90^\circ$ )

При повороте кристалла на  $360^\circ$  кривые трижды повторяются. Это связано с тем, что перпендикуляр к отражающей плоскости (111) является поворотной осью кристалла третьего порядка.

В соответствии с квантовомеханическими представлениями [8, 9] движение электрона с массой  $m$  и импульсом  $p = mv$  описывается плоской монохроматической волной де Бройля, длина которой определяется соотношением

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}, \tag{1}$$

где  $h$  – постоянная Планка. В ускоряющем электрическом поле кинетическая энергия медленного (нерелятивистского) электрона с зарядом  $e$  равна приобретенной им энергии  $eV$ , где  $V$  – пройденная разность потенциала. Следовательно,

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}, \tag{2}$$

и длина волны де Бройля равна

$$\lambda \approx \frac{1,226}{\sqrt{V}}, \tag{3}$$

где  $v$  представлена в см/с,  $\lambda$  – в нм,  $V$  – в вольтах.

Максимум интенсивности упруго отраженных электронов при азимуте  $A$ ,  $\theta=50^\circ$ ,  $V=54$  В (см. рис. 3 и 4 а)) истолковывается как дифрак-

ционный максимум первого порядка волн де Бройля (обусловленный интерференцией) от плоской дифракционной решетки (с постоянной решетки  $d$ ), описываемых уравнением

$$\lambda = d \sin \theta. \tag{4}$$

При  $d = 0,215$  нм, длине волны де Бройля

$$\lambda = \frac{1,226}{\sqrt{V}} = \frac{1,226}{\sqrt{54}} = 0,167 \text{ нм}$$

значение угла  $\theta$  получается равным примерно  $51^\circ$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными:  $\theta = 50^\circ$ .

Максимум интенсивности рассеянных электронов при азимуте  $B$ ,  $\theta = 44^\circ$ ,  $V = 65$  В (см. рис. 4 б)) также истолковывается как дифракционный максимум первого порядка электронных волн де Бройля от плоской дифракционной решетки: при  $d = 0,215$  нм, длине волны де Бройля

$$\lambda = \frac{1,226}{\sqrt{V}} = \frac{1,226}{\sqrt{65}} = 0,152 \text{ нм}$$

угол отражения получается равным  $\theta = 45^\circ$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными:  $\theta = 44^\circ$ .

Совпадение экспериментальных данных с расчетными данными по дифракции волн де Бройля настолько разительно, что эксперимент Девиссона-Джермера был признан блестящим подтверждением идеи де Бройля о волновых свойствах электронов [10].

**Классическая интерпретация эксперимента Девиссона-Джермера.** Дифракция волн от плоской дифракционной решетки объясняется следующим образом. При вертикальном падении волны и угле отражения  $\theta$  связь между

длиной волны  $\lambda$ , постоянной плоской решетки  $d$  и углом отражения  $\theta$  представляется в виде (4) (рис. 5).

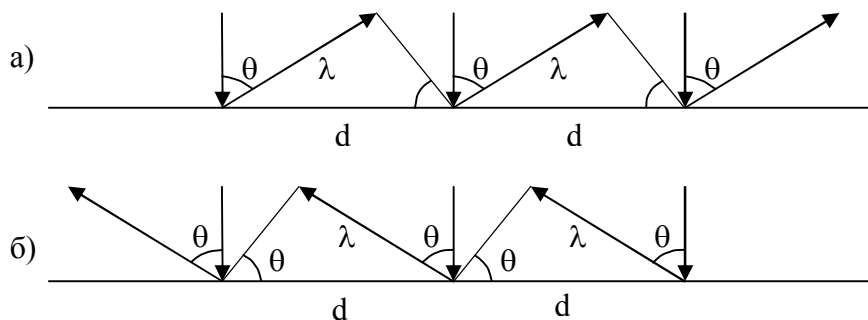


Рис. 5. Симметричная дифракция волн на одинаковых плоских решетках при азимутах  $A$  и  $B$ : а) отражение по азимуту  $A$ ; б) отражение по азимуту  $B$

При угле  $\theta$ , определяемом уравнением (4), и при отражении волны в азимуте  $A$  будет наблюдаться дифракционный максимум первого порядка, обусловленный интерференцией волн, отличающихся на длину волны  $\lambda$ . Дифракционный максимум при отражении волны в азимуте  $B$  не изменяется, так как решетка и ее постоянная  $d$  остаются неизменными, угол  $\theta$  не меняется в силу симметрии.

В эксперименте Девиссона-Джермера при переходе от азимута  $A$  к азимуту  $B$  величина дифракционного максимума меняется (см. рис. 4). Следовательно, в данном случае имеет место не дифракция волн на плоской решетке, а какой-то другой эффект. «Под дифракцией света понимают всякое отклонение от прямолинейного распространения света, если оно не может быть истолковано как результат отражения, прелом-

ления или изгибания световых лучей в средах с непрерывно меняющимся показателем преломления» [11].

**Оценка движения электронов в атоме.**

Теория дифракции электронов строилась по аналогии с теорией дифракции рентгеновских лучей, однако физическая природа этих явлений существенно различна. В отличие от рентгеновских лучей, которые рассеиваются на электронной плотности атомов, рассеяние электронов, обладающих электрическим зарядом, определяется их взаимодействием с электрическим полем атома, создаваемым как положительно заряженным ядром, так и электронной оболочкой атома.

Движение бомбардирующих электронов в атоме без столкновений с атомными электронами в классическом приближении может быть описано системой уравнений:

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{1}{m} F_x; & x|_{t=0} = x_0; & \dot{x}|_{t=0} = v_0; \\ \ddot{y} = \frac{1}{m} F_y; & y|_{t=0} = -\rho; & \dot{y}|_{t=0} = 0; \end{cases} \quad (5)$$

$$F_x = -\frac{x}{r^3} Ze \left[ 1 - \left( \frac{Z}{R} \right)^a \right] e; \quad F_y = -\frac{y}{r^3} Ze \left[ 1 - \left( \frac{Z}{R} \right)^a \right] e;$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ;  $0 \leq r \leq R$ ;  $R$  – радиус атома (для никеля  $R = 0,124$  нм);  $m$ ,  $e$  – масса и заряд электрона;  $Z$  – зарядовое число ядра (для никеля  $Z = 28$ );  $v_0$  – начальная скорость бомбардирующего электрона;  $\rho$  – прицельное расстояние; множитель

$$q_a(r) = Ze \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^a \right]; \quad 0 \leq r \leq R \quad (6)$$

описывает центральносимметричное распределение заряда в атоме;  $a$  – параметр распределения заряда в атоме.

На рис. 6 в качестве примера приведены результаты расчета траектории электрона в атоме.

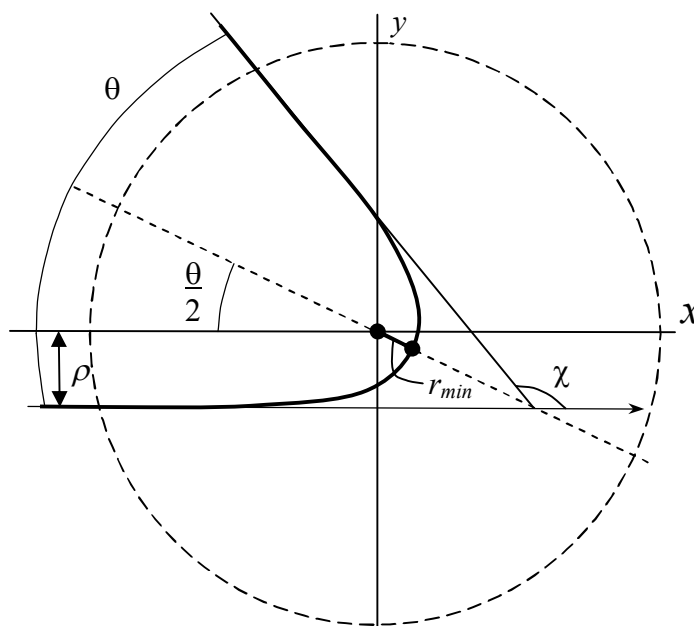


Рис. 6. Траектория бомбардирующего электрона в атоме при  $V = 54$  В ( $v_0 = 4,3576 \cdot 10^8$  см/с);  $\theta = 50^\circ$ ;  $a = 0,05$ ;  $\rho \approx 0,03165$  нм;  $r_{min} \approx 0,018$  нм ( $r_{min}$  – минимальное расстояние от электрона до ядра);  $\chi$  – угол рассеяния между асимптотами гиперболической траектории;  $\theta$  – угол рассеяния между направлениями падающих и отраженных электронов;  $\chi = \pi - \theta$

В приведенной таблице представлены результаты расчетов прицельного расстояния  $\rho$  в зависимости от ускоряющего потенциала бом-

бардирующих электронов  $V$  (или скорости  $v_0$  электронов), угла рассеяния  $\theta$  и параметра  $a$  распределения заряда в атоме никеля.

Таблица

**Расчетные значения прицельного расстояния  $\rho$**

$\theta$ , град	V, В	$v_0 \cdot 10^{-8}$ см/с	$\rho$ , нм		
			$a = 0,01$	$a = 0,05$	$a = 0,15$
50	44	3,9355	0,0116	0,0362	0,06465
	54	4,3576	0,00987	0,03165	0,0586
	68	4,890	0,00818	0,02701	0,0518
44	65	4,780	0,00817	0,02726	–

Замечание: при  $\theta = 44^\circ$ ,  $V = 65$  В,  $a = 0,02$  величина  $\rho = 0,141$  нм.

(В дальнейшем рассеяние бомбардирующего электрона в атоме кулоновскими силами будем называть упругим отражением бомбардирующего электрона атомом, а угол рассеяния  $\theta$  – углом упругого отражения бомбардирующего электрона атомом.)

Траектория бомбардирующего электрона в атоме (в рассматриваемом случае) однозначно определяется значением параметра  $a$  распределения заряда в атоме, начальной скоростью электрона  $v_0$ , прицельным расстоянием  $\rho$  и углом отражения электрона  $\theta$ .

Влияние соседних атомов на движение бомбардирующего электрона в атоме пренебрежимо мало. Взаимное влияние бомбардирующих электронов в соседних атомах пренебрежимо мало. Пренебрежимо мало на движение выбранного электрона и влияние расстояния между атомами в кристалле, в том числе, и влияние величины постоянной плоской решетки  $d$ . Это значит, что величины, характеризующие движение бомбардирующего электрона в атоме, связа-

ны, например, зависимостью  $\theta = \theta(v, \rho, a)$ . Постоянная плоской решетки  $d$  к этой зависимости отношения не имеет. Так что связи (1) и (4):

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad \lambda = d \sin \theta,$$

определяющие электронные волны де Бройля, к отражению электронов от атомов в рассматриваемом случае никакого отношения не имеют.

**Анализ данных эксперимента Дэвиссона-Джермера.** В эксперименте Дэвиссона-Джермера имеет место упругое отражение бомбардирующих электронов от атомов не в первом слое, а в первых трех слоях кристалла на срезе (111). На рис. 7 приведено расположение атомов в первых трех слоях кристалла и траектории отражаемых от атомов электронов при различных значениях параметра распределения заряда в атоме  $a$  в зависимости от азимута отражающих кристаллов при ускоряющем потенциале  $V = 54$  В и  $\theta = 50^\circ$ .

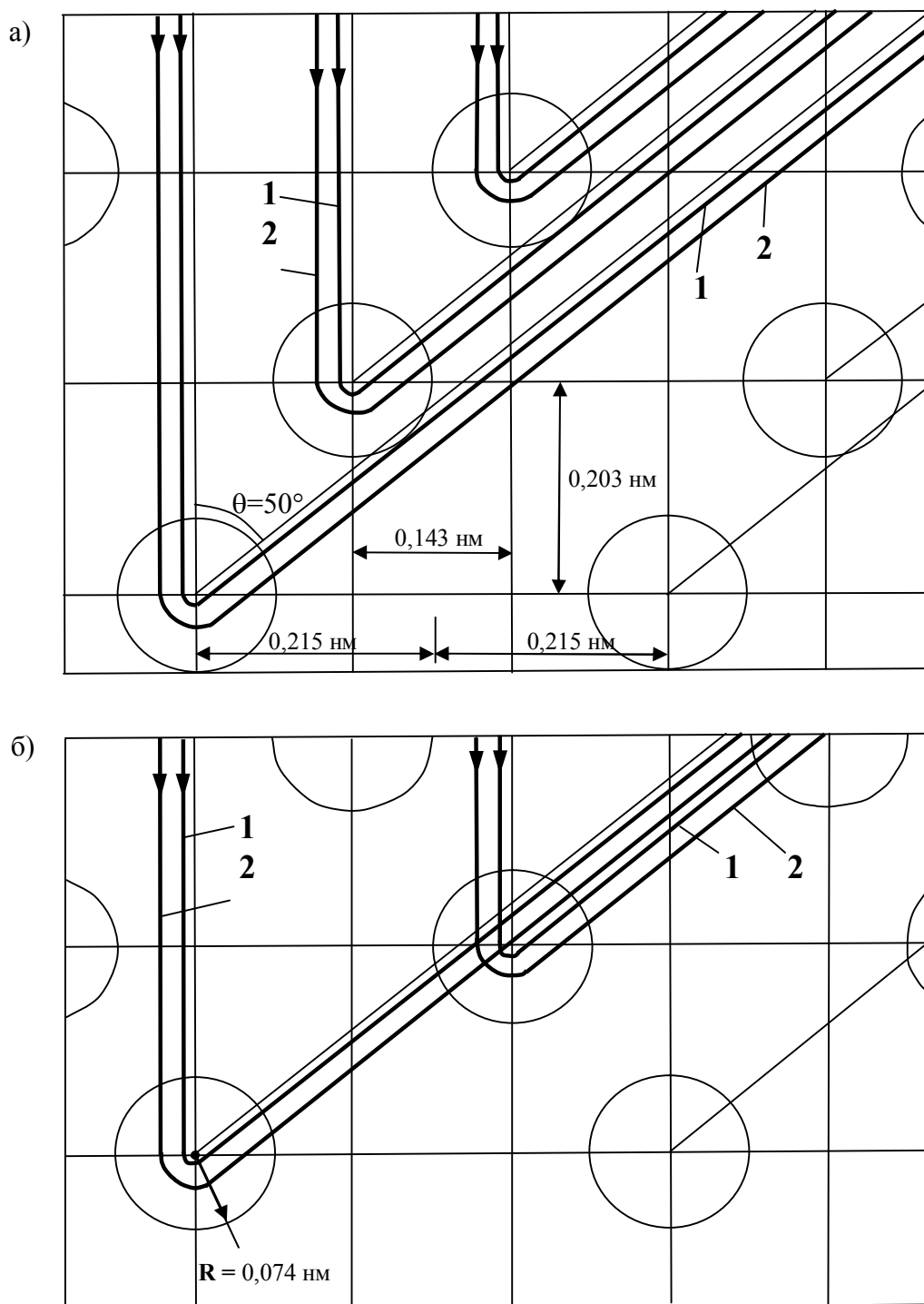


Рис. 7. Расположение атомов в первых трех слоях кристалла и траектории отражаемых от атомов электронов при  $\theta = 50^\circ$ ;  $V = 54 \text{ В}$ : а) отражение электронов по азимуту  $A$ ; б) отражение электронов по азимуту  $B$ ; 1 – траектории электронов при  $a = 0,01$ ; 2 – траектории электронов при  $a = 0,05$

Наглядно видно, что при отражении электронов по азимуту  $A$  (рис. 7 а)) затенение электронов, отражаемых от атомов нижележащих слоев, атомами вышележащих слоев меньше, чем затенение электронов, отражаемых от атомов нижележащих слоев, атомами вышележащих слоев по азимуту  $B$  (рис. 7 б)). (Большее затенение – это большая вероятность для бомбардирующего электрона рассеяться на ядрах,

атомных и свободных электронах в вышележащих слоях; плотность атомных электронов и вероятность рассеяться на них электронам, отраженным от атомов нижележащих слоев, обратно пропорциональны расстоянию от ядер атомов до траектории электронов, отраженных от атомов нижележащих слоев.) Это приводит к тому, что интенсивность потока («дифракционный максимум») электронов, отраженных по

азимуту  $A$ , будет больше, чем интенсивность потока («дифракционный максимум») электронов, отраженных по азимуту  $B$  (см. рис. 4 а)).

Наличие «провала» – резкого уменьшения интенсивности отраженных атомами электронов по азимуту  $A$ , – в диапазоне углов  $\theta$  примерно от  $23^\circ$  до  $48^\circ$  с наибольшим уменьшением интенсивности отраженных электронов при  $\theta \approx 36^\circ$  (см. рис. 3) объясняется расположением атомов в первых трех приповерхностных слоях (см. рис. 7 а)); оно таково, что при  $\theta \approx 36^\circ$  имеет место наибольшее затенение отраженных электронов второго и третьего слоя атомами в вышележащих слоях кристалла. Затенение третьего слоя атомов и отраженных от них электронов начинается также со значений угла  $\theta \geq 54^\circ$ , а затенение второго слоя атомов и отраженных от них электронов начинается со значений угла  $\theta \geq 65^\circ$ .

На рис. 8 приведено расположение атомов в первых трех слоях кристалла на срезе (111) и траектории отражаемых от атомов электронов при различных значениях параметра  $a$  при ускоряющем потенциале  $V = 65$  В и  $\theta = 44^\circ$ : на рис. 8 а) представлена картина отражения электронов по азимуту  $B$ , а на рис. 8 б) – по азимуту  $A$ .

Экспериментальные данные показывают (см. рис. 4 б)), что при ускоряющем потенциале  $V = 65$  В и угле отражения  $\theta = 44^\circ$  в азимуте  $B$  имеет место большой «дифракционный максимум», а в азимуте  $A$  этот «дифракционный максимум» значительно меньше.

При значении параметра  $a = 0,01$  (траектории 1 на рис. 8) затенение электронов, отраженных от атомов нижележащих слоев, атомами вышележащих слоев в случае отражения по азимуту  $B$  меньше, чем затенение при отражении по азимуту  $A$ . Это и приводит к тому, что интенсивность потока электронов, отраженных по азимуту  $B$ , существенно выше интенсивности электронов, отраженных по азимуту  $A$ . При значении параметра  $a = 0,02$  (траектории 2 на рис. 8) затенение отраженных электронов вышележащими слоями по азимутам  $A$  и  $B$  становится примерно одинаковым; интенсивность отраженных электронов в азимутах  $A$  и  $B$  должна выравниваться. При значении параметра  $a = 0,05$  (траектории 3 на рис. 8) затенение электронов, отраженных от атомов нижележащих слоев, атомами вышележащих слоев в случае отражения по азимуту  $B$  будет больше, чем затенение при отражении по азимуту  $A$ . Интенсивность потока электронов, отраженных по азимуту  $B$ , будет меньше, чем интенсивность потока электронов, отраженных по азимуту  $A$ .

Из вышеизложенного следует, что в экспериментах распределение заряда в атомах соответствует формуле (6) при значении параметра  $a \approx 0,01$ .

**Оценка интенсивности потока электронов, упруго отраженных атомами.** Оценка интенсивности потока электронов, упруго отраженных атомами на угол  $\theta$ , с учетом рассеяния бомбардирующих электронов, получена при следующих предположениях. При бомбардировке тела частицами с некоторого направления вероятность  $p_1$  отсутствия столкновений на конечном пути  $L$  движения тела пропорциональна скорости  $v$  движения тела:  $p_1 \sim v$ . Если бомбардирующие частицы могут независимо двигаться по противоположным направлениям, то вероятность отсутствия столкновений с телом на пути  $L$  может быть представлена в виде  $p_2 \sim v^2$ . В общем случае, при бомбардировке тела частицами с трех взаимно перпендикулярных направлений вероятность  $p_3$  отсутствия столкновений частиц с телом на пути  $L$  может быть представлена в виде

$$p_3 = Cv^6, \quad (7)$$

где  $C$  – некоторая постоянная.

Вероятность  $p_4$  длины  $S$  свободного пробега тела с учетом вышеизложенного может быть представлена в виде

$$p_4 = \exp(-\beta v^6), \quad (8)$$

где параметр  $\beta$  отражает и плотность рассеивающих частиц, и среднюю длину свободного пробега.

Интенсивность  $n$  потока электронов, упруго отраженных атомами приповерхностных слоев кристалла, можно представить с учетом (7) и (8) в виде

$$n = DNIv^6 \exp(-\beta v^6) \Delta\Omega, \quad (9)$$

где  $D = C^2$  – некоторая постоянная;  $N$  – число атомов в видимых приповерхностных слоях, приходящихся на единицу площади;  $I$  – интенсивность бомбардирующих электронов;  $\Delta\Omega$  – элемент телесного угла.

Ослабление потока упруго отраженных электронов атомами обусловлено рассеянием бомбардирующих электронов на ядрах атомов, атомных и свободных электронах при движении в кристалле.

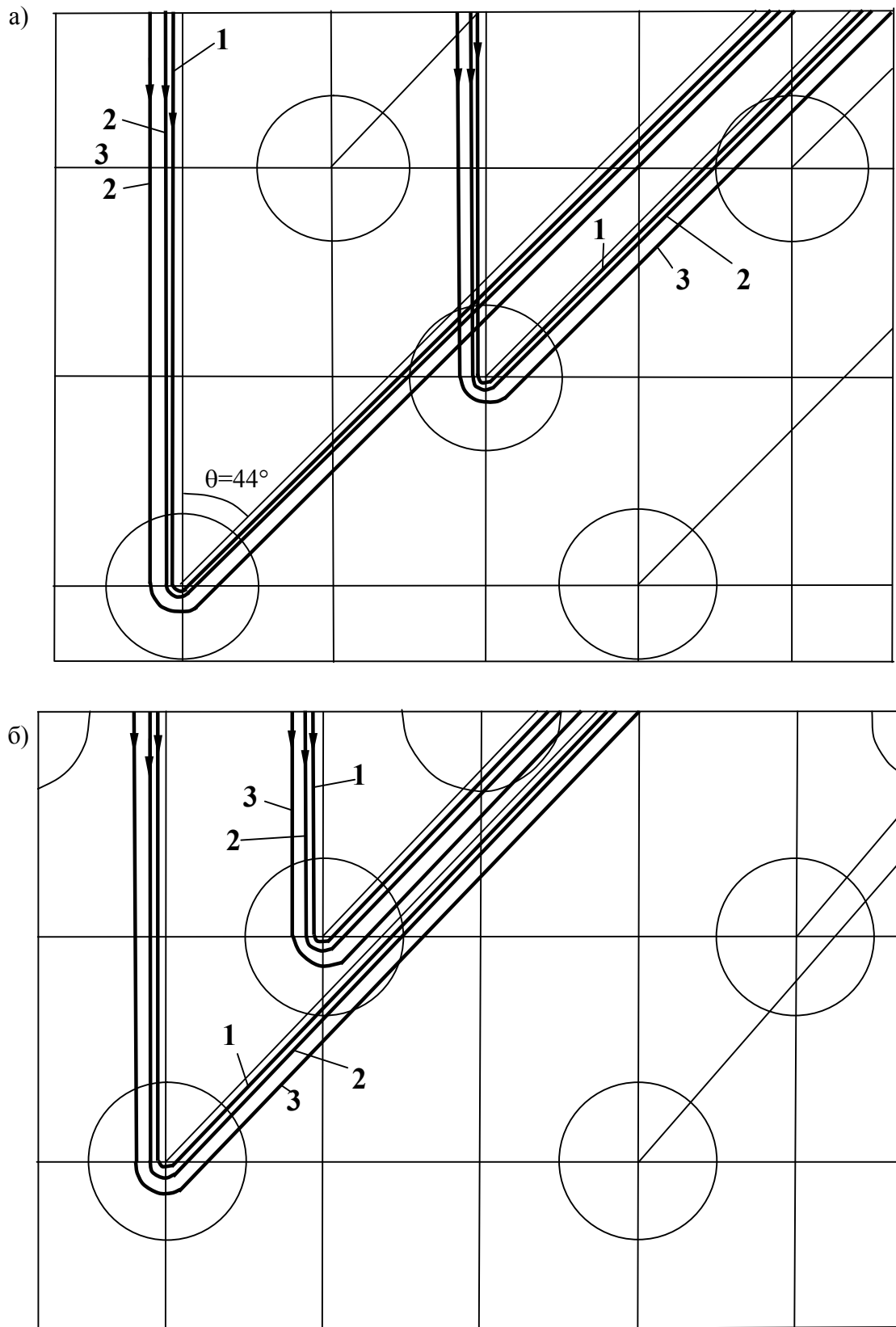


Рис. 8. Расположение атомов в первых трех слоях кристалла и траектории отражаемых от атомов электронов при  $\theta = 44^\circ$ ;  $V = 65$  В: а) отражение электронов по азимуту  $B$ ; б) отражение электронов по азимуту  $A$ ;  
 1 – траектории электронов при  $a = 0,01$ ; 2 – траектории электронов при  $a = 0,02$ ;  
 3 – траектории электронов при  $a = 0,05$



Наличие максимума интенсивности потока электронов, отраженных по азимуту  $A$ , при ускоряющем потенциале  $V = 54$  В (см. рис. 3) объясняется особенностью формулы (9) для интенсивности упруго отраженных электронов. Интенсивность упруго отраженных электронов

имеет точку локального максимума  $v_{\max} = \sqrt[6]{\frac{1}{\beta}}$ .

По экспериментальным данным, величина  $\beta$  определяется зависимостью  $\beta = \frac{1}{v_{\max}^6}$ . В фор-

муле (9)  $\beta$  – не постоянная величина, а функция:  $\beta = \beta(v)$ .

Формула (9) интенсивности отраженных электронов получена на основании приближительных предположений. Она лишь качественно

отражает суть явления. Но это качественное отражение в какой-то мере соответствует действительности. На рис. 9 приведена полученная на основании экспериментальных данных зависимость интенсивности отраженных электронов от ускоряющего потенциала  $V$  при различных значениях угла отражения  $\theta$  [5]. При значении угла  $\theta = 50^\circ$  имеет место наименьшее рассеяние бомбардирующих электронов и наибольший максимум интенсивности отраженных от атомов электронов. При значениях угла  $\theta > 50^\circ$  и  $\theta < 50^\circ$  имеет место большее затенение электронов, отраженных атомами нижележащих слоев, атомами вышележащих слоев, большее рассеяние бомбардирующих электронов и уменьшение интенсивности потока отраженных электронов (что описано выше и в работе [12]).

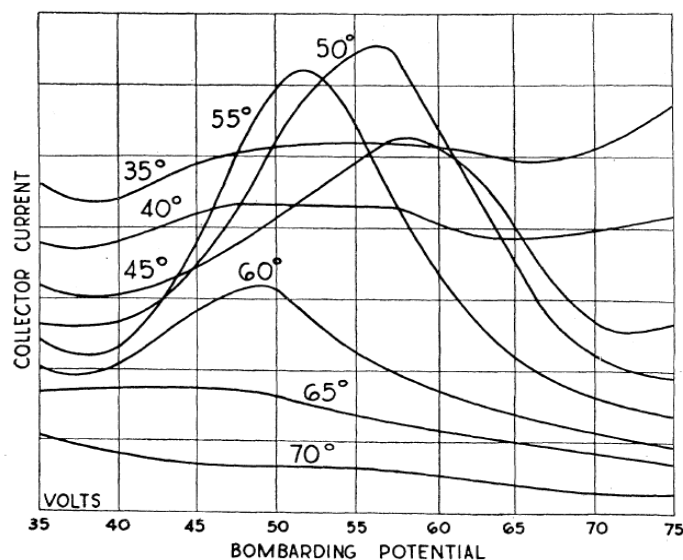


Рис. 9. Зависимость интенсивности отраженных в азимуте  $A$  электронов от ускоряющего потенциала  $V$  при различных значениях угла отражения  $\theta$  ( $\theta = 35^\circ$ – $70^\circ$ ) [5]

**Заключение.** Теория дифракции электронов строилась по аналогии с теорией дифракции рентгеновских лучей. Однако природа этих явлений существенно различна. Рентгеновские лучи рассеиваются на электронной плотности атомов. Рассеяние электронов, обладающих электрическим зарядом, определяется взаимодействием с электрическим полем атома, создаваемым как ядром, так и атомными электронами.

Траектория бомбардирующего электрона в атоме при классическом подходе однозначно определяется распределением заряда в атоме, начальной скоростью электрона, прицельным расстоянием и углом отражения электрона. Взаимодействие бомбардирующего электрона при движении в атоме с другими атомами и бомбардирующими электронами пренебрежимо мало. Постоянная плоской решетки не связана с дви-

жением электрона в атоме. Поэтому гипотеза де Бройля об электронных волнах не имеет никакого отношения к движению бомбардирующих электронов в атомах и к отражению электронов атомами.

Особенности данных, полученных в эксперименте Дэвиссона-Джермера, объясняются расположением отражающих атомов в первых трех слоях кристалла, определяющих особенности рассеяния бомбардирующих электронов и интенсивность потоков упруго отраженных электронов в приповерхностной области кристалла.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кульментьев А.И., Кульментьева О.П., Махмуд А.М. Структура и свойства нанокристаллических покрытий из нитрида титана, полученных при непрерывном осаждении или

ионно-плазменной имплантации // Компрессорное и энергетическое машиностроение. 2011. № 2. С. 36–39.

2. Шехтман С.Р., Сухова Н.А. Свойства вакуумных ионно-плазменных покрытий с СМК структурой на основе карбосилицидов титана // Вестник Уфимского государственного авиационного технического университета. 2016. Т. 20. № 3. С. 44–48.

3. Соколов А.Г., Бобылев Э.Э., Арефьева С.А. Повышение стойкости диффузионно-титанированного твердосплавного инструмента термической обработкой // Перспективные материалы. 2016. № 12. С. 45–51.

4. Мозольков А.Е., Федянин В.К. Дифракция медленных электронов поверхностью. М.: Энергоиздат, 1982. 144 с.

5. Davisson C., Germer L.H. Diffraction of electrons by a crystal of nickel. Physical review, 1927. V. 30. № 6.

6. Дэвиссон К. Волны ли электроны? УФН, 1928, т. 8, вып. 4. С. 483–509.

7. Томсон Г.П. Ранний этап изучения дифракции электронов. УФН, 1969, т. 99, вып. 3. С. 455–468.

8. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т.1. Введение в атомную физику. М.: Физматлит, 1963. 575 с.

9. Сивухин Д.В. Общий курс физики. В 5 т. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 783 с.

10. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. М.: Астрель. АСТ, 2007. 368 с.

11. Сивухин Д.В. Общий курс физики. В 5 т. Т. 4. Оптика. М.: Физматлит, 2006. 792 с.

12. Федоренко Б.З. Классические модели взаимодействия движущихся тел с неподвижной средой и друг с другом // Вестник Белгородского государственного технологического университета имени В.Г. Шухова. 2015. № 3. С. 255–259.

---

**Fedorenko B.Z.**

**ELASTIC REFLECTION AND SCATTERING OF BOMBARDING ELECTRONS IN THE SURFACE REGION OF THE CRYSTAL**

*The most effective way of modifying the material surface to provide the desired product properties (corrosion, wear, etc.) is a thin-film coating, such as vacuum ion-plasma covering. Coating properties are determined by the properties of the coating and substrate materials (underlayer substrate is the material to be coated). Coatings stability over time is determined, among other factors, by the compatibility of the coating and substrate materials for physical, crystal-chemical, chemical and other properties. In this regard, is necessary to research physical properties of materials, in particular, in the surface areas. In this paper we study the elastic reflection and scattering of bombarding electrons in the surface layers of the crystal in a classical setting.*

**Key words:** elastic reflection and scattering of bombarding electrons from atoms in the surface layers of the crystal, Davisson-Germer experiment, de Broglie's electronic waves, diffraction.

---

**Федоренко Борис Зиновьевич**, кандидат физико-математических наук, профессор кафедры высшей математики.

Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова.

Адрес: Россия, 308012, Белгород, ул. Костюкова, д. 46.

E-mail: bz9393@mail.ru