

УДК 530.1:536.2

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ, МАССЫ И ИМПУЛЬСА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМНОЙ РЕШЕТКОЙ НА БАЗЕ МОЛЕКУЛЯРНО-РАДИАЦИОННОЙ ТЕОРИИ

Н. И. Никитенко

Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев

Представлен механизм дифракционных явлений, возникающих при падении пучка электронов на дифракционную решетку. Согласно этому механизму дифракционная картина электронов является следствием дифракции фотонов. Для случая взаимодействия пучка электронов с одномерной атомной решеткой приведены формулы для массы, энергии и импульса электронов и фотонов, которые согласуются с известными опытными данными.

*Ключевые слова:* дифракционные картины электронов и фотонов, механизм столкновения частиц, молекулярно-радиационная теория переноса.

**Введение.** Явления дифракции, возникающие при взаимодействии пучка электронов или нейтронов с дифракционной решеткой, достаточно широко используются для изучения структуры вещества и молекул [1]. Единство корпускулярных и волновых характеристик излучения выражается следующими соотношениями между энергией  $E_f$ , массой  $m_f$ , импульсом  $p_f$ , скоростью  $c$  фотонов, с одной стороны, и длиной волны  $\lambda$  и частоты  $\nu$ , с другой стороны:

$$E_f = m_f c^2 = h\nu = hc/\lambda; \quad \lambda = h/(m_f c) = h/p_f. \quad (1)$$

В 1924 г. де Бройль предложил гипотезу о том, что движение любых частиц или макроскопических тел может рассматриваться как волновой процесс, в котором длина волны определяется соотношением  $\lambda = h/(mv)$ . Возникновение интерференционных картин при взаимодействии пучков электронов, протонов, нейтронов и т. д. с дифракционной решеткой рассматривается [2] как подтверждение справедливости гипотезы де Бройля. В связи с этим для расчета дифракционной картины электронов используется «без каких-либо изменений теория рассеяния рентгеновских лучей» [3], т.е. вместо взаимодействия электронов с дифракционной решеткой рассматривается взаимодействие фотонов, импульс которых равен импульсу электрона. При этом не учитывается различие массы, энергии и скорости движения электрона и фотона, а также то, что при столкновении электронов с атомами возникают рентгеновские лучи.

Расчет дифракционной картины, базирующийся на принципе суперпозиции волн, позволяет определить только вероятность движения частицы вещества в заданном направлении. Такой подход означает отказ [4] от попыток определить точно, что произойдет при заданных внешних условиях, каков механизм возникновения дифракции частиц. Экспериментальные данные [4] свидетельствуют о том, что при прохождении через дифракционную решетку электроны не могут накладываться друг на друга подобно электромагнитным волнам. Идей, объясняющих дифракцию как результат сложного движения электронов, было «сфабриковано немало» [4], но они оказались безуспешными. В связи с этим в [4] содержится заключение: «Стало быть, в настоящее время приходится ограничиваться расчетом вероятностей».

Ниже показано, как можно объяснить дифракционную картину электронов на основе построенной в работах автора [5-9] молекулярно-радиационной теории переноса. Она базирующейся на концепции переноса энергии материальными носителями, непрерывно испускаемыми и поглощаемыми частицами вещества. Эта теория позволяет получить как уравнения переноса различных субстанций (массы, энергии, импульса), так и выражения для параметров переноса в зависимости от температуры и характеристик частиц тела. Получено интегро-дифференциальное уравнение теплопереноса, которое переходит в классическое уравнение теплопроводности Фурье [6] при стремлении скорости носителей энергии к бесконечности. Найдены формулы: теплоемкости многокомпонентного тела, которая в пределе переходит в формулу Дебая [6]; коэффициента диффузии в конденсированных средах [7], из которой вытекают эмпирические формулы Аррениуса для твердого тела и Эйнштейна для жидких сред; интенсивности испарения [8] в зависимости от температуры и толщины испаряющегося слоя вещества; равновесной толщины конденсированного слоя [8]; коэффициента электронной, фотонной и диффузионной теплопроводности [9]; равновесного давления пара для однокомпонентных [8] и многокомпонентных [10] сред, из которой вытекают эмпирические законы Рауля и Генри. Эти формулы хорошо согласуются с экспериментальными данными. Построен [6] потенциал межатомного взаимодействия, который является функцией энергии частиц, и уравнение состояния конденсированных тел, из которого вытекают законы Гука, термического расширения и Грюнейзена.

В рамках молекулярно-радиационной теории найден [5,6,11] закон интенсивности спектрального

излучения частиц тела, согласно которому частицы единичного объема тела, находящиеся на энергетическом уровне  $i$  по частоте колебаний  $\nu$ , излучают за единицу времени квантами энергии  $q_{i\nu}$ , величина которой пропорциональна энергии кванта  $h\nu$ , энергетическому уровню  $i$  и плотности частиц  $n_{i\nu}$ , находящихся на этом уровне

$$q_{i\nu} = \epsilon_{\nu} i h \nu n_{i\nu}. \quad (2)$$

Частицы в момент излучения переходят на нулевой энергетический уровень  $i = 0$  в системе координат, связанной с частицей. Отношение коэффициента излучения  $\epsilon_{\nu}$  частицы к ее эффективному сечению поглощения не зависит от вида частиц и является функцией частоты  $\nu$ . Из закона (2) вытекают [6,12] формула Планка для спектрального излучения абсолютно черного макроскопического тела. На базе (2) получена функция распределения частиц по энергиям для активационных процессов [7], когда энергия активации стремится к бесконечности, переходит в закон распределения частиц тела по энергиям Максвелла-Больцмана.

Ниже излагается механизм процессов переноса массы энергии и импульса в дифракционных явлениях, происходящих при падении пучка электронов на цепочку атомов. Согласно этому механизму дифракционная картина электронов является следствием дифракции фотонов. Указанная цепочка атомов является простейшим одномерным фрагментом структуры кристалла. Переход от расчета дифракции на цепочке атомов к расчету дифракции на плоском поверхностно слое атомов и на кристалле в целом не вызывает принципиальных затруднений. Подход, который используется для расчета дифракционных картин электронов и фотонов близок к тому, который применялся Комптоном для изучения изменения частоты волны фотонов при их рассеянии электронами и нуклонами [1].

**Механизм излучения фотона при столкновении частиц вещества.** Источником электронов обычно служит электронная пушка, которая состоит из металлической нити, нагреваемой током. Вылетающие из нити электроны ускоряются разностью электрических потенциалов  $V_e$ , составляющей несколько десятков тысяч вольт. Для нахождения массы  $m_e$ , скорости  $w_e$  и импульса  $p_e$  электронов, вылетающих из пушки, воспользуемся релятивистским уравнением баланса энергии. Общая энергия быстрого электрона  $E_e = m_e c^2$  складывается из энергии электрона  $E_{e0} = m_{e0} c^2$  при выходе из нити со скоростью, которую для простоты можно положить равной нулю, и энергии, полученной электроном вследствие воздействия электростатического поля. Последняя равна произведению заряда электрона  $e$  на разность потенциалов  $V_e$  в начальной и конечной точках пути его перемещения при ускорении. Отсюда следует, что

$$E_e = m_e c^2 = m_{e0} c^2 + eV_e, \quad m_e = m_{e0} + eV_e / c^2 \quad (3)$$

Импульс  $p_e$  и скорость  $w_e$  электрона на выходе из электронной пушки определяются по соотношениям

$$p_e = eV_e / c = m_e w_e, \quad w_e = eV_e / (cm_e). \quad (4)$$

Решение динамической задачи столкновения частиц в трехмерной постановке при некоторых допущениях приводится [13]. При столкновении частиц сферической формы с массами  $m_e$  и  $m_a$ , которые ведут себя как вполне упругие тела, угол отклонения  $\chi$  между векторами относительной скорости до, и после столкновения соответствует зеркальному отражению частиц друг от друга:

$$\chi = \pi - 2\vartheta = 2 \arccos(b/\sigma) \text{ при } b \leq \sigma \text{ и } \chi = 0 \text{ при } b \geq \sigma, \quad (5)$$

где  $\vartheta$ - угол наклона относительной вектора скорости электрона к поверхности атома в точке их столкновения;  $b$  – прицельное расстояние;  $\sigma$  – среднее арифметическое значение диаметров сталкивающихся частиц.

При соударении частиц происходит торможение электрона. Его скорость снижается, инертная масса возрастает, а его энергия и абсолютная величина импульса в системе координат, связанной с центром масс, остаются неизменными [13]. В момент  $t = \tilde{t}$ , когда расстояние между центрами масс частиц становится минимальным, сталкивающиеся частицы имеют одинаковую скорость. При этом можно считать, что скорость электрона по отношению к атому равна нулю, а абсолютная скорость центра масс системы электрон–атом согласно закону сохранения импульса равна  $w'' = (m_e w_e + m_a w_a) / (m_e + m_a)$ . Если атом неподвижен и его масса  $m_a \gg m_e$ , или он входит в состав кристаллической решетки, тогда можно считать, что  $w'' = 0$ . Далее мы ограничимся рассмотрением именно этого случая.

Торможение частиц является одним из условий возникновения и излучения фотонов [1]. В момент  $t = \tilde{t}$  состояние заторможенного электрона аналогично состоянию свободного электрона после погло-

шения фотона  $h\nu$ , энергия которого равна  $eV_e$  [6]. Согласно закону спектрального излучения частиц (2) электрон, находящийся на некотором энергетическом уровне  $h\nu$ , через время, величина которого равна  $1/\varepsilon_{e\nu'}$ , где  $\varepsilon_{e\nu'}$  – коэффициент излучения электроном фотон частоты  $\nu'$ , испускает фотон  $h\nu'$  и переходит на нулевой энергетический уровень в системе координат, связанных с электроном. Максимальные значения энергии  $h\nu$  и импульса  $\mathbf{p}_f$  фотона излучаемого электроном при прямом столкновении с атомом, определяются выражениями:

$$h\nu = eV_e, \quad \mathbf{p}_f = h\nu/c = \mathbf{p}_e. \quad (6)$$

$$m_e c^2 = h\nu' + m_e' c^2, \quad m_e' = m_{e0} / \sqrt{1 - w_e'^2/c^2}, \quad (7)$$

где  $m_e'$  и  $w_e'$  – масса и скорость электрона после излучения фотона  $h\nu'$ .

Из (3), (4), (6), (7) вытекают следующие зависимости скорости  $w_e'$ , импульса  $p_e'$  и энергии  $E_e'$  электрона отдачи, а также энергии  $E_f' = h\nu'$ , импульса  $p_f'$  излучаемого электроном фотона, от одной неизвестной величины – массы  $m_e'$ :

$$w_e' = c\sqrt{1 - (m_{e0}/m_e')^2}, \quad p_e' = m_e' w_e' = c\sqrt{m_e'^2 - m_{e0}^2}, \quad E_e' = m_e' c^2. \quad (8)$$

$$E_f' = h\nu' = m_{e0} c^2 + h\nu - m_e' c^2, \quad p_f' = p_f - c(m_e' - m_{e0}) \quad (9)$$

Для нахождения  $m_e'$  используется закон сохранения импульса для процесса излучения фотона  $h\nu'$  электроном после столкновения с неподвижным атомом:

$$\mathbf{p}_e = \mathbf{p}_f' + \mathbf{p}_e'. \quad (10)$$

Векторное уравнение (10), согласно (6), можно записать в виде

$$p_e'^2 = p_e^2 + p_f'^2 - 2p_e p_f' \cos(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f'). \quad (11)$$

При малых углах  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')$  величина  $|\mathbf{p}_f'| \gg |\mathbf{p}_e|$  и тогда из (10) следуют выражение  $\mathbf{p}_e \approx \mathbf{p}_f'$  или  $m_e w_e \approx h\nu'/c = h/\lambda'$ , которое аналогично формуле де Бройля. После подстановки в уравнение (11) выражений (8) для  $w_e'$  и  $p_e'$  и (9) для  $p_f'$  приходим к уравнению, содержащему одно неизвестное –  $m_e'$ . Из этого уравнения следует

$$m_e' = m_{e0} \frac{1 + V_{e0}(1 + V_{e0})[1 - \cos(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')]}{1 + V_{e0}[1 - \cos(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')]}, \quad (12)$$

где  $V_{e0} = eV_e/(m_{e0}c^2)$ . Инертная масса  $m_e'$  зависит от ускоряющего напряжения  $V_e$  и угла  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')$ .

Импульс  $p_f'$  фотона  $h\nu'$  согласно (9), (12) определяется формулой

$$p_f' = \frac{h\nu'}{c} = \frac{eV_e}{c\{1 + V_{e0}[1 - \cos(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')]\}}, \quad (13)$$

которую можно записать в виде

$$\nu' = \nu / \{1 + E_V [1 - \cos(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')]\}. \quad (14)$$

Здесь  $E_V = h\nu/(m_{e0}c^2) = V_{e0}$ . Соотношение (14) совпадает с формулой Комптона, подтвержденной многочисленными экспериментальными данными [1], для изменения частоты фотона  $h\nu$  при его взаимодействии со свободным электроном. Из соотношений (13) и (14) следует, что электрон, имеющий после столкновения с атомом энергию  $E_e = m_{e0}c^2 + eV_e$ , ведет себя так же [3], как первоначально неподвижный электрон после поглощения фотона с энергией  $h\nu = eV_e$ .

Углы  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')$ ,  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_e')$  и  $(\mathbf{p}_f', \mathbf{p}_e')$  между векторами  $\mathbf{p}_e$ ,  $\mathbf{p}_f'$  и  $\mathbf{p}_e'$  находятся по формулам

$$p_e' / \sin(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f') = p_e / \sin(\mathbf{p}_f', \mathbf{p}_e') = p_f' / [c \sin(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_e')]. \quad (15)$$

Если величины  $\mathbf{p}_e = eV_e$   $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f')$  заданы, то углы  $(\mathbf{p}_f', \mathbf{p}_e')$  и  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_e')$  находятся из уравнений

$$\sin(\mathbf{p}_f', \mathbf{p}_e') = p_e \sin(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_f') / p_e', \quad (16)$$

$$\sin(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e) = \mathbf{p}'_f \sin(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f) / \mathbf{p}'_e. \quad (17)$$

Итак, все параметры, характеризующие состояние электрона и фотона после столкновения электрона с атомом в результате решения уравнений сохранения (7) и (10) полностью определены.

При проведении экспериментальных исследований, связанных с использованием пучка электронов для определения структуры молекул или кристаллов, пучок электронов и коллектор располагаются под определенными углами к объекту исследования, а энергия электронов варьируется. В этом случае вместо уравнения (11) целесообразно воспользоваться уравнением сохранения импульса в виде

$$p'_f{}^2 = p_e{}^2 + p'_e{}^2 - 2p_e p'_e \cos(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e). \quad (18)$$

В результате совместного решения (7), (8), (9) и (18) находится формула для инертной массы  $m'_e$  электрона для случая, когда задан угол  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e)$

$$m'_e = m_{e0} \frac{(V_{e0} + 1)^2 + V_{e0}{}^2 \cos^2(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e)}{(V_{e0} + 1)^2 - V_{e0}{}^2 \cos^2(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e)}. \quad (19)$$

Располагая величиной  $m'_e$  по соотношениям (8), (9), (16) и (17) последовательно находятся величины  $p'_e$ ,  $E'_e$ ,  $p'_f$ ,  $E'_f$ ,  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$  и  $(\mathbf{p}'_f, \mathbf{p}'_e)$ . В рассматриваемом процессе каждому фотону, испускаемому под углом  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$ , отвечает электрон отдачи, движущийся под углом  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e)$ .

**Дифракционные явления при падении пучка электронов на цепочку атомов.** Пусть пучок электронов, каждый из которых обладает энергией  $m_{e0}c^2 + eV_e$ , падает под некоторым углом  $\vartheta_e$  на цепочку из  $N$  неподвижных атомов, расположенных на одинаковом расстоянии  $l$  один от другого на прямой линии  $\zeta$ . В период столкновения электрона с атомом вначале происходит согласно соотношению (5) изменение направления импульса электрона, которое определяется прицельным расстоянием между электроном и атомом. Затем электрон, обладающий импульсом  $\mathbf{p}_e$ , излучает фотон  $h\nu'$  и приобретает новое значение импульса  $\mathbf{p}'_e$ . Направление излучаемого электроном фотона  $h\nu'$  относительно вектора  $\mathbf{p}_e$  при взаимодействии пучка электронов с дифракционной решеткой не является равновероятным, поскольку между лучами фотонов  $h\nu'$ , которые возникают вследствие столкновения электронов с различными атомами цепочки, имеется определенная разность хода. Это обстоятельство приводит к явлению дифракции когерентных лучей, обладающих разными фазами.

Поскольку фотоны испускаются электронами и характеристики фотонов и электронов связаны уравнениями сохранения субстанции, то электроны отдачи также образуют дифракционную картину. Расчет дифракционных картин для фотонов и электронов, возникающих при падении пучка электронов на цепочку, проводится в такой последовательности. Принимается для простоты, что разность фаз лучей, отвечающих двум соседним атомам, создается из-за того, что линия наблюдения дифракционной картины находится под некоторым углом  $\theta = (\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$  к направлению движения электронов непосредственно перед излучением фотона  $h\nu'$ . Это допущение реализуется, в частности при  $\vartheta_e = \pi/2$ . Вследствие разности хода лучей  $\delta = l \sin \theta$  для двух соседних атомов возникает сдвиг фазы  $\varphi$  [4]

$$\varphi = 2\pi l \sin \theta / \lambda' = 2\pi p'_f \sin \theta / (hc). \quad (20)$$

Уравнение электромагнитной волны, которая возникает при столкновении электрона с атомом, имеющим на линии  $\zeta$  порядковый номер  $j$ , в соответствии с решением волнового уравнения имеет вид

$$x_j = A \sin(\omega t + j\varphi), \quad j = 0, 1, \dots, N-1. \quad (21)$$

где  $\omega = 2\pi c / \lambda'$ ,  $\lambda' = c / \nu'$ . В результате наложения когерентных волн, линейно поляризованных в одной плоскости, происходит ослабление или усиление интенсивности света в зависимости от соотношения фаз складываемых световых волн.

Для нахождения напряженности результирующей электромагнитной волны, создаваемой  $N$  атомами, вычислим сумму  $R_\varphi$  всех волн, которые описываются уравнениями (21):

$$R_\varphi = \sum_{j=0}^{N-1} A \sin(\omega t + j\varphi) = A \frac{\sin(N\varphi/2)}{\sin(\varphi/2)} \sin[\omega t + (N-1)\varphi/2]. \quad (22)$$

Согласно (22) результирующая волна имеет ту же угловую частоту, что и волны (21). Ее фаза представляет собой среднее арифметическое значение фаз составляющих волн. Амплитуда результирующей вол-

ны равна  $A_\varphi = A \sin(N\varphi/2)/\sin(\varphi/2)$ . Интенсивность электромагнитной волны пропорциональна квадрату напряженности электрического вектора световой волны. С точки зрения фотонной теории интенсивность волны с круговой частотой  $\omega = 2\pi\nu'$  пропорциональна плотности потока  $I_f$  фотонов в направлении распространения этой волны. Таким образом

$$I_f = I_{f0} \sin^2(N\varphi/2)/\sin^2(\varphi/2), \quad (23)$$

где  $I_{f0}$  – плотности потока фотонов от отдельного атома цепочки. При  $N = 1$  величина  $I_f = I_{f0}$ . Аналогичные выражения для амплитуды и интенсивности результирующей волны получены в [4]. Из (23) следует, что при  $\varphi \rightarrow 0$  отношение  $I_f/I_{f0}$  возрастает в  $N^2$  раз. Согласно (23) при  $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi, 6\pi$ , когда разность хода когерентных лучей для двух соседних атомов равна нулю или целому числу длин волн, возникают главные максимумы, в которых результирующая плотность потока энергии фотонов в  $N^2$  раз превышает величину  $I_{f0}$ . С учетом (20) условие возникновения главного максимума  $\varphi = 2\pi k$  можно записать в виде

$$l \sin \theta = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (24)$$

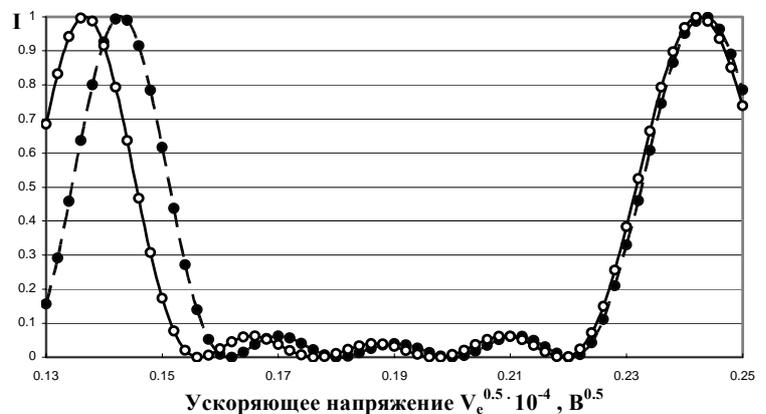
а выражение (23) запишется так

$$I_\theta = N^{-2} \sin^2(N\pi l p'_f \sin \theta / h) \sin^{-2}(\pi l p'_f \sin \theta / h) \quad (25)$$

Выше было показано, что каждому рассеянному фотону  $h\nu'$ , направленному под углом  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$  к вектору  $\mathbf{p}_e$  при данном значении  $V_e$  отвечает строго определенный рассеянный электрон с импульсом  $\mathbf{p}'_e$ , который образует с вектором  $\mathbf{p}_e$  угол  $\theta_e = (\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e)$ . Поток  $I_\theta$  фотонов  $h\nu'$ , рассеянных под углом  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$ , должен равняться потоку электронов отдачи  $I_e$  с импульсом  $\mathbf{p}'_e$ , рассеянных под углом  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$ , т. е.  $I_e = I_\theta$ . Это позволяет из (25) найти относительную плотность потока электронов, которые попадают в коллектор с осью, образующей с вектором  $\mathbf{p}_e$  угол  $\theta_e = (\mathbf{p}'_e, \mathbf{p}_f)$ . С этой целью по формуле (19) вычисляется масса электронов  $m'_e$ , которые рассеяны под углом  $\theta_e$  при некотором текущем значении  $V_e$ . По формуле (8) находится импульс электрона  $p'_e$ , из (9) – импульс фотона  $p'_f$  а из (17) – угол  $\theta = (\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$ . Далее по формуле (25) находится функция относительной плотности потока фотонов  $I_\theta$ , рассеянных под углом  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f)$ . Наконец, исходя из условия  $I_e = I_\theta$ , вычисляется относительная плотности потока электронов  $I_e$  под углом  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e)$ .

На рисунке в координатах  $I, \sqrt{V_e}$  представлены кривые зависимости относительных плотностей потоков  $\mathbf{I}$  электронов  $I_e/(N^2 I_0)$  для  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f) = \pi/8$  (сплошная линия) и фотонов  $I_f/(N^2 I_0)$

для  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e) = \pi/8$  (штриховая линия) в зависимости от ускоряющего напряжения при фиксированном положении пучка электронов, коллектора и цепочки из 5 атомов. Вид этих кривых аналогичен построенным на базе экспериментальных данных Девиссона - Джермера [2]. Следует отметить, что при небольших и равных углах  $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_f), (\mathbf{p}_e, \mathbf{p}'_e)$  относительные функции плотности потоков фотонов и электронов отличаются незначительно. Увеличение этих углов приводит к возрастанию расхождений указанных функций.



Представленный алгоритм решения задачи о взаимодействии пучка электронов с цепочкой атомов может быть применен для изучения дифракционных явлений при падении пучка частиц вещества на пло-

скую ортогональную дифракционную решетку, на кристаллы или на молекулы с целью выявления их структуры. Ортогональная двумерная решетка может рассматриваться, как совокупность из  $M$  цепочек атомов, параллельно расположенных в одной плоскости на одинаковых расстояниях друг от друга. Если направление пучка электронов нормально к прямой линии, на которой расположены атомы цепочки, тогда плотность потока фотонов  $h\nu'$  от плоской решетки возрастает по сравнению с потоком от одной цепочки в  $M^2$  раз.

Известны методы расчета дифракции света на многомерных структурах [1,2], в частности при произвольном направлении электромагнитной волны относительно плоской ортогональной решетки и трехмерной кристаллической решетки. Если получено решение задачи дифракции электромагнитных волн, возникающих при падении пучка электронов на многомерную структуру, тогда можно также, как это было показано выше для цепочки атомов (одномерной дифракционной структуры), определить дифракционную картину электронов для многомерных решеток.

## РЕЗЮМЕ

Представлений механізм дифракційних явищ, що виникають при падінні пучка електронів на дифракційну решітку. Відповідно до цього механізму дифракційна картина електронів є наслідком дифракції фотонів. Для випадку взаємодії пучка електронів з одномірною атомною решіткою наведені формули для маси, енергії та імпульсу електронів і фотонів, які узгоджуються з відомими експериментальними даними.

*Ключові слова:* дифракційні картини електронів і фотонів, механізм зіткнення частинок, молекулярно-радіаційна теорія переносу.

## SUMMARY

The mechanism of diffraction phenomena arising from the incident electron beam on the grating. According to this mechanism the diffraction pattern on a electrons is a consequence of the diffraction of photons. In the case of the interaction of an electron beam with a one-dimensional atomic lattice are the formulas for mass, energy and momentum of electrons and photons, which are consistent with the known experimental data.

*Keywords:* Diffraction pattern of electrons and photons, the mechanism of particle collisions, the molecular radiative transfer theory.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Яворский Б. М. Справочник по физике / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф— М.: Наука, 1974. — 942 с.
2. Карякин Н.И. Краткий справочник по физике / Н.И. Карякин, К.Н. Быстров, П.С. Киреев. — М.: Высшая школа, 1962.— 573 с.
3. Карапетянц М.Х. Строение вещества / М.Х. Карапетянц, С.И. Дракин. — М.: Высшая школа, 1978. — 310 с.
4. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сендс. — Москва: Мир, 1997, — Т. 3. — 496 с.
5. Никитенко Н. И. Температурная зависимость межатомного потенциала и уравнение состояния конденсированных тел / Н.И. Никитенко // Журн. физ. химии.— 1978.—Т. 52, № 4.— С. 866-870.
6. Никитенко Н.И. Теория теплопереноса / Н.И. Никитенко. — Киев: Наук. Думка, 1983. — 350 с.
7. Никитенко Н. И. Проблемы радиационной теории тепло - и массопереноса в твердых и жидких средах / Н.И. Никитенко // Инженерно-физ. журнал.— 2000. — Т. 73, № 4. — С. 851–860.
8. Никитенко Н. И. Исследование динамики испарения конденсированных тел на основе закона интенсивности спектрального излучения частиц / Н.И. Никитенко // Инженерно-физ. журнал.— 2002. — Т. 75, № 3. — С. 28-134.
9. Никитенко Н. И. Исследование механизмов теплопроводности в диэлектриках и металлах на базе молекулярно-радиационной теории переноса / Н.И. Никитенко // Инженерно-физ. журнал. — 2010. — Т.83, № 2. — С. 284-294.
10. Никитенко Н. И. Исследование механизмов теплопроводности в диэлектриках и металлах на базе молекулярно-радиационной теории переноса / Н.И. Никитенко, Ю.Ф. Снежкин, Н.Н. Сорокова // Инженерно-физ. журнал. — 2008. —Т. 81, № 6. — С. 1111–1124.
11. Никитенко Н. И. Закон интенсивности спектрального излучения частиц и связанные с ним проблемы тепло - и массопереноса / Н.И. Никитенко // Пятый Минский международный форум по тепло- и массообмену. — Т.1. Тез. Докладов. Минск. — 2004. — С. 204-206.
12. Никитенко Н. И. О взаимосвязи между радиационными характеристиками частиц тела и поля теплового излучения / Н.И. Никитенко // Доповіді НАН України. — 2004. — № 10. — С. 100-108
13. Гиршфельдер Дж. Молекулярная теория газов и жидкостей / Дж. Гиршфельдер., Ч. Кертисс, Р Берд. — Москва: ИЛ, 1961. — 930 с.

*Поступила в редакцию 28.09.2011 г.*