Министерство образования и науки России

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Пензенский государственный университет»

Факультет приборостроения, информационных технологий и электроники

Кафедра «Физика»

Курсовая работа по дисциплине:

«Физика твердого тела»

на тему: «Стоячие волны в кристаллах»

Выполнила: ст. гр. 14ПФ1

Мичалин А.П.

Проверил: к.т.н.

Евдокимов С.В.

Принято к защите 15.12.17

Дата, подпись преподавателя

Оценка хорошо

Оценка, подпись преподавателя

Пенза 2017 год

Министерство образования и науки РФ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Пензенский государственный университет»

Факультет приборостроения, информационных технологий и электроники

Кафедра «Физика»

«УТВЕРЖДАЮ»

Заведующий кафедрой

М.Б.Семенов

(подпись,инициалы,фамилия)

«11» декабря 2017г.

ЗАДАНИЕ

по курсовой работе студента

Мичалина Артема Петровича

по дисциплине «Физика твердого тела »

Группа 14ПФ1

1.Тема работы: «Стоячие волны в кристаллах»

2.Руководитель к.т.н Евдокимов С.В.

3.Срок сдачи студентом законченной работы 11.12.2017

4.Перечень подлежащих разработке вопросов:

-Изучить понятие стоячие волны ;

-Рассмотреть основы техники стоячих рентгеновских волн;

- Изучить внутренний фотоэффект.

Подпись студента

Подпись преподавателя

Содержание

Введение 3
Стоячие волны 4
Общие сведения о стоячих рентгеновских волнах 6
Теоретические основы техники стоячих рентгеновских волн 11
Внутренний фотоэффект 18
Заключение 21
Список использованной литературы 22

Введение

В последние 20 лет возникла и сформировалась новая область физики дифракция жесткого электромагнитного излучения, основанная на изучении и использовании стоячих рентгеновских волн, возникающие в совершенном кристалле в условиях динамической дифракции. Помимо общего физического интереса, связанного с аномальной резким изменением характера взаимодействий рентгеновских лучей с атомами в кристалле, это область, как теперь стало ясно, является весьма перспективно для анализа структуры кристаллов, в том числе и на атомарном уровне.

Действительно, стоячая волна, имеющая тот же период, что и кристаллическая решетка, легко чувствует малейшее отклонение атомных плоскостей (или отдельны атомов) от их правильных положений в идеальном кристалле.

Стоячие волны повсюду. Причина – отражательные свойства тел. Иными словами, там, где есть волны и их отражение, обязательно возникают стоячие волны. Волны на воде, волны акустические, волны световые (электромагнитные) отражаясь от поверхности, обязательно создают стоячие волны вблизи неё. Стоячие волны широко используются в радио и электротехнике, а также в метрологии, например, для реализации эталона длины. Многие химики и особенно кристаллографы уже приходят к выводу, что и сами тела – это пакеты стоячих волн, некие волновые решётки, в узлах которых находятся атомы или молекулы. Стоячие волны могут выступать в роли силового каркаса, и не только. Именно поэтому придается большое значение этому важному природному явлению.

Цель курсовой работы является исследование стоячих волн в кристалле.

Стоячие волны

Стоячие волны, волны, возникающие вследствие интерференции волн, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях. Практически стоячие волны возникают при отражениях волн от преград и неоднородностей в результате наложения отражённой волны на прямую. Различные участки стоячие волны колеблются в одной и той же фазе, но с различной амплитудой. В стоячих волнах, в отличие от бегущей, не происходит течения энергии. Такие волны возникают, например, в упругой системе — стержне или столбе воздуха, находящегося внутри трубы, закрытой с одного конца, при колебаниях поршня в трубе. Бегущие волны отражаются от границ системы, и в результате наложения падающих и отражённых волн в системе устанавливаются стоячие волны. При этом по длине воздушного столба образуются т. н. узлы смещений (скоростей) — плоскости, перпендикулярные к оси столба, на которых смещения частиц воздуха отсутствуют, а амплитуды давлений максимальны, и пучности смещений — плоскости, на которых смещения максимальны, а давления равны нулю. Узлы и пучности смещений располагаются в трубе на расстояниях четверти длины волны, причём у твёрдой стенки образуются всегда узел смещений и пучность давлений. Подобная же картина наблюдается, если убрать твёрдую стенку в конце трубы, но тогда пучность скорости и узел давлений находятся на плоскости отверстия (приблизительно). Во всяком объёме, имеющем определённые границы и источник звука, образуются стоячие волны, но более сложной структуры.

Всякий волновой процесс, связанный с распространением возмущений, может сопровождаться образованием стоячих волн. Они могут возникать не только в газообразных, жидких и твёрдых средах, но также и в вакууме при распространении и отражении электромагнитных возмущений,

например в электрических длинных линиях. Антенна радиопередатчика часто выполняется в виде прямолинейного вибратора или системы вибраторов, по длине которых устанавливается стоячая волна. В отрезках волноводов и замкнутых объёмах различной формы, используемых в качестве резонаторов в технике сверхвысоких частот, устанавливаются стоячие волны определённых типов. В электромагнитных стоячих волнах электрические и магнитные поля разделяются аналогично тому, как в упругих стоячих волнах разделяются смещение и давление.

Чистые стоячие волны могут установиться, строго говоря, только при отсутствии затухания в среде и полном отражении волн от границы. Обычно, кроме стоячие волны, присутствуют также бегущие волны, подводящие энергию к местам её поглощения или излучения.

В оптике также возможно установление стоячие волны с видимыми максимумами и минимумами электрического поля. Если свет не монохроматический, то в стоячих волнах пучности электрического поля разных длин волн будут расположены в разных местах и нередко наблюдается разделение цветов.

Каждое нормальное колебание струны представляет собой стоячую волну. Аналогично, каждому нормальному колебанию кристаллической решетки соответствует стоячая волна, устанавливающаяся в объеме кристаллического тела.

Действительно, из-за связи между атомами колебание, возникшее в каком-то месте кристалла, передается от одного атома к другому, в результате чего возникает упругая волна. Дойдя до границы кристалла, волна отражается. При наложении прямой и отраженной волн образуется стоячая волна. Стоячие волны могут возникать лишь для частот (или длин волн), удовлетворяющих определенным условиям.

Число стоячих волн, т. е. нормальных колебаний, частоты которых заключены в интервале от ω до $\omega + d\omega$, определяется выражением. Объем кристалла V входит в это выражение в виде отдельного множителя. Поэтому

можно говорить о числе нормальных колебаний, приходящихся на единицу объема кристалла. Это число равно

$$dN_\omega = \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2 v^3} \quad (1)$$

где v — фазовая скорость волны в кристалле.

Подчеркнем, что теперь под ω мы понимаем число стоячих волн, приходящихся на единицу объема. Формула (1) не учитывает возможных видов поляризации волны. В твердой среде вдоль некоторого направления могут распространяться три разные волны с одним и тем же значением о, отличающиеся направлением поляризации: одна продольная и две поперечные с взаимно перпендикулярными направлениями колебаний.

Общие сведения о стоячих рентгеновских волнах

Что же представляет собой стоячая рентгеновская волна? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим распространение рентгеновских лучей в достаточно толстом кристалле. Пусть на кристалл падает плоская волна с волновым вектором k_0. Распространение этой волны в кристалле описывается блоховскими волнами, которые учитывают трансляционную симметрию кристалла и представляют собой когерентную суперпозицию преломленной и рассеянных волн, волновые векторы которых равны

$$k_m = k_0 + h_m\,, \quad (2)$$

где h_m— векторы обратной решетки кристалла с множителем 2π.

Амплитуды рассеянных волн определяются непосредственно из уравнений Максвелла и, как правило, очень малы — значительно меньше, чем амплитуда преломленной волны. Это связано с тем, что в рентгеновском диапазоне частот диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon_h(\omega) = 1 + \chi_h(\omega)$

весьма мало отличается от единицы ($\chi_h(\omega) \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$). Поэтому возникающие в кристалле блоховские волны почти совпадают с падающей плоской волной.

Однако при выполнении определенных условий ситуация может резко измениться. Так, если $(k_0 + h)^2 = {k_0}^2$(условие Вульфа — Брэгга) для некоторого вектора обратной решетки, то амплитуда рассеянной волны становится сравнимой с амплитудой преломленной волны (двухволновое приближение).В этом случае, пренебрегая слабыми рассеянными волнами, имеем для амплитуды электрического поля в кристалле следующее выражение:

$$E(r) = E_0 e^{ik_0 r} + E_h e^{ik_h r}, \tag{3}$$

где $k_h = k_0 + h$. Интенсивность поля определяется квадратом модуля амплитуды $E(r)$ и равна

$$I(r) = |E_0|^2 \left[1 + \frac{|E_h|^2}{|E_0|^2} + 2\frac{|E_h|}{|E_0|}\cos(hr + \alpha)\right] \tag{4}$$

где α — фаза отношения (E_h/E_0).

Как следует из формулы (3), интенсивность волнового поля в кристалле имеет в этом случае резко выраженную пространственную зависимость в направлении вектора обратной решетки h. Эта зависимость периодическая, причем период либо точно равен, либо в целое число раз меньше межплоскостного расстояния для рассматриваемойсистемы отражающих плоскостей ($|h| = 2\pi n/d$), а интенсивность поля одинакова на плоскостях, параллельных отражающим плоскостям кристалла[1].

Структура стоячей волны (3) определяется двумя параметрами: отношением $|E_h|/|E_0|$ и фазой α. В зависимости от конкретных условий эксперимента, т. е. отклонения угла падения от угла Брэгга, геометрии дифракции, указанные параметры могут принимать различные значения. Рассмотрим, например, ситуацию, в которой $|E_h| = |E_0|$, а фаза α меняется. При этом максимальное значение интенсивности в 4 раза превосходит интенсивность поля преломленной волны $|E_0|^2$, а минимальное — строго равно нулю.

Взаимное расположение атомных плоскостей, т. е. максимумов распределения электронной плотности в кристалле и плоскостей максимальной интенсивности волнового поля, определяется значением фазы α. Так, при $\alpha = 0$ максимумы интенсивности поля приходятся на атомные плоскости, а при $\alpha = -\pi$ атомные плоскости приходятся на узлы поля (рисунок 1). Совершенно очевидно, что в этих двух предельных случаях характер взаимодействия поля рентгеновской волны с кристаллом резко различен. Как будет показано ниже, рассмотренная ситуация реализуется в случае дифракции в геометрии Брэгга в так называемой фазочувствительной области углов падения, соответствующей области полного отражения рентгеновских лучей.

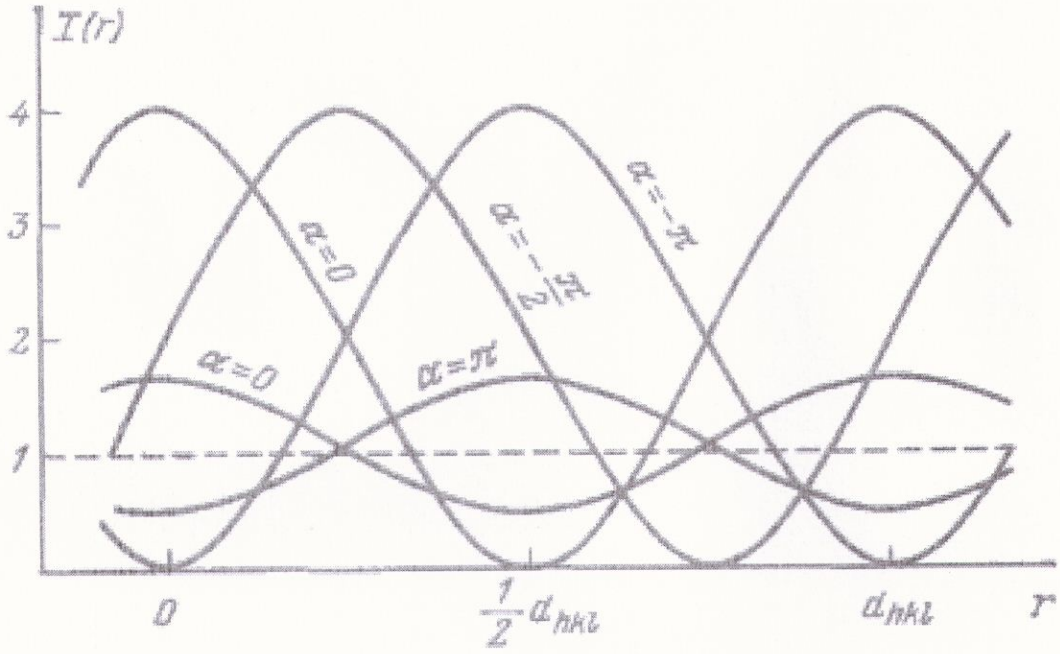

Рисунок 1-Распределение интенсивности волнового поля в кристалле по отношению к атомным плоскостям при разных значениях $|E_h|/|E_0|$ и фазы α

Наряду с рассмотренной, существует ситуация, в которой $|E_h| < |E_0|$. В этом случае в кристалле по-прежнему возникает стоячая волна, однако ее амплитуда так же, как и среднее значение, меньше, чем в предыдущем случае. В пределе $|E_h| \to 0$, что соответствует большому отклонению от угла Брэгга, амплитуда осцилляции интенсивности стоячей волны стремится к

нулю, а среднее значение становится равным интенсивности плоской падающей волны (см. рисунок 1). Другими словами, происходит переход от двухволнового к одноволновому приближению.

Таким образом, из сказанного становится ясно, что характер взаимодействия электромагнитного излучения с кристаллом в условиях динамической дифракции резко меняется.

Эффект, связанный с существованием стоячей волны и изменением суммарного поля на атомах, образующих кристаллическую решетку, был известен давно[2]. Однако в условиях классического рентгенодифракционного

эксперимента, регистрирующего раздельно интенсивность отраженной и прошедшей волн, он проявляется весьма слабо. Это связано с тем, что амплитуда неупругих каналов рассеяния значительно меньше амплитуды упругого рассеяния. Стоячая волна в кристалле обнаруживает себя в традиционном рентгеновском эксперименте лишь в виде аномальной угловой зависимости поглощения (эффект аномального прохождения в случае Лауэ, открытый Борманом, а также слабая асимметрия кривой дифракционного отражения в случае Брэгга). Наиболее прямым и естественным способом изучения и практического использования стоячих рентгеновских волн является регистрация вторичных излучений, возникающих при поглощении рентгеновских квантов. Это, в первую очередь, рентгеновские фото- и оже-электроны, флуоресцентные кванты, тепловое диффузное и комптоновское рассеяния.

Первый шаг в этом направлении был сделан в 1962 г. Баттерманом, который регистрировал GeK_{α}-флуоресцентное излучение при дифракции MoK_{α},а-излучения в кристалле германия. Он использовал брэгговскую геометрию дифракции в двухкристальном спектрометре и изучал угловую зависимость выхода флуоресценции. Вопреки ожиданиям, измеренная кривая угловой зависимости оказалась похожей на обращенную кривую отражения

рентгеновских лучей, и структура волнового поля очень слабо проявляла себя лишь на краях области полного отражения. Как будет показано ниже, угловая зависимость выхода вторичных излучений определяется интенсивностью волнового поля на атомах лишь при выполнении определенных условий[3].

А именно, необходимо, чтобы толщина слоя, эмиттирующего вторичные кванты (глубина выхода L_{y1}), была меньше минимальной глубины проникновения рентгеновского излучения в кристалл (длина экстинкции L_{ex}).Это условие ($L_{y1} < L_{ex}$) как раз и не выполнялось в эксперименте Баттермана.

Совершенно иная ситуация существует в случае внешнего рентгеновского фотоэффекта. Если флуоресцентное излучение с малым коэффициентом поглощения μ_{y1} выходит из достаточно толстого слоя кристалла с толщиной $L_{y1} \approx \frac{1}{\mu_{y1}}$,то фотоэлектроны вылетают из очень тонкого приповерхностного слоя толщиной порядка долей микрона, что значительно меньше длины экстинкции в обычных условиях. Уже в первых экспериментах по измерению внешнего фотоэффекта, выполненных в начале 70-х годов в Ленинградском университете Ефимовым, Кругловым и Щемелевым, было ясно показано, что угловая зависимость выхода фотоэмиссии однозначно определяется положением стоячей рентгеновской волны по отношению к атомным плоскостям. Позднее Головченко, Баттерман и Браун нашли способ выявления структуры волнового поля, измеряя флуоресценцию от примесных атомов, введенных в решетку кристалла-матрицы на очень малую глубину. Очевидно, что при этом также выполняется условие $L_{y1} < L_{ex}$.

Помимо указанных выше, еще в середине 60-х годов были проведены исследования угловых зависимостей выхода таких вторичных излучений как тепловое диффузное и комптоновское . Отметим также, что возникновение стоячей волны в кристалле приводит к аномальной угловой зависимости

фото-ЭДС и фотопроводимости, на полупроводниковых барьерных структурах.

В последующие годы интерес к изучению рассмотренных процессов постоянно рос и расширялся. Это привело к быстрому развитию принципиально новой экспериментальной техники, значительно упрощающей эксперимент и делающей его более экспрессным и информативным. Использование новых мощных источников излучения, таких как синхротронное излучение, генераторы с вращающимся анодом, принципиально новых систем стабилизации углового положения и поворота кристаллов, ЭВМ для обработки и накопления экспериментальных данных превратило эту область физики твердого тела и физики поверхности в одну из наиболее современных и перспективных[4].

Теоретические основы техники стоячих рентгеновских волн

В качестве объекта изучения рассмотрим совершенный кристалл, поверхностный слой которого с толщиной L_d имеет искаженную структуру. Эти искажения реально могут возникать при ионной имплантации, диффузии примесных атомов, эпитаксиальном нарашивании и т. д. и довольно медленно меняются вдоль поверхности кристалла. Пренебрегая этим изменением, будем считать, что искажения однородны вдоль поверхности и характеризуются лишь двумя параметрами: средним смешением атомных плоскостей из их положений в ненарушенном кристалле и (z) и статическим фактором Дебая - Валлера exp(-$\omega(z)$), зависящимиот координаты z по нормали к поверхности кристалла. Амплитуда суммарного электрического поля рентгеновского излучения в кристалле в двухволновом приближении описывается формулой (1), но с переменными амплитудами E_0 и E_h:

$$E(r) = \sum_s \left(e_{0s} e^{ik_0 r} E_{0s}(z) + e_{hs} e^{ik_0 r} E_{hs}(z) \right), \qquad (5)$$

где e_{0s} и e_{hs} — единичные векторы поляризаций, s = π, σ.

Скалярные амплитуды $E_{0s}(z)$ и $E_{hs}(z)(z)$ удовлетворяют уравнениям Такаги — Топена, которые выводятся непосредственно из уравнении Максвелла и в общем случае асимметричной дифракции имеют следующий вид:

$$\frac{dE_{0s}}{dz} = \frac{i\pi}{\lambda\gamma_0}\left[\chi_0 E_{0s} + \chi_h^{(s)} e^{i\varphi(z)-\omega(z)} E_{hs}\right] \quad (6)$$

здесь $\varphi\,(z) = hu(z), \gamma_0, \gamma_h$ — косинусы углов между векторами k_0, k_h и внутренней нормалью к входной поверхности кристалла n_0 . Параметр α характеризует отклонение волнового вектора k_0 от точного брэгговского направления, соответствующего параметру кристаллической решетки подложки

$$\alpha = -2\sin^2\theta_B(\theta - \theta_B) \quad (7)$$

Для нахождения интенсивности выхода вторичного излучения на глубине z в кристалле необходимо определить число поглощенных квантов в слое толщиной dz с единичной площадью и в единицу времени. Это проще всего сделать, вычисляя разность входящих и выходящих потоков энергии рентгеновской волны в слое и деля ее на энергию кванта излучения. Такой подход был предложен в работе Афанасьева и Кона[5].

Полное число квантов вторичного излучения, регистрируемого экспериментально, получаем:

$$N_m^{(s)} = \int_0^\infty dz P_m(z) \frac{dN_m^{(s)}(z,0)}{dz}. \quad (8)$$

Приведенные формулы являются общими. Они справедливы для любого типа вторичного излучения, включая, помимо фотоэффекта, флуоресценции, теплового диффузного и комптоновского излучений, также вторичные электроны, т. е. оже-электроны и электроны, выбитые в результате поглощения флуоресцентного излучения. Нужно лишь соответствующим образом определить амплитуды $\chi_{10}^{(m)}$ и $\chi_{1h}^{(m)}$,а также функцию влияния $P_m(z)$.

Фурье-компоненты поляризуемости кристалла вычислялись в ряде работ в связи с анализом эффекта аномального прохождения. Диэлектрическая проницаемость в рентгеновском диапазоне частот обсуждается также в обзоре.

В самом общем случае выход вторичного излучения происходит в условиях формирования стоячей рентгеновской волны в кристалле, причем когерентная фракция

$$F_C^{(s)}(z) = \left|\frac{\chi_{1h}^{(s)}(m)}{\chi_{0h}(m)}\right| e^{-\omega(z)} \tag{9}$$

и когерентная позиция

$$P_C^{(s)}(z) = \varphi(z) + arg\frac{\chi_{1h}^{(s)}(m)}{\chi_{0h}(m)} \tag{10}$$

в нарушенном поверхностном слое могут зависеть от координаты z.

Самый простой случай возникает в дипольном приближении для фотоэффекта и флуоресценции в кристаллах с одним сортом атомов. Например, для кристаллов Ge и Si и отражений с четно-четными индексами Миллера имеем

$$F_C^{(s)}(z) = C\ exp[-M - \omega(z)], P_C(z) = \varphi(z) \tag{11}$$

где C — поляризационный множитель, равный единице для σ-поляризации и $cos2\theta B$ для π-поляризации, $exp\ (—M)$ — тепловой фактор Дебая — Валлера. Этот случай применительно к совершенному кристаллу и σ-поляризованному излучению.

Для отражений с нечетно-нечетными индексами Миллера ситуация несколько усложняется. При этом

$$F_C^{(s)}(z) = \frac{C}{\sqrt{2}}\ exp[-M - \omega(z)], P_C(z) = \varphi(z) \pm \frac{\pi}{4} \tag{12}$$

Знак перед π/4 в формуле для P_C зависит от типа отражения. Согласно (11), максимальный и минимальный выход вторичного излучения близок к величине $I_0(2 \pm \sqrt{2})$ и не равен нулю даже в идеальных кристаллах при дифракции σ-поляризованного излучения. Это происходит потому, что две

подрешетки кристаллов Ge и Si проектируются на направление вектора обратной решетки так, что проекции атомов образуют периодическую цепочку со сложным базисом (рисунке 2)[6]. Синусоидальная стоячая рентгеновская волна не может «подстроиться» под такую цепочку. На языке когерентных позиции и фракции это означает, что когерентная позиция находится посередине между двумя близкими плоскостями (см. рис. 10), а когерентная фракция $F_C \approx 1/\sqrt{2}$формально описывает отклонение атомных плоскостей от когерентной позиции.

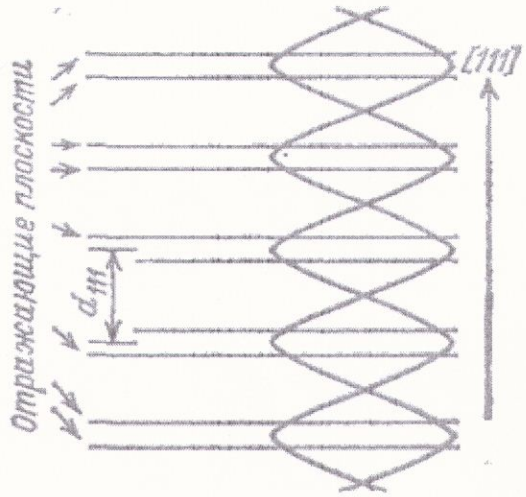

Рисунок 2- Схема, иллюстрирующая расположение стоячей рентгеновской волны в случае дифракциина плоскостях с нечетно-нечетными индексами Миллера

Еще более сложная ситуация имеет место в нецентросимметричных кристаллах, например, состоящих из атомов двух сортов, таких как $GaAs, InSb$, при отражении с нечетно-нечетными индексами. При этом

$$\frac{\chi_{1h}^{(s)}}{\chi_{0h}} = \mathrm{C}\frac{e^{-M_a} \pm ie^{-M_b}}{e^{-M_a}+e^{-M_b}} \qquad (13)$$

Где e^{-M_a} и e^{-M_b} есть тепловые факторы Дебая — Валлера для атомов сорта a и b, а F_C и P_C находятся по общим формулам (8), (9).

Заметим, что в этом случае появляется дополнительная возможность спектроскопически выделить вторичное излучение от атомов только одного

сорта (a или b). Тогда для атомов сорта a, находящихся в основной подрешетке кристалла, имеем

$$F_C^{(s)}(z) = C\ exp[-M_a - \omega(z)], P_C(z) = \varphi(z) \qquad (14)$$

а для атомов сорта b в подрешетке, сдвинутой на одну четверть диагонали куба, получаем

$$F_C^{(s)}(z) = \frac{C}{\sqrt{2}}\ exp[-M_b - \omega(z)], P_C(z) = \varphi(z) \pm \frac{\pi}{2} \qquad (15)$$

Согласно формулам (13), (14), атомы разных сортов имеют резко различные когерентные позиции P_C. Это, естественно, будет приводить к разной форме угловой зависимости любого вторичного излучения в совершенном кристалле, при условии $L_{y1} \ll L_{ex}$. Такая картина применительно к кристаллу GaP ,$GaAs$ (Рисунок 3).

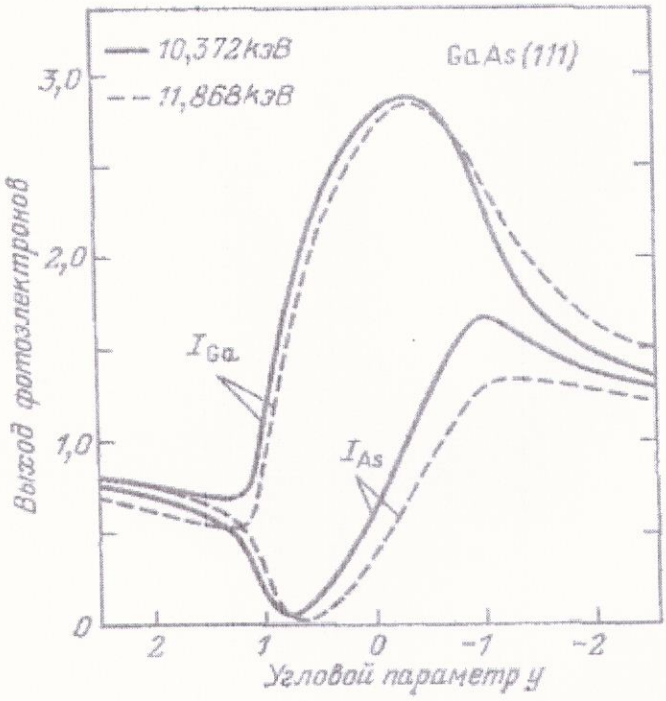

Рисунок 3- Угловая зависимость интенсивности волнового поля в кристалле $GaAs$ на атомах Ga (I_{Ga}) и As(I_{As})при (111)-дифракции рентгеновского излучения с энергией 10,372 кэВ (сплошная линия) и 11,868 кэВ (штриховая линия) для σ-поляризации .Энергии излучения выбраны на 5 эВ выше К-края галлия и К-края мышьяка соответственно

Приведенный формализм позволяет теоретически проанализировать угловую зависимость практически всех вторичных процессов, возбуждаемых стоячей рентгеновской волной, включая, помимо указанных выше, фото-э. д. с. и фототок в геометрии дифракции по Брэггу. В более сложных случаях для кристаллов с нарушенным поверхностным слоем и произвольным соотношением между параметрами L_{y1},L_{ex} и L_d, необходимо использование ЭВМ для проведения численного моделирования эксперимента и анализа экспериментальных данных. В настоящее время разработано несколько вариантов вычислительных программ для решения этой задачи.

Наиболее последовательная и универсальная программа применительно к расчету фотоэмиссии описана в работе. В работе она была эффективно использована для анализа экспериментальных угловых зависимостей внешнего рентгеновского фотоэффекта (ВРФ) из имплантированных слоев на кремнии и из эпитаксиальных слоев на поверхности германия и арсенида галлия[7].

Примеры использования программы показаны на рисунке 4 и 5. На рисунке 4 представлена расчетная угловая зависимость выхода вторичного излучения из совершенного кристалла *Si* при (400)-дифракции CuK_α-излучения (L_{ex}= 3,60 мкм) в двухкристальной схеме с симметричным монохроматором для различных значений параметра L_{y1}. На нем хорошо видно, как меняется кривая при изменении соотношения между L_{ex} и L_{y1}. На рисунке 5 показаны результаты расчетов «собственных» кривых отражения и ВРФ в случае(111)-дифракции CuK_α-излучения в кристалле кремния с нарушенным поверхностным слоем. Серия кривых соответствует как всему слою (верхние кривые), так и его части. Толщина слоя L_d сравнима с L_{ex}, поэтому изменение формы кривых обусловлено как изменением когерентной позиции, так и изменением амплитуд волновых полей в искаженной решетке.

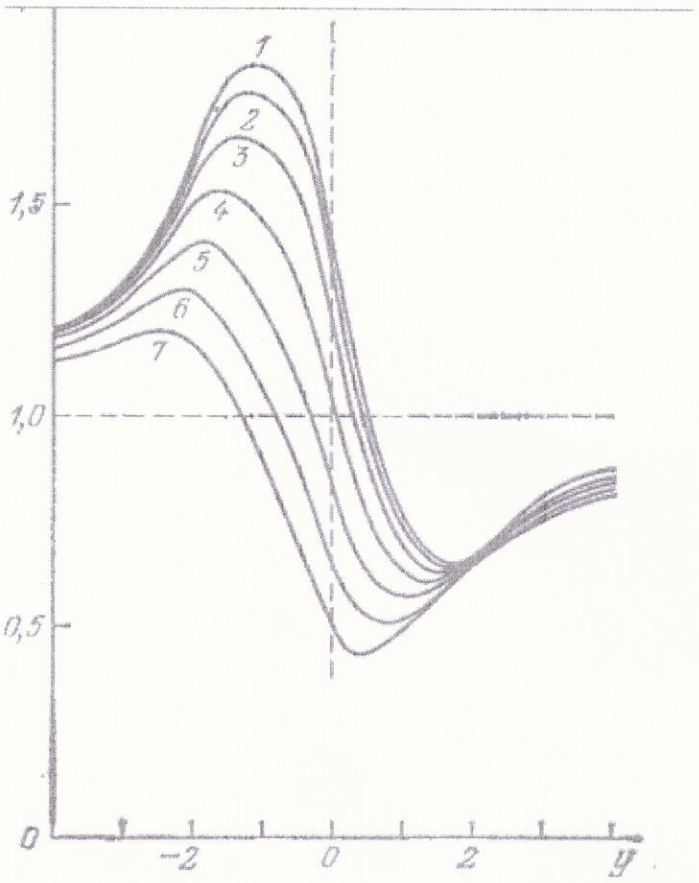

Рисунок 4- Угловые зависимости выхода вторичного излучения, рассчитанные для Si, (400)-отражения и CuK_α-излучения при различных значениях симметричным монохроматором

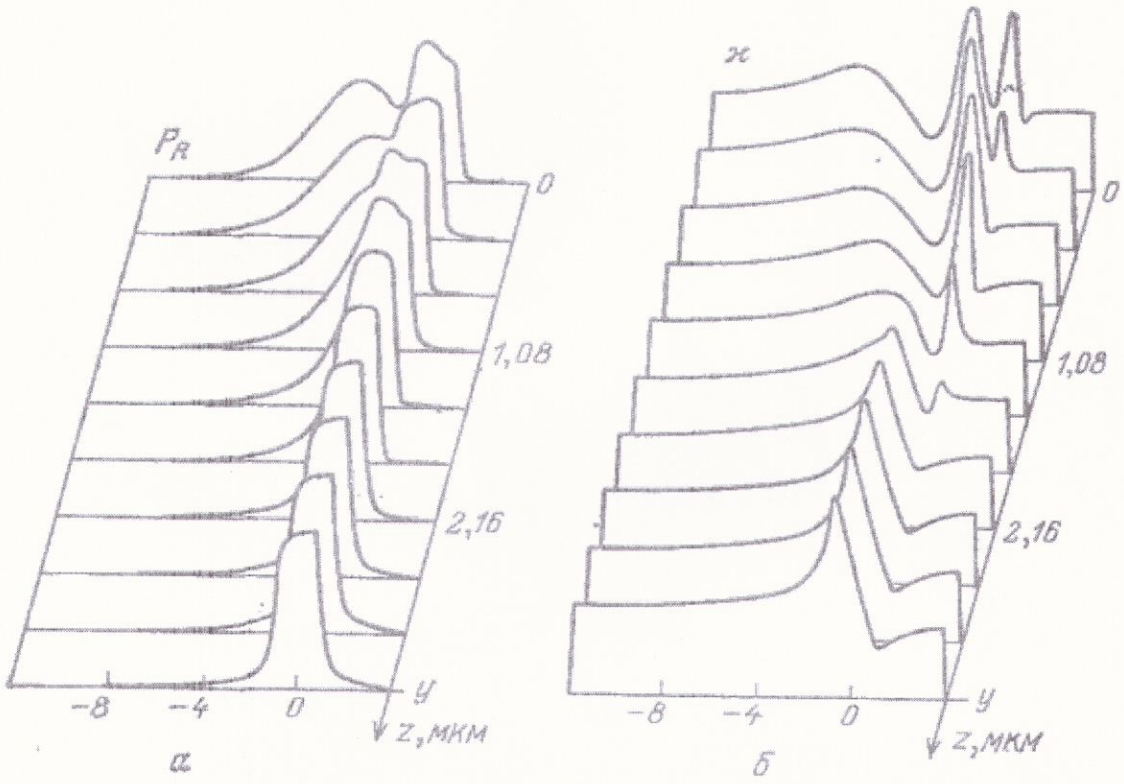

Рисунок 5- Кривые дифракционного отражения рентгеновских лучей РЦ (у) (а) и фотоэмиссии к (у) (б), рассчитанные для кристалла Si с нарушенным поверхностным слоем в условиях (111)-дифракции плоской монохроматической волны CuK_{α}-излучения.

Развитая выше общая теория справедлива также в случае геометрии Лауэ. Однако до сих пор исследования в геометрии Лауэ как экспериментальные, так и теоретические проводились лишь на совершенных кристаллах и носили эпизодический характер 12~14. Дело в том, что, например, в симметричном случае Лауэ вектор дифракции направлен вдоль поверхности кристалла. Поэтому стоячая волна модулирована также вдоль поверхности и не позволяет исследовать изменение структуры в глубь кристалла. Заметим, что исследование атомного порядка в поверхностном слое вдоль поверхности кристалла также представляет собой весьма интересную с физической и прикладной точек зрения задачу и, по-видимому, в будущем схема дифракции в геометрии Лауэ будет широко использоваться в технике стоячих волн. Сочетание же обоих геометрий дифракции позволяет получить двумерную картину структурных искажений в кристалле. Первый интересный шаг в этом направлении был сделан в работе.

Внутренний фотоэффект

Принципиально новые возможности открываются при изучении такого вторичного процесса как внутренний рентгеновский фотоэффект. Речь идет об измерении фотопроводимости или фото-э. д. с , возникающей в полупроводниковом кристалле под действием рентгеновского излучения в условиях существования стоячей волны. В отличие от ранее рассмотренных вторичных процессов в экспериментах такого типа одновременно измеряются как структурные, так и электрофизические характеристики кристалла, что принципиально позволяет установить их взаимосвязь.

История развития этого направления началась в 1968 г. работой Брюмера и Стефаника по измерению фотопроводимости и работами Фокина по измерению фото-э. д. с. в кристалле с $p-n$ -переходом. В этих работах была показана принципиальная возможность наблюдения аномальной угловой зависимости фототока и фото-э. д. с. в условиях дифракции как в геометрии Брэгга, так и в геометрии Лауэ. Форма измеренных кривых практически повторяла поведение угловой зависимости выхода флуоресценции 4,что однозначно указывало на большую глубину формирования данного процесса. Исходя из этой аналогии, в работе было сделано утверждениео том, что глубиной выхода в данном случае является длина диффузии не основных носителей LO. Более детально, как теоретически, так и экспериментально, эти исследования были продолжены в работе, в которой была ясно показана правильность этого вывода.

Отмеченные пять работ являются единственными за последние 15 лет,

что фактически указывает на отсутствие интереса к использованию этого процесса. Частично это связано с его малой информативностью из-за сильного эффекта экстинкции. Сложность, возникшая здесь, полностью аналогична той, что обсуждалась нами в предыдущем разделе при рассмотрении флуоресцентного излучения. Однако, если флуоресценция на первом этапе решения проблемы экстинкции «нашла себя» в изучении положения примесных атомов, то в случае внутреннего фотоэффекта нет и такой возможности. Тем не менее, в последние годы проводится интенсивное изучение специфики этого процесса, главным образом в Институте кристаллографии АН СССР. Важное значение имеет работа Желудевой и др., где была вычислена функция влияния в кристаллах p-n-переходом, толщина верхнего слоя которого. Верхний слой p-n-перехода в этих условиях существенно влияет на формирование угловой зависимости фото- э. д. с. что позволяет, зная его толщину, определить диффузионную длину неосновных носителей в нижнем более толстом слое. Этот вывод был наглядно

подтвержден результатами экспериментальных исследований на серии образцов кремния с различной глубиной залегания p-n-перехода. В работе были также проведены детальные теоретические и экспериментальные исследования в случае Лауэ-дифракции. При этом (в отличие от случая Брэгга) следует учитывать наличие двух блоховских волн в кристалле с разными коэффициентами поглощения.

Так, например, в кристаллах GaAs длина диффузии, как правило, достаточно мала. С использованием СИ в работе Бедзика и др, впервые была получена кривая фото-э. д. с. в кристалле арсенида галлия с потенциальным барьером Шоттки с ярко выраженной фазочувствительной областью (рисунок 6). Помимо указанного, существуют и другие пути уменьшения или частичногоослабления экстинкционного эффекта. Эти возможности были проанализированы в работе Желудевой и Ковальчука с учетом специфики внутреннего фотоэффекта, например, подачи напряжения на p-n-переход.

Кроме того, как уже отмечалось при анализе внешнего фотоэффекта и флуоресценции, в случае, когда кривая угловой зависимости лишь частично искажена эффектом экстинкции, эффект играет положительную роль, неся в себе информацию о специфических характеристиках конкретного вторичного процесса. В данном случае такой характеристикой является длина диффузии неосновных носителей, а также размер области пространственного заряда[8].

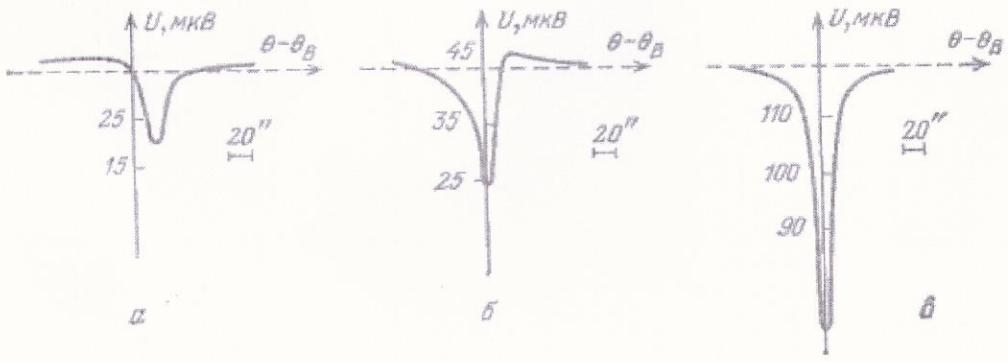

Рисунок 6-Угловая зависимость фото-э. д. с. на кристалле Si с ρ — n-переходом, созданным в результате диффузии

Заключение

Техника стоячих рентгеновских волн, основанная на регистрации вторичных излучений одновременно с высокоинтенсивным дифрагированным рентгеновским пучком, имеет свою специфику и связанные с ней преимущества, существенным из которых является возможность исследовать тонкие слои, формирующие сигнал вторичного излучения, одновременно с получением структурной информации об объеме, в котором происходит дифракционное рассеяние и формируется стоячая рентгеновская волна. Поскольку стоячая волна представляет собой «масштабную линейку», имеющую период, соответствующий кристаллу-матрице, то в случае техники стоячих рентгеновских волн (в отличие от названных чисто рентгеновских методов анализа поверхности) существует уникальная возможность определить положение поверхностного слоя по отношению к кристаллической решетке нижележащей матрицы (например, определить длину химической связи). Кроме того, за счет спектроскопического выделения сигнала от атомов определенного сорта (снова достоинство техники стоячих волн) появляется возможность, помимо получения чисто структурной информации, установить взаимосвязь структуры с различными свойствами твердых тел.

Список использованной литературы

1. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982.
2. Высоцкий В.И., Воронцов В.И., Кузьмин Р.Н. и др. Опыт Саньяка на рентгеновском излучении /Успехи физ. наук. 1994. Т. 164,- С. 309-324.
3. Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н. Вторичные процессы в рентгеновской оптике. М.:МГУ, 1990.-112с.
4. Элтон Р. Рентгеновские лазеры.-М.:Мир,1994.-335с.
5. Ковальчук М. В., Кон В. Г., Рентгеновские стоячие волны- новый метод исследования структуры кристаллов, «УФН», 1986-С.69
6. Джейм с Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей.-М.: ИЛ,1950.-572с.
7. Смирнов И. Н., Пономарев А. И., Щемелев В. Н.ФТП.-СПб.Наука,1984.Т. 18.-680с.
8. Афанасье в А. М., И м а м о в Р. М., М а с л о в А. В. , Пашае в Э. М.Кристаллография.-М.:Мир1985. Т. 30. С. 67.