

Белорусский государственный университет

ФОТОНИКА: теория и эксперимент

Монография

Под редакцией кандидата физико-математических наук,
доцента И. С. Манака

Минск
Академия управления при Президенте
Республики Беларусь
2008

УДК 621.373.8
ББК 65.305.47
Ф81

Рецензенты: член-корреспондент НАН Беларуси, доктор физико-математических наук, профессор Ф.Ф. Комаров;
доктор физико-математических наук, профессор
В. К. Гончаров

Рекомендовано к изданию Ученым советом факультета радиофизики и электроники Белорусского государственного университета

Издано за счет средств Совета специального фонда Президента Республики Беларусь по социальной поддержке одаренных учащихся и студентов.

Авторы:

И. С. Манак (разд. 1–7), А. В. Андриевский (разд. 2), В. С. Белявский (разд. 4), И. В. Головина (разд. 7), П. А. Зезюля (разд. 1), С. Е. Козик (разд. 6) В. Л. Малевич (разд. 1), А. Медвидс (разд. 3), Е. С. Панфиленок (разд. 3), А. Г. Смирнов (разд. 6), В. В. Тихонович (разд. 5)

Ф81 **Фотоника: теория и эксперимент:** монография / И. С. Манак, А. В. Андриевский, В. С. Белявский и др.; под ред. канд. физ.-мат. н., доц. И.С. Манака – Мн.: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2008. – 185 с.

ISBN 978-985-457-875-0

Содержит теоретические и экспериментальные результаты в области фотоники. Будет полезна для научных работников, преподавателей, аспирантов и студентов высших учебных заведений..

УДК 621.373.8
ББК 65.305.475

ISBN 978-985-457-875-0

© БГУ, 2008
© Академия управления при Президенте
Республики Беларусь, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	6
1. Влияние магнитного поля и экранировки приповерхностного электрического поля на генерацию терагерцового излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении полупроводников	7
1.1. Постановка задачи	7
1.2. Исследование влияния магнитного поля на генерацию терагерцового излучения узкозонными полупроводниками при фемтосекундном лазерном возбуждении.....	9
1.2.1. Аналитическая модель	9
1.2.2. Описание численного эксперимента с помощью метода Монте-Карло.....	12
1.2.3. Результаты и обсуждение	13
1.3. Влияние процесса экранировки приповерхностного электрического поля на генерацию разностной гармоники ТГц-диапазона при фемтосекундном лазерном возбуждении (100) n-GaAs	16
1.3.1. Объемный и приповерхностный вклады в генерацию	16
1.3.2. Исследование процесса экранировки приповерхностного электрического поля в n-GaAs	17
1.3.2. Влияние процесса экранировки приповерхностного электрического поля на форму импульсов ТГц-излучения	20
2. Генерационные характеристики квантоворазмерной лазерной структуры с квантовыми ямами InGaN/GaN на кремнии	23
2.1. Нитриды: Свойства, история, перспективы исследований	24
2.1.1. Физические и химические свойства нитридов	24
2.1.2. История исследования нитридных структур	26
2.1.3. Перспективы дальнейших исследований	30
2.2. Методика эксперимента	32
2.3. Методика моделирования генерационных характеристик квантоворазмерных лазеров	34
2.4. Генерационные характеристики квантоворазмерной лазерной структуры с МКЯ InGaN/GaN	39
2.4.1. Лазерная структура с МКЯ InGaN/GaN на кремнии	39
2.4.2. Генерационные характеристики лазера с МКЯ InGaN/GaN на кремнии при оптическом возбуждении	40
2.4.3. Оптимизация волновода лазера с МКЯ InGaN/GaN на кремнии	45
3. Формирование низкоразмерных структур лазерным методом	48
3.1. Общее понятие о низкоразмерных структурах	48
3.2. Применение низкоразмерных структур	49

3.3. Сравнительная характеристика методов получения низкоразмерных структур	50
3.4. Формирование низкоразмерных структур методом лазерной абляции	52
3.4.1. Лазерная абляция мишени в воздушной среде	53
3.4.2. Лазерная абляция мишени в жидкости	58
3.4.3. Получение коллоидного раствора при лазерной абляции мишени в жидкости	61
4. Разработка лазерных диодов с широким плоским спектром волноводного усиления для светодальномерных приложений	67
4.1. Разработка источников излучения для высокоточных малогабаритных лазерных дальномеров	68
4.1.1. Расчет спектра усиления лазеров на многослойных асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах с неоднородным возбуждением квантовых ям	68
4.1.2. Расчет зонной структуры лазерного диода с широким плоским спектром усиления	72
4.2. Особенности применения лазерных диодов в прецизионной дальномерии	74
4.2.1. Импульсно фазовый метод измерения расстояний	74
4.2.2. Импульсно-фазовые дальномеры с внутридиодной модуляцией излучения	78
4.2.3. ЛД в рециркуляционной светодальномерии	84
5. Даследаванне двухмерных фатонных крышталяў метадам канечных рознасцяў у часавай вобласці	89
5.1. Алгарытм Кейна Е	89
5.2. Увядзенне хвалі ў вобласць разліку	93
5.2.1. Метад поўнага поля/поля рассеяння	94
5.2.2. Аднамерны выпадак	97
5.2.3. Двухмерны выпадак	103
5.2.4. Разлік падаючага поля	108
5.2.5. Непасрэдная фармулёўка рассеянага поля	112
5.3. Паглынаючыя межавыя ўмовы дакладна падабраных слаёў	114
5.4. Разлікі фатонных структур	120
6. Дыфракцыйныя оптычныя фільтры для фотэлементаў, ізготовленых па тэхналогіі МОП	124
6.1. Устройства МОП-фотэлемента	125
6.2. Схемы рэалізацыі дыфракцыйнага оптычнага фільтра	126
6.3. Метод канечных разнастэй для мадэлявання дыфракцыі электрамагнітнага ізапраменьвання	128

6.4. Расчёт спектров пропускания структур на основе отверстий в металлических слоях	130
6.4.1. Одиночные одномерные решетки	130
6.4.2. Разработка дифракционного элемента с одинаковым спектром пропускания для различных поляризаций падающего излучения	133
6.4.3. Способ получения спектральной селекции в трёх каналах цветности с помощью одномерных решёток	134
7. Когерентная томография подкожных новообразований	138
7.1. Принципы оптической томографии	141
7.2. Реализация метода оптической когерентной томографии	147
7.3. Принципы построения изображений в оптической когерентной томографии	149
7.4. Оптические свойства биотканей с сильным (многократным) рассеянием	151
7.5. Метод Монте-Карло, моделирование и полученные результаты	156
Заключение	167
Список использованных источников	169

ПРЕДИСЛОВИЕ

Коллективная монография содержит 7 разделов. В разделах 1,2,4-7 обобщены результаты исследований, выполненных в рамках проекта 2.01 «Разработка мощных лазерных и светодиодных источников излучения на основе полупроводниковых гетероструктур» ГКПНИ «Фотоника». Раздел 3 написан на материалах темы «Разработка метода формирования самоорганизованных наноструктур мощным лазерным излучением на поверхности кремния и сплавов SiGe для электронных и оптоэлектронных приборов», выполняемой по международному научно-техническому проекту в рамках «Соглашения между Государственным комитетом по науке и технологиям Республики Беларусь и Министерством образования и науки Латвийской Республики о научно-техническом сотрудничестве». Основой частей 1,2,4,6,7 являлись работы первой категории Республиканского конкурса студенческих научных работ 2007 г. по секции «Теоретическая и экспериментальная физика физико-технологические основы создания опто-, микро-, и наноэлектронных материалов и систем».

Разделы подготовили: 1 - студент П.А. Зезюля, кандидат физико-математических наук И.С. Манак, кандидат физико-математических наук В.Л. Малевич; 2 студент А.В. Андриевский, И.С. Манак; 3 - студентка Е.С. Панфиленок, И.С. Манак, доктор физико-математических наук А. Медвидс; 4 - студент В.С. Белявский, И.С. Манак; 5 - аспирант В.В. Тихонович, И.С. Манак, 6 - выпускник магистратуры 2007 г. С.Е. Козик, И.С. Манак; 7 - выпускница 2007 г. Н.В. Головина, И.С. Манак.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам члену-корреспонденту НАН Беларуси, доктору физико-математических наук, профессору Ф.Ф. Комарову и доктору физико-математических наук, профессору В.К. Гончарову за критические замечания и полезные советы, которые способствовали улучшению содержания книги.

1. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭКРАНИРОВКИ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГЕНЕРАЦИЮ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1.1. Постановка задачи

Терагерцовым (ТГц) называют электромагнитное излучение в диапазоне частот от 0.1 ТГц до 10 ТГц. Использование излучения этого диапазона перспективно при таких применениях, как спектроскопия органических соединений, неионизирующее воздействие на биологические объекты, дистанционная диагностика. Для генерации излучения ТГц-диапазона могут быть использованы квантово-каскадные лазеры, лазеры на свободных электронах, методы, использующие сверхкороткие лазерные импульсы. Однако ни один из этих способов генерации не отвечает одновременно требованиям перекрытия всего частотного диапазона, высокой когерентности, дешевизны.

Как показано в ряде экспериментальных работ [1-3], генерация излучения ТГц-диапазона происходит при облучении полупроводников лазерными импульсами с длительностью в несколько десятков фемтосекунд. При малых энергиях накачки (несколько мкДж/см²) основным механизмом, обуславливающим ТГц-генерацию в полупроводниках типа A_3B_5 , является сверхбыстрый импульс тока фотовозбужденных носителей. В зависимости от типа полупроводника фототок может индуцироваться как встроенным приповерхностным электрическим полем [1-4], так и возникать при пространственном разделении фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разными скоростями от освещаемой поверхности вглубь образца (эффект Дембера) [4, 5]. Наиболее интенсивные импульсы ТГц-излучения получены от поверхности InAs, возбуждаемой Ti:сапфировым фемтосекундным лазером [5, 6]. Благодаря малой толщине приповерхностной области, в которой локализовано встроенное электрическое поле [4], основным механизмом формирования сверхбыстрого импульса фототока в данном полупроводнике является эффект Дембера. В отличие от квазистационарного возбуждения, когда разделение генерируемых носителей заряда происходит диффузион-

ным образом, при фемтосекундной накачке сверхбыстрый импульс фототока формируется в квазибаллистическом режиме и обусловлен пространственным разделением фотовозбужденных носителей, отраженных от поверхности идвигающихся бесстолкновительно вглубь полупроводника. Возникающая при этом фотоэдс называется реактивной [7]. Результаты моделирования методом Монте-Карло показывают [8], что при фемтосекундном возбуждении фотоэлектронов глубоко в зону проводимости, возможном для узкозонных полупроводников типа InAs, величина реактивной фотоэдс значительно (~ на два порядка) превосходит величину фотоэдс при стационарном возбуждении.

Импульс фототока, индуцируемый фемтосекундным лазерным излучением, направлен перпендикулярно поверхности полупроводника. Вследствие большого показателя преломления образца в ТГц-области основная доля испускаемого излучения испытывает полное внутреннее отражение. Как показано в ряде работ [6, 9-12], эффективность ТГц-генерации может быть значительно увеличена при наличии магнитного поля, параллельного поверхности полупроводника, что вызывает поворот излучающего диполя в холловском направлении. При этом, как показано экспериментально [10-12], в узкозонных полупроводниках зависимость интенсивности ТГц-излучения от индукции магнитного поля является немонотонной: первоначальный рост энергии ТГц-импульса с увеличением магнитной индукции сменяется насыщением, затем убыванием, а по достижении некоторого минимального значения снова начинается рост. Нами предлагается теоретическая модель, подтвержденная расчетом с помощью метода Монте-Карло, позволяющая объяснить данный эффект.

С ростом энергии накачки основной вклад в ТГц-генерацию начинает вносить эффект генерации разностной гармоники на частоте огибающей импульса накачки [13-16]. В данном случае генерация ТГц-излучения может происходить как в объеме полупроводника за счет компоненты нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$, так и в приповерхностной области, где присутствует встроенное приповерхностное электрическое поле, за счет компоненты $\chi^{(3)}$, причем оба эти вклада могут быть разделены путем поворота кристалла относительно кристаллографических осей [16]. Следует отметить, что ни в одном из исследований не учитывалась динамика процесса экранировки приповерхностного электрического поля, обусловленного фемтосекундным лазерным возбуждением. Нами проведено исследование влияния этого процесса на форму импульса ТГц-

излучения, а также предложен метод экспериментального изучения временной динамики процесса экранировки.

1.2. Исследование влияния магнитного поля на генерацию терагерцового излучения узкозонными полупроводниками при фемтосекундном лазерном возбуждении

1.2.1. Аналитическая модель

Нами предложена простейшая аналитическая модель процесса генерации ТГц-излучения при лазерной накачке n-InAs импульсами фемтосекундной длительности и проведено моделирование методом Монте-Карло. При возбуждении носителей глубоко в зону проводимости, что происходит в узкозонных полупроводниках, фотоэлектроны, оставаясь горячими в течение нескольких пикосекунд (это время определяется временем энергетической релаксации), могут диффундировать на расстояние, значительно превышающее длину разделения зарядов для тепловых электронов и дырок. Таким образом, в нашей модели равновесные и фотовозбужденные электроны описываются как две группы носителей с разными, но постоянными в пределах каждой группы эффективными массами и временами импульсной релаксации [8,17-19]. Взаимодействие между этими группами носителей происходит посредством самосогласованного электрического поля, которое вызывает дрейф темновых электронов в направлении, противоположном направлению движения фотовозбужденных электронов. Движение дырок в аналитической модели не учитывалось, т.к. их эффективные массы в n-InAs существенно превосходят эффективные массы фотовозбужденных и темновых электронов. В приближении времени релаксации для компонент плотности тока темновых электронов справедливо выражение (ось ox направлена вглубь образца, вектор индукции магнитного поля \mathbf{B} направлен параллельно оси oy) [17, 18]:

$$\begin{pmatrix} j_{ex} \\ j_{ez} \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon \omega_{pe}^2}{4\pi} \int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}} E_x(x, t') \begin{pmatrix} \cos(\omega_{ce}(t-t')) \\ -\sin(\omega_{ce}(t-t')) \end{pmatrix} dt' \quad (1.1)$$

где $\omega_{pe} = (4\pi N_d^+ e^2 / m_e \varepsilon)^{1/2}$ и $\omega_{ce} = eB / m_e c$ – плазменная и циклотронная частоты соответственно, ε – диэлектрическая проницаемость, N_d^+ – концентрация ионизованных доноров, m_e – эффективная масса электронов у дна зоны проводимости, c – скорость света в вакууме, $E_x(x, t)$ – проекция напряженности самосогласованного электрического поля на ось ox . При выводе (1.1) предполагалось, что электрическое поле слабо изменяется на длине свободного пробега темновых электронов.

Представим функцию распределения фотоэлектронов в виде ряда по сферическим функциям, ограничиваясь первыми двумя членами разложения, которые представляют собой симметричную $f_0(p, \mathbf{r}, t)$ и антисимметричную $f_1(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = f_{1x}(p, \mathbf{r}, t)p_x + f_{1z}(p, \mathbf{r}, t)p_z$ по квазиимпульсу функции. Группируя симметричные и антисимметричные по квазиимпульсу члены в кинетическом уравнении и приравнивая их к нулю по отдельности, получим систему уравнений [17, 18]:

$$\begin{cases} \frac{\partial f_0}{\partial t} + v_{px} \frac{\partial}{\partial x} (f_{1x} p_x + f_{1z} p_z) = 0, \\ \frac{\partial f_{1x}}{\partial t} - \omega_{cp} f_{1z} + \frac{f_{1x}}{\tau_p} = -\frac{1}{m_p} \frac{\partial f_0}{\partial x}, \\ \frac{\partial f_{1z}}{\partial t} + \omega_{cp} f_{1x} + \frac{f_{1z}}{\tau_p} = 0, \end{cases} \quad (1.2)$$

где τ_p – время релаксации по импульсу фотовозбужденных электронов, $v_{px} = \partial E_p / \partial p_x$ – проекция на ось ox скорости фотовозбужденного электрона с энергией E_p , $\omega_{cp} = eB/m_p c$ – циклотронная частота фотоэлектронов с эффективной массой $m_p = p / (\partial E_p / \partial p)$. Влияние самосогласованного электрического поля на движение фотоэлектронов не учитывалось. Граничные и начальные условия для уравнения (1.2) имеют вид (импульс накачки принимался мгновенным и происходящим в момент времени $t=0$):

$$\begin{aligned} f_0(p, x, t=0) &= \frac{\alpha W \exp(-\alpha x) \delta(E_0 - E_p)}{\hbar \omega g(E_0)}, \\ f_1(\mathbf{p}, x, t=0) &= 0, \quad f_1(\mathbf{p}, x=0, t) = 0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь $g(E_0)$ – плотность состояний фотовозбужденных электронов с энергией $E_0 = \hbar \omega - E_g$, E_g – ширина запрещенной зоны, α – коэффициент поглощения излучения накачки, $\hbar \omega$ и W – энергия кванта и поверхностная плотность энергии излучения накачки.

В приближении широкоапертурного возбуждения, когда поперечный размер пучка возбуждения значительно больше глубины проникновения излучения накачки в полупроводник, для самосогласованного электрического поля справедливо уравнение [8]:

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E_x}{\partial t} + j_{ex}(x,t) + j_{px}(x,t) = 0. \quad (1.4)$$

Из (1.4) и (1.1) для фотоэдс $\varphi_s = \int_0^\infty E_x dx$ получим:

$$\frac{d\varphi_s}{dt} + \omega_{pe}^2 \int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}} \varphi_s(t') \cos \omega_{ce}(t-t) dt' + \frac{4\pi}{\varepsilon} \int_0^\infty j_{px}(x,t) dx = 0. \quad (1.5)$$

Система уравнений (1.2, 1.3) не может быть решена аналитически, поэтому, ограничившись ее решением в первом приближении по магнитному полю, получим выражения для проинтегрированных по глубине компонент плотности тока фотовозбужденных электронов

$$J_{px}(t) = \int_0^\infty j_{px}(x,t) dx \text{ и } J_{pz}(t) = \int_0^\infty j_{pz}(x,t) dx \text{ [17-19]:}$$

$$J_{px}(t) = -\frac{e\alpha W}{\hbar\omega v_0} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_p}\right) \int_0^{v_0} dv_x v_x^2 G(v_x, t, t'), \quad (1.6)$$

$$J_{pz}(t) = \frac{e\alpha W \omega_{cp}}{2\hbar\omega v_0} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_p}\right) \int_0^t dt' \exp\left(-\frac{t-t'}{2\tau_p}\right) \int_0^{v_0} dv_x (v_0^2 - v_x^2) G(v_x, t, t'), \quad (1.7)$$

$$G(v_x, t, t') = \left(\alpha^2 v_x^2 + (2\tau_p)^{-2}\right)^{-1/2} \left(sh\left(t\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + (2\tau_p)^{-2}}\right) - \right. \\ \left. - \alpha v_x \int_0^t I_0\left(\frac{t'}{2\tau_p}\right) \times sh\left((t-t')\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + (2\tau_p)^{-2}}\right) dt' \right), \quad (1.8)$$

где $I_0(x)$ – функция Бесселя мнимого аргумента, v_0 – скорость фотовозбужденного электрона, соответствующая энергии $E_0 = \hbar\omega - E_g$.

В дипольном приближении напряженность электрического поля ТГц-импульса при детектировании в плоскости xoz определяются выражением:

$$E_{THz} \sim \frac{d}{dt} \left[\cos\theta (J_{pz} + J_{ez}) + \sin\theta (J_{px} + J_{ex}) \right], \quad (1.9)$$

где θ – угол между нормалью к поверхности полупроводника и направлением на детектор, $J_{ez} = \int_0^\infty j_{ez}(x,t) dx$ и $J_{ex} = \int_0^\infty j_{ex}(x,t) dx$ – компоненты

плотности тока темновых электронов, проинтегрированные по глубине образца, которые в соответствии с (1.1) могут быть представлены в виде:

$$\begin{pmatrix} J_{ex} \\ J_{ez} \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon\omega_{pe}^2}{4\pi} \int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}} \varphi_s(t') \begin{pmatrix} \cos(\omega_{ce}(t-t')) \\ -\sin(\omega_{ce}(t-t')) \end{pmatrix} dt'. \quad (1.10)$$

Из-за большого значения показателя преломления InAs в терагерцовой области ($n \approx 3.6$ [4]) при детектировании излучения под углом в 45° к нормали к поверхности полупроводника, что осуществлялось в работах [10, 12], $|\cos\theta| \approx 0.98$, $|\sin\theta| \approx 0.2$. Т.е. наличие холловской компоненты плотности тока существенно (\sim в 5 раз) увеличивает мощность терагерцового излучения. Для решения уравнения (1.5) был использован метод Лапласа с численным расчетом для следующих значений параметров $\hbar\omega = 1.55$ эВ, $N_d^+ = 1.8 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $v_0 = 1.63 \cdot 10^8$ см/с, $W = 0.2$ мкДж/см 2 , $\alpha = 7.8 \cdot 10^4$ см $^{-1}$; $m_e = 0.022 m_0$, $\varepsilon = 15.5$; $\tau_p = 100$ фс, $\tau_e = 300$ фс [8], $m_p = 0.087 m_0$ [17] (m_0 – масса свободного электрона).

1.2.2. Описание численного эксперимента с помощью метода Монте-Карло

Для моделирования динамики носителей использовался метод макрочастиц [20]. Зона проводимости InAs описывалась на основе трехдолинной Γ - L - X модели, дырки рассматривались в однозонном изотропном приближении. Учитывалось рассеяние носителей тока на акустических, оптических (полярных и деформационных) и междолинных (для электронов) фононах. Рассеяние электронов и дырок на границе полупроводника предполагалось зеркальным. При моделировании транспорта носителей тока время свободного пробега, механизм рассеяния и конечное состояние выбирались методом случайных испытаний, таблицы вероятностей рассеяния электронов и дырок рассчитывались заранее. Электрическое поле находилось из одномерного уравнения Пуассона методом конечных разностей. Начальные и граничные условия формулировались так, чтобы удовлетворялось условие отсутствия электрического поля на поверхности полупроводника. Уравнения движения макрочастиц в неоднородном и нестационарном электрическом поле решались по схеме Рунге-Кутты 2-го порядка точности. Электрическое поле в точках, где расположены макрочастицы, определялось путем линейной интерполяции значений поля в соседних узлах сетки. Был использован ансамбль из 200000 макрочастиц, электрическое поле пересчитывалось с шагом по времени в 1 фс. В начальный момент времени разыгрывалось распределение равновесных носителей по импульсам и по координатам. Далее, спустя 5 пс (за это время устанавливается стационарное равновесное

распределение) включался фемтосекундный импульс и равновесные макрочастицы заменялись фотовозбужденными с распределением по импульсу и координате, определяемым энергией кванта накачки и коэффициентом оптического поглощения полупроводника. Таким образом, в процессе расчета количество макрочастиц оставалось постоянным, изменялся только их эффективный заряд. Параметры зонной структуры, деформационные потенциалы, энергии оптических и междолинных фононов были взяты из [21, 22].

1.2.3. Результаты и обсуждение

На рис. 1.1 изображены временные зависимости тока для различных значений магнитного поля, полученные в результате моделирования методом Монте-Карло. При малых значениях магнитного поля холловская компонента тока обусловлена, в первую очередь, током равновесных электронов, поскольку их эффективные массы существенно меньше эффективных масс фотоэлектронов, и достигает максимального значения приблизительно через 0.5 пс после фотовозбуждения, что обусловлено запаздыванием самосогласованного электрического поля относительно возбуждающего импульса. С увеличением индукции магнитного поля задержка холловского тока относительно импульса накачки уменьшается вследствие растущего вклада фотовозбужденных электронов.

Временные формы импульсов ТГц-излучения, детектируемые под углом в 45° к внешней нормали к поверхности образца в квадрантах плоскости xoz , которым соответствуют положительные значения z , полученные в результате моделирования методом Монте-Карло показаны на рис. 1.2. Как видно, частота осцилляций ТГц-излучения увеличивается с ростом индукции магнитного поля [17, 18].

На рис. 1.3. представлены зависимости энергии ТГц-импульса $\sim \int_0^{\infty} E^2 dt$ от индукции магнитного поля. В области слабых магнитных полей наблюдается увеличение эффективности ТГц-генерации в 5-6 раз с ростом магнитного поля, обусловленное, в первую очередь, вкладом холловской составляющей тока темновых электронов. При дальнейшем увеличении индукции магнитного поля становится существенным вклад холловской компоненты тока фотоэлектронов. Поскольку холловские токи темновых и фотовозбужденных электронов противоположно направлены, то происходит их взаимная компенсация, что приводит к уменьшению эффективности ТГц-генерации. После достижения минимума наблюдается квадратичное увеличение энергии ТГц-излучения с

ростом магнитного поля, обусловленное ростом z-компоненты тока фотоэлектронов.

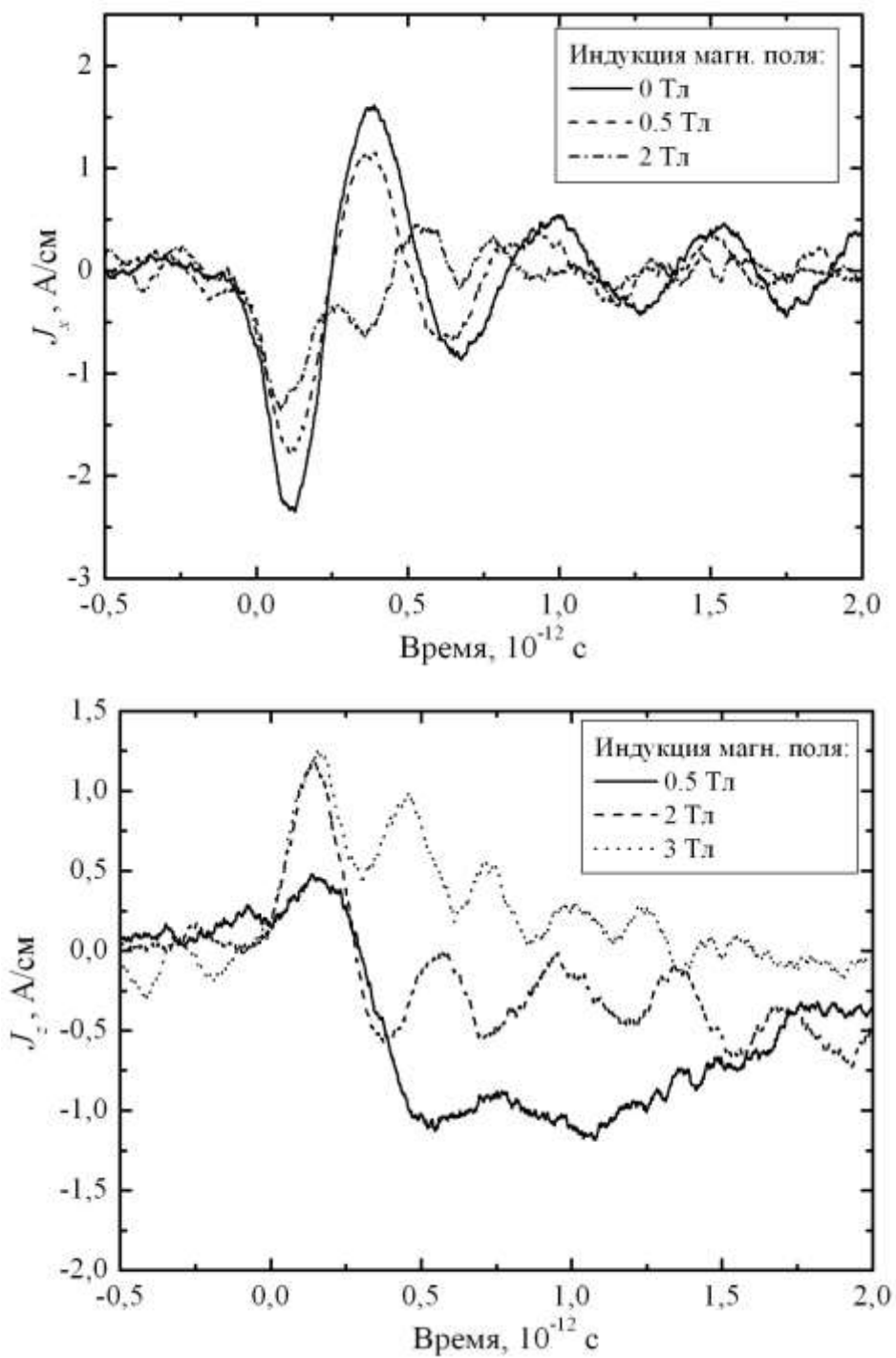


Рис. 1.1. Временные зависимости тока для различных значений магнитного поля

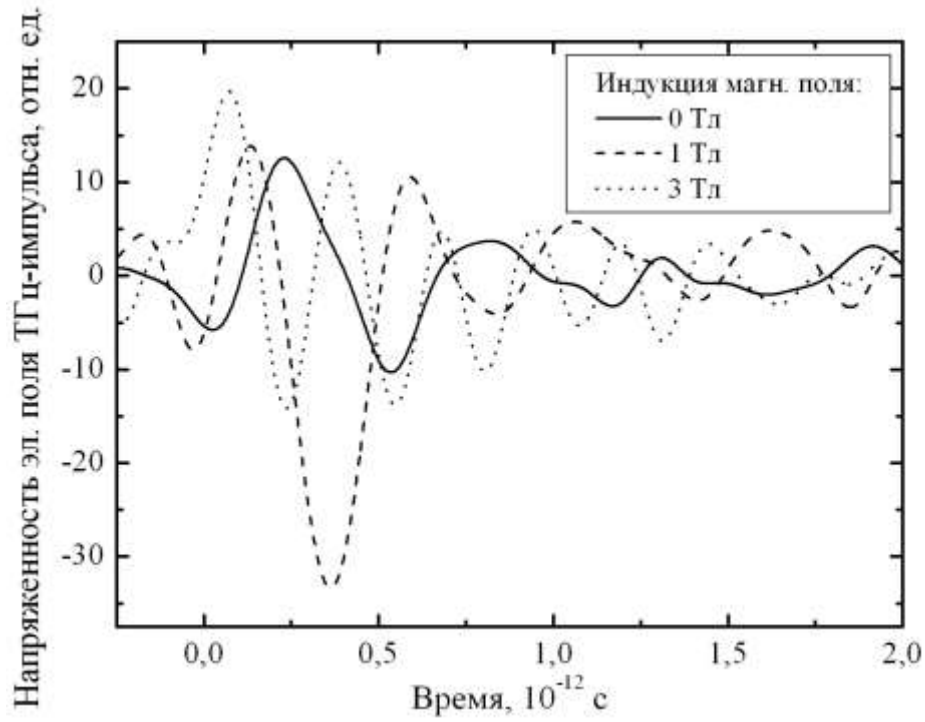


Рис. 1.2. Временные формы импульсов ТГц-излучения для различных значений индукции магнитного поля

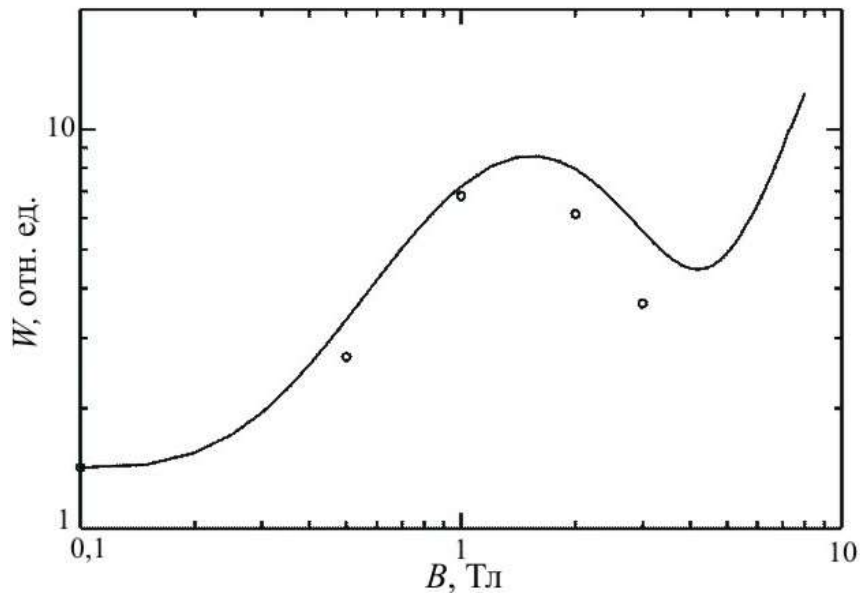


Рис. 1.3. Зависимость энергии ТГц-импульса W от индукции магнитного поля B
 Линия – результат аналитического расчета, кружки получены на основе моделирования методом Монте-Карло

1.3 Влияние процесса экранировки приповерхностного электрического поля на генерацию разностной гармоники ТГц-диапазона при фемтосекундном лазерном возбуждении (100) n-GaAs

1.3.1 Объемный и приповерхностный вклады в генерацию

Как отмечалось выше, эффект генерации разностной гармоники на частоте огибающей фемтосекундного импульса накачки, которая лежит в ТГц-области, является основным механизмом генерации терагерцового излучения при энергиях возбуждения, начиная с нескольких мкДж/см² [15, 16]. В полупроводниках, которые имеют достаточно большую область приповерхностного электрического поля, и являются нецентросимметричными, как GaAs, нелинейная поляризация на разностной частоте состоит из объемной и индуцированной приповерхностным электрическим полем частей [16]:

$$P_i = \chi_{ijk}^{(2)}(0; \omega, -\omega) E_j^\omega E_k^{\omega*} + \chi_{ijkx}^{(3)}(0; \omega, -\omega, 0) E_j^\omega E_k^{\omega*} F(t, x). \quad (1.11)$$

Здесь P_i – i -ая компонента вектора нелинейной поляризации, $\chi_{ijk}^{(2)}(0; \omega, -\omega)$ и $\chi_{ijkx}^{(3)}(0; \omega, -\omega, 0)$ – тензоры нелинейной восприимчивости 2-го и 3-го порядков соответственно для частоты разностной гармоники; $F(t, x)$ – напряженность электрического поля в приповерхностной области полупроводника в зависимости от времени и координаты вглубь образца (ось ox направлена по внутренней нормали к поверхности полупроводника, которая является в данном случае кристаллографической плоскостью (100)); E_j^ω – j -ая компонента амплитуды волны накачки на частоте ω .

Для кристаллов полупроводников $A^{III}B^V$, которые принадлежат к кубическому классу точечной симметрии T_d , тензор нелинейной восприимчивости 2-го порядка имеет единственную ненулевую компоненту $\chi_{ijk}^{(2)} = d_1$ [23]. На терагерцовых частотах, тензор нелинейной восприимчивости 3-го порядка будет иметь две ненулевые компоненты [16]: $\chi_{iiii}^{(3)} = d_{21}$ и $\chi_{ijij}^{(3)} = \chi_{ijji}^{(3)} = \chi_{ijji}^{(3)} = d_{22}$. При поворотах кристалла относительно оси ox введенной лабораторной системы координат выполняются соотношения:

$$\chi_{122}^{(2)\varphi} = \chi_{212}^{(2)\varphi} = \chi_{221}^{(2)\varphi} = -\chi_{133}^{(2)\varphi} = -\chi_{313}^{(2)\varphi} = -\chi_{311}^{(2)\varphi} = d_1 \sin(2\varphi), \quad \chi_{123}^{(2)\varphi} = d_1 \cos(2\varphi), \quad (1.12)$$

где φ – угол между осью ou лабораторной системы координат и кристаллографической осью $[010]$. Компоненты тензора $\chi_{ijkx}^{(3)}$ не изменяются при рассматриваемых поворотах. Таким образом, путем вращения кристалла

относительно оси [100], возможно отделение приповерхностного вклада в генерацию ТГц-излучения от объемного [16].

1.3.2 Исследование процесса экранировки приповерхностного электрического поля в n-GaAs

Вследствие широкозонности GaAs времена релаксации по импульсу и эффективные массы темновых и фотовозбужденных электронов можно, в отличие от InAs, считать одинаковыми при возбуждении излучением с длиной волны 800 нм. Для описания процесса субпикосекундной экранировки приповерхностного электрического поля используем кинетическое уравнение для ансамбля фотовозбужденных и темновых электронов в приближении времени релаксации по импульсу τ и уравнение для продольной составляющей электрического поля $F(x, t)$ в приближении широкоапертурной накачки (1.4):

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{4\pi e}{\varepsilon} \int d^3 \mathbf{v} v_x f(x, \mathbf{v}, t) = 0, \\ \frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{e}{m} F \frac{\partial f}{\partial v_x} = Q(x, \mathbf{v}, t) - \frac{f - f_0}{\tau}. \end{cases} \quad (1.13)$$

Здесь \mathbf{v} – скорость электрона, $f(x, \mathbf{v}, t)$ – функция распределения, τ – время релаксации по импульсу, m – эффективная масса электронов, ε – диэлектрическая проницаемость, e – элементарный заряд, $Q(x, \mathbf{v}, t)$ – генерационный член. Движение дырок не учитывается вследствие того, что их эффективные массы велики по сравнению с эффективными массами электронов [4]. Дифференцируя первое уравнение в (1.13) по времени и выражая из второго уравнения производную от функции распределения по времени, с использованием теоремы о равномерном распределении и уравнения Пуассона, получим нелинейное уравнение для напряженности приповерхностного электрического поля [24]:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{e}{m} F \frac{\partial F}{\partial x} + \omega_p^2 F - \frac{kT}{m} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{4\pi e kT}{\varepsilon m} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (1.14)$$

где T – температура ансамбля электронов, которая принималась равной температуре образца (явления разогрева не учитывались вследствие широкозонности GaAs); $\omega_p = \left(4\pi e^2 (N_d^+ + p(x)) / m\varepsilon\right)^{1/2}$ – плазменная частота, которая зависит от глубины; $p(x) = \frac{\alpha W}{h\omega} e^{-\alpha x}$ – объемная плотность дырок, α , W , $h\omega$ – коэффициент поглощения, поверхностная плотность энергии и энергия кванта излучения накачки соответственно. Можно по-

казать, что последним членом в (1.14) можно пренебречь, тогда уравнение (1.14) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{e}{m} F \frac{\partial F}{\partial x} + \omega_p^2 F - \frac{kT}{m} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = 0. \quad (1.15)$$

Граничные и начальные условия для (1.15):

$$F(x=0, t) = F_s, F(x \rightarrow \infty, t) = 0; F(x, t=0) = F_0(x), \frac{\partial F(x, t=0)}{\partial t} = 0. \quad (1.16)$$

Здесь F_s – напряженность электрического поля на поверхности, которая не зависит от времени при рассматриваемых процессах, поскольку заполнение поверхностных состояний не изменяется в течение одной-двух пикосекунд после фотовозбуждения; $F_0(x)$ – начальное распределение электрического поля в приповерхностной области, которое определяется дебаевской длиной экранирования и плотностью поверхностных состояний и может быть получено из стационарного уравнения (1.15) [24]:

$$F_0 - F_0 \frac{\partial F_0}{\partial x} - \gamma \frac{\partial^2 F_0}{\partial x^2} = 0, \quad (1.17)$$

где $\gamma = \frac{4\pi N_d^+ kT}{\varepsilon F_s^2}$. Интегрируя (1.17) по координате x , получим выражение

для начального напряжения поверхностного потенциального барьера [24]

$$\varphi_{s0} = \int_0^\infty F_0(x) dx = \frac{e F_s^2}{8\pi e N_d^+ (1 + 2\gamma)}. \quad \text{Отсюда } \gamma = -1/4 + \sqrt{1/2 + \frac{2kT}{e\varphi_{s0}}}.$$

Для решения уравнения (1.15) использовался метод прогонки с итерациями для неявной нелинейной разностной схемы с предварительным решением (1.17). Результаты расчета представлены на рис. 1.4, 1.5 для значений параметров $m=0.067m_0$, $\varepsilon=12.95$, $\alpha=1.2*10^4 \text{ см}^{-1}$ [4]; $\tau=2*10^{-13} \text{ с}$, $\varphi_{s0}=0.6 \text{ В}$ [24], и $N_d^+=1.6*10^{16} \text{ см}^{-3}$, $W=10^{-5} \text{ Дж/см}^2$. (рис. 1.4), $N_d^+=1.6*10^{15} \text{ см}^{-3}$, $W=1.4*10^{-7} \text{ Дж/см}^2$ (рис. 1.5). Как можно видеть, при достаточно больших накачках, когда $\omega_p \tau \gg 1$ ($\omega_p \tau \sim 8.4$, рис. 1.4) приповерхностное электрическое осциллирует во времени с плазменной частотой ω_p , изменяющейся по глубине, что соответствует бесстолкновительному режиму экранировки. В случае, когда $\omega_p \tau \leq 1$ ($\omega_p \tau \sim 1.1$, рис. 1.5) происходит плавное уменьшение величины приповерхностного электрического поля, поскольку режим экранировки является диффузионно-дрейфовым [24, 25].

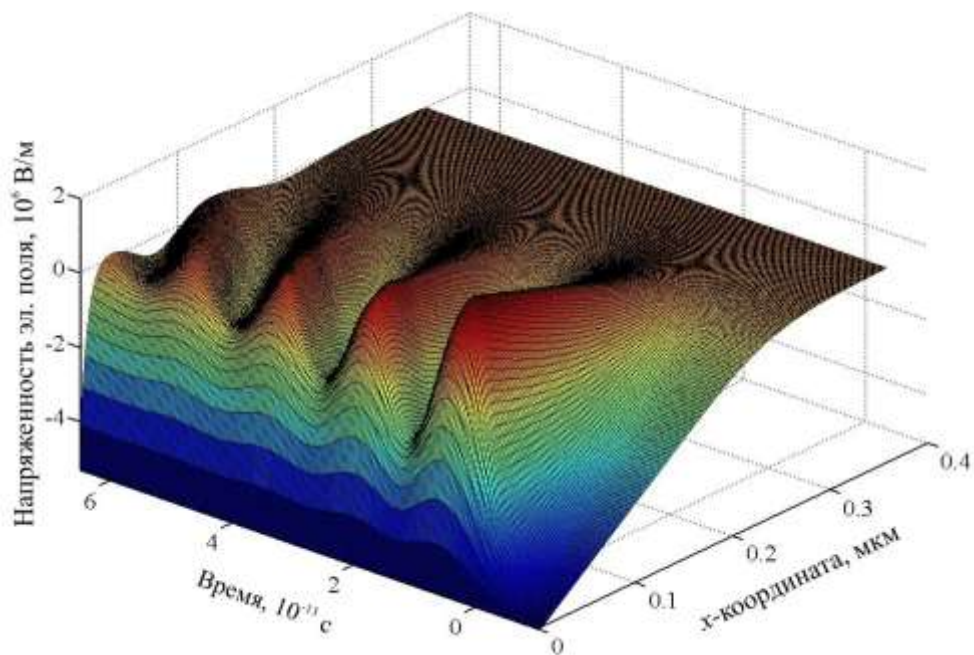


Рис 1.4. Зависимость напряженности приповерхностного электрического поля от времени и координаты для $N_d^+ = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $W = 10^{-5} \text{ Дж/см}^2$

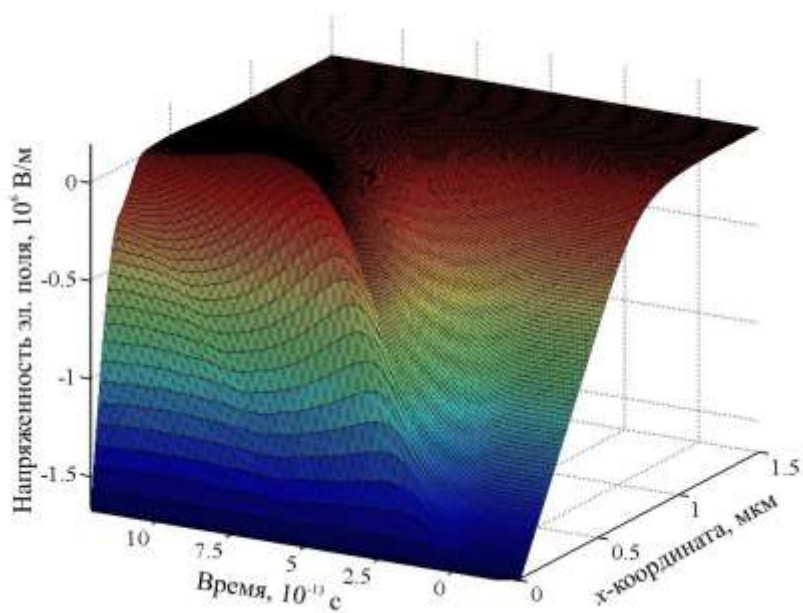


Рис 1.5. Зависимость напряженности приповерхностного электрического поля от времени и координаты для $N_d^+ = 1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $W = 1.4 \cdot 10^{-7} \text{ Дж/см}^2$

1.3.3. Влияние процесса экранировки приповерхностного электрического поля на форму импульсов ТГц-излучения

В волновой зоне напряженность поля ТГц-импульса $E_{ТГц}(t) \sim d^2\mathbf{P}/dt^2$. Величина нелинейной поляризации, обусловленной приповерхностным вкладом в генерацию, может быть представлена в виде $P = \chi^{(3)}I(t)\int_0^\infty F(x,t)e^{-\alpha x}dx$, где $I(t) = (cnE^2/8\pi)$ – интенсивность импульса накачки, временная форма которого принималась гауссовой, n – показатель преломления, $\chi^{(3)}$ – эффективная нелинейная восприимчивость, зависящая от угла накачки, показателя преломления и компонент нелинейной восприимчивости 3-го порядка $\chi_{iii}^{(3)} = d_{21}$ и $\chi_{ijj}^{(3)} = \chi_{iji}^{(3)} = \chi_{jji}^{(3)} = d_{22}$. Тогда для напряженности поля ТГц-излучения получим:

$$E_{ТГц} \approx \frac{8\pi S\chi^{(3)}}{c^3 nR} \frac{d^2}{dt^2} \left\{ I(t) \int_0^\infty F(x,t)e^{-\alpha x} dx \right\}, \quad (1.18)$$

где R – расстояние от излучающей области до точки детектирования, S – площадь излучающей области.

На рис. 1.6 представлены временные зависимости напряженности электрического поля ТГц-импульсов для различных длительностей импульса накачки (по полувысоте мощности) и $W=10$ мкДж/см², $N_d^+ = 1.6 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Видно, что уменьшение длительности возбуждения приводит к очень резкому увеличению амплитуды ТГц-импульса, который при этом приобретает форму, близкую к $d^2I(t)/dt^2$ вследствие слабого изменения напряженности приповерхностного поля в процессе накачки. При больших длительностях возбуждения форма ТГц-импульса содержит дополнительные осцилляции, обусловленные изменением $\int_0^\infty F(x,t)e^{-\alpha x}dx$ в процессе экранировки и, кроме того, является несимметричной относительно нулевого момента времени. Временные зависимости напряженности электрического поля ТГц-импульсов для различных энергий возбуждения и $N_d^+ = 1.6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при длительности импульса накачки, равной 100 фс, приведены на рис. 1.7. С ростом энергии возбуждения плазменная частота увеличивается, что приводит к увеличению изменения приповерхностного электрического поля за время накачки и также к появлению дополнительных осцилляций в форме ТГц-импульса. Кроме того, видно, что при изменении длительности накачки и ее интенсивности импульс ТГц-излучения может инвертироваться.

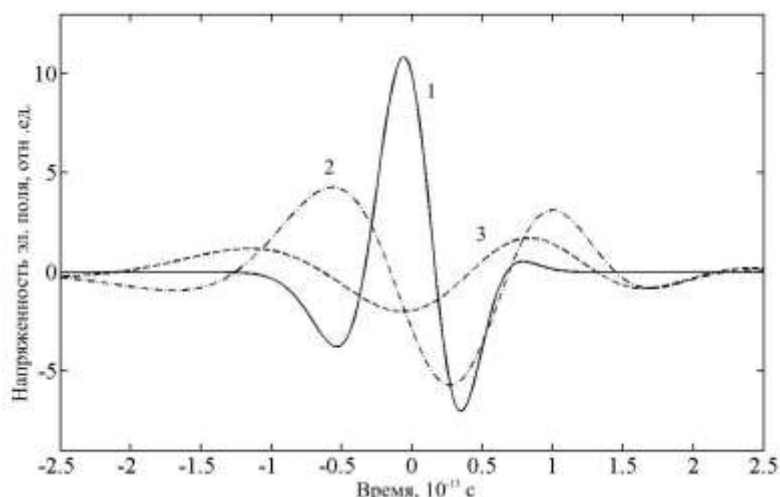


Рис. 1.6. Временные зависимости напряженности электрического поля терагерцового импульса. Линия 1 соответствует длительности импульса накачки 70 фс, 2 – 200 фс, 3 – 300 фс (графики 2 и 3 увеличены в 7 раз)

Представляет интерес использовать ТГц-излучение, генерируемое с помощью эффекта нелинейного оптического выпрямления, для экспериментального исследования субпикосекундной динамики экранировки приповерхностного электрического поля. Для этого необходимо посылать два последовательных возбуждающих субпикосекундных импульса. Первый (импульс накачки) будет инициировать процесс экранировки. Исследоваться будет ТГц-излучение, генерируемое вторым импульсом (зондирующий импульс), энергия которого должна быть меньше энергии импульса накачки, чтобы не вносить существенных искажений в процесс экранировки. Если длительность зондирующего импульса достаточно мала по сравнению со временем изменения приповерхностного поля, то пиковое значение генерируемого им ТГц-импульса будет пропорционально $\int_0^{\infty} F(t, x) e^{-\alpha x} dx$, что дает возможность получать информацию о

процессе экранировки в различные после фотовозбуждения моменты времени. Данный метод изучения динамики экранировки при фемтосекундном возбуждении может быть более предпочтительным, чем анализ изменений приповерхностного электрического поля посредством детектирования излучения 2-ой гармоники [26]. В отличие от ТГц-излучения, которое генерируется в приповерхностной области толщиной порядка микрометра, вклад в генерацию 2-ой гармоники дает лишь узкий приповерхностный слой толщиной в десятки нанометров из-за большого поглощения излучения суммарной частоты. Однако в данной области напряженность приповерхностного электрического поля слабо изменяет-

ся в процессе экранировки, вследствие малого изменения заполнения поверхностных состояний в течение 1-2 пс после накачки.

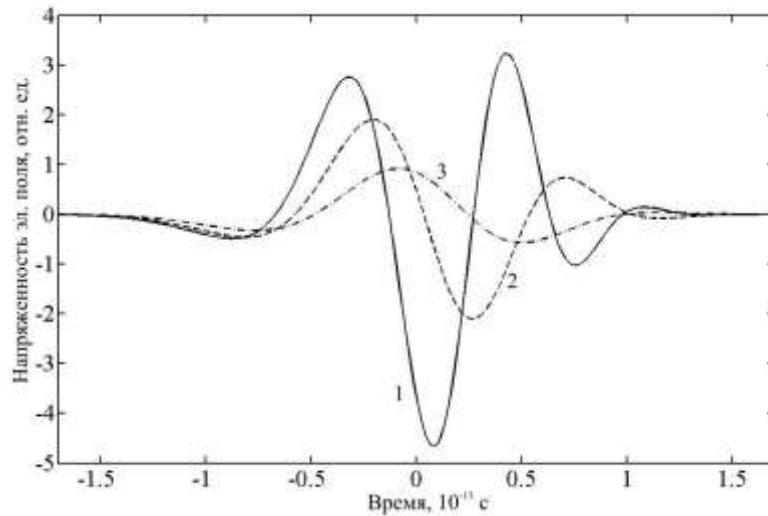


Рис. 1.7. Временные зависимости напряженности электрического поля терагерцового импульса. Линия 1 соответствует $W=50$ мкДж/см², 2 – $W=20$ мкДж/см², 3 – $W=5$ мкДж/см² (график 2 увеличен в 2 раза, 3 – в 5 раз)

Таким образом, нами исследованы процессы генерации ТГц-излучения однородными полупроводниками при фемтосекундной лазерной накачке, обусловленные как сверхбыстрым импульсом фототока, так и эффектом нелинейного оптического выпрямления индуцированного приповерхностным электрическим полем. Получено теоретическое обоснование как с помощью простейшей кинетической модели, так и с помощью метода Монте-Карло наблюдавшейся экспериментально немонотонной зависимости интенсивности ТГц-излучения от магнитного поля для узкозонных полупроводников. Установлено, что частота ТГц-излучения увеличивается с ростом индукции магнитного поля. Показано, что процесс экранировки приповерхностного электрического поля при фемтосекундном лазерном возбуждении полупроводников оказывает существенное влияние на форму импульса терагерцового излучения, генерируемого посредством эффекта нелинейного оптического выпрямления, индуцированного приповерхностным полем. При увеличении длительности возбуждения или его энергии в ТГц-импульсе появляются дополнительные осцилляции. Кроме того, возможно инвертирование импульса ТГц-излучения. Предложен метод экспериментального исследования процесса экранировки приповерхностного электрического поля при фемтосекундном возбуждении по терагерцовому отклику образца путем послышки двух импульсов накачки с варьируемой временной задержкой.

2. ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СТРУКТУРЫ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN НА КРЕМНИИ

Широкозонные полупроводники на основе соединений $A^{III}N$ (GaN, InN, AlN) являются очень перспективными для создания оптоэлектронных устройств ультрафиолетового (УФ) и инфракрасного (ИК) диапазонов спектра. Нитриды отличаются от других полупроводников группы $A^{III}B^V$ большей энергией связи атомов, химической и механической прочностью, благодаря чему приборы на их основе более долговечны и могут работать при более высоких температурах.

Использование нитридов позволило создать эффективные светоизлучающие диоды (СИД) и инжекционные лазеры (ИЛ) [27] фиолетового – зелёного диапазона спектра, который ранее был недоступен для полупроводниковых оптоэлектронных устройств [28].

Светоизлучающие диоды и лазеры на основе нитридов нашли и находят себе многочисленные применения в науке, промышленности и повседневной жизни.

Инжекционные лазеры используются в:

- устройствах оптической записи и считывания информации с большой плотностью записи (Blue-ray disc – до 100 Гб на диске стандартных размеров);
- устройствах для подводных и космических коммуникаций;
- локальных оптоволоконных линиях связи;
- дальномерех;
- устройствах зондирования и контроля состояния атмосферы и гидросферы;
- устройствах контроля технологических процессов в промышленности.

Нитрид галлия как полупроводник известен более тридцати лет, но лишь недавно началось его интенсивное использование в полупроводниковой технике. Это связано в первую очередь с развитием технологии – лишь сравнительно недавно удалось создать эпитаксиальные слои нитридов высокого качества. Но даже в настоящее время не разработаны способы выращивания монокристаллов нитрида галлия с размерами,

пригодными для коммерческого использования. Долгое время неразрешимой была проблема создания р-типа проводимости в нитриде галлия и создания низкоомных контактов к р-GaN.

За последние десять лет был достигнут большой прогресс в изучении свойств нитридных материалов и создании приборов на их основе. В то же время многие проблемы ещё не решены, что стимулирует проведение научных исследований в данной области. Исследуются механизмы рекомбинации неравновесных носителей, оптического усиления [29, 30], деградации приборов, совершенствуются технологии роста, обработки структур, создания контактов. Большинство исследований в данное время имеет скорее прикладной, чем фундаментальный характер, что свидетельствует о коммерциализации отрасли.

Наиболее важными применениями светоизлучающих приборов на основе нитридных квантоворазмерных структур считаются освещение помещений при помощи светоизлучающих диодов [31, 32] и устройства оптической записи информации с высокой плотностью записи. Кроме того, синие лазеры на основе нитридов индия и галлия считаются весьма перспективными для оптической накачки [33] зеленых лазеров с квантовыми точками CdSe [34]. Проблема широкого использования инжекционных лазеров заключается в их высокой стоимости и низком сроке службы из-за тепловой деградации. Одним из вариантов решения этой проблемы может стать переход с сапфировых подложек на кремниевые [35]. Применение кремниевых подложек требует оптимизации технологии роста и разработки волноводов для лазеров.

Целью данной работы стало исследование люминесцентных и генерационных характеристик GaN-лазеров и оптимизация волновода лазерной структуры с множественными квантовыми ямами (МКЯ), выращенной на кремниевой подложке.

Исследование и оптимизация лазерной структуры позволит создать коммерчески доступные ультрафиолетовые – синие инжекционные лазеры на кремнии.

2.1. Нитриды: Свойства, история, перспективы исследований

2.1.1. Физические и химические свойства нитридов

Соединения GaN, InN, AlN являются прямозонными полупроводниками. Это обуславливает высокую эффективность излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда и успешное применение нитридов в оптоэлектронике. Использование тройных (InGaN, AlGaN) и четверных (AlInGaN) соединений позволяет, в принципе, создать излучающие устройства ближнего УФ – ИК диапазона спектра. На рис. 2.1 приведена диаграмма изменения ширины запрещенной зоны и постоянной

решетки составных соединений AlInGaN в зависимости от доли Al, In и Ga.

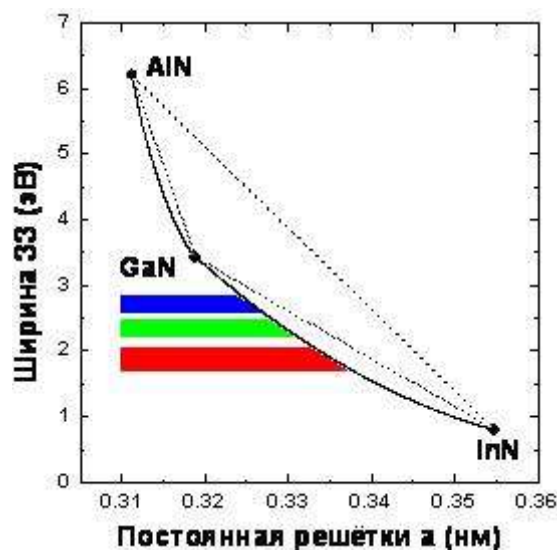


Рис. 2.1. Постоянная решетки и ширина запрещенной зоны твердых растворов нитридов индия, алюминия и галлия

Азот выделяется из элементов пятой группы тем, что имеет самый малый ковалентный радиус (0,7 Å для N; 1,10 Å для P; 1,18 Å для As; 1,36 Å для Sb) [36]. В связи с этим, нитриды характеризуются меньшей постоянной решетки по сравнению с другими соединениями $A^{III}B^V$, большой энергией связи (2,28 эВ для AlN; 2,2 эВ для GaN; 1,93 эВ для InN) [37] и высокой температурой плавления. Малый радиус атома азота по сравнению с Ga, In и Al обуславливают термодинамически устойчивую решетку типа вюрцит.

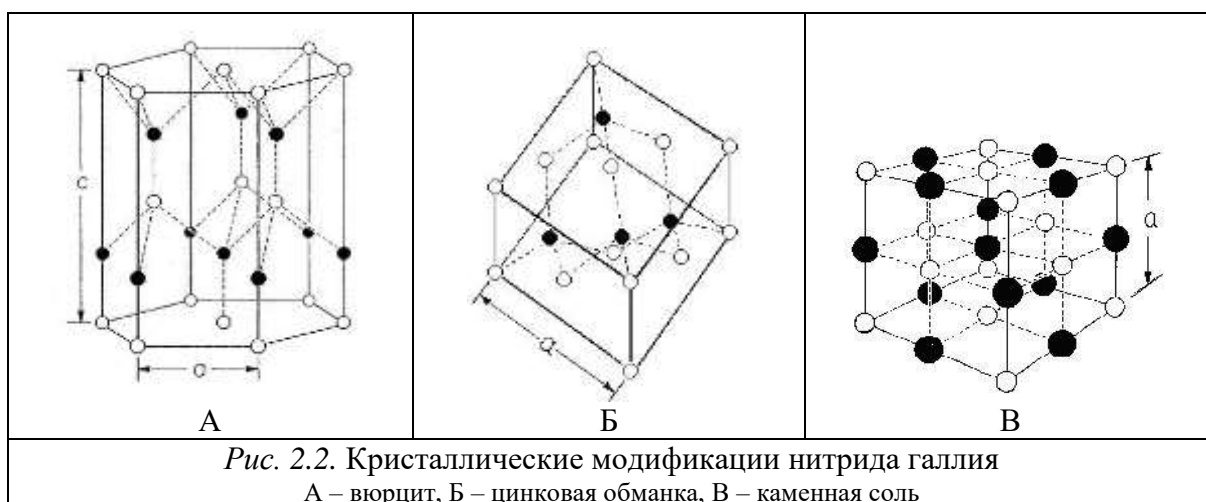
В настоящее время технология не позволяет выращивать монокристаллы GaN размером более одного сантиметра [38]. Монокристаллический нитрид галлия представляет собой прозрачный кристалл слегка желтоватого цвета, очень твердый, химически стойкий к действию растворителей (кислот и щелочей) [39]. GaN слабо растворим в подогретых щелочах, но травится только материал низкого качества, травление при этом происходит «по дефектам», что используется, например, для определения концентрации дислокаций по ямкам травления [40, 41].

Возможно существование нитрида галлия в трех кристаллических модификациях [42]:

- гексагональная типа «вюрцит» (рис. 2.2, А). Реализуется чаще всего, так как она наиболее стабильная при нормальных условиях. Вюрцит – гексагональная решетка наподобие графита. Элементарная ячейка содержит по 6 атомов каждого типа. Характеризуется двумя

постоянными решетки (a и c). Состоит из двух взаимопроникающих плотноупакованных гексагональных подрешеток из атомов одного типа, сдвинутых друг относительно друга вдоль оси c на расстояние $5c/8$;

- кубическая «цинковая обманка» (рис. 2.2, Б). Элементарная ячейка содержит по 4 атома каждого вида. Расположение атомов в ячейке аналогично расположению атомов в элементарной ячейке алмаза. Данная модификация получается при росте GaN на плоскостях (001) кубических подложек;
- кубическая «каменная соль» (рис. 2.2, В). При нормальных условиях данная модификация не свойственна III-нитридам, но может быть получена при высоком давлении (более 50 ГПа) [43];



Нитриды обладают высокими коэффициентами теплопроводности, что делает их особо перспективными для применений в мощных приборах. В тройных и четверных соединениях теплопроводность ниже, что обуславливается увеличением рассеяния акустических фононов на точечных дефектах и неоднородностях состава [44].

Основные физические параметры AlN, GaN и InN приведены в таблице 2.1.

2.1.2. История исследования нитридных структур

Первым среди III-нитридов был синтезирован AlN в конце 1920-х годов [45]. В 1932 году был получен нитрид галлия в химической реакции металлического галлия с аммиаком [46]. Чуть позже таким же методом был получен нитрид индия [47].

С конца 50-х годов XX века производились попытки получения монокристаллов GaN, но все, чего удалось достичь в результате экспериментов, – синтезировать небольшие игольчатые микрокристаллы длиной

Таблица 2.1.

Физические параметры нитридов алюминия, галлия и индия [42, 48, 49, 50, 51]

Материал	Постоянная решетки a , Å	Постоянная решетки c , Å	Энергия связи, эВ	Температура плавления, К	Коэфф. терм. расш., К ⁻¹		Теплопроводность, Вт/(см К)
					$\alpha_{ c} \cdot 10^6$	$\alpha_{Lc} \cdot 10^6$	
AlN	3,11	4,98	2,28	3487	4,2	5,3	3,0
GaN	3,19	5,19	2,20	2791	3,2	5,6	1,3-2,2
InN	3,54	5,71	1,93	2146	3,8	2,75	0,45-1,7

несколько микрометров [52]. В 1969 году был выращен слой GaN на сапфировой подложке методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) [53], что стимулировало активные исследования III-нитридов в 1970-х годах. Нелегированный нитрид галлия характеризуется n -типом проводимости, что объясняется влиянием вакансий азота [53, 54]. В эти годы были измерены физические параметры нитридов, такие как: ширина запрещенной зоны [55], постоянная решетки [56], показатель преломления [57]. Был создан первый синий СИД на основе структуры $M-i-n$ (металл – изолирующий слой GaN – n -GaN) [58]. При температуре 2 К удалось получить стимулированное излучение в микрокристаллах GaN [59].

В это же время началось развитие технологий эпитаксиального роста GaN, в частности, гидридной газофазной эпитаксии (HVPE), металлорганической газофазной эпитаксии (MOVPE), молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE). В качестве подложек в то время использовали сапфир или карбид кремния (модификация 6H-SiC). Рассогласование постоянных решетки GaN и подложки приводило к образованию большого количества дефектов (дислокаций, микротрещин) и делало невозможным выращивание больших по площади слоев нитрида галлия высокого качества. Лишь в середине восьмидесятых годов был совершен прорыв в технологии роста: было предложено выращивать тонкий буферный слой нитрида алюминия, что уменьшило количество микротрещин [60, 61]. Структуры с буферным слоем нитрида алюминия характеризовались большей подвижностью электронов и большей интенсивностью катодoluminesценции. Роль буферного слоя AlN заключается в создании центров зародышеобразования и уменьшении свободной энергии на границе GaN-подложка [62].

Чуть позже в качестве буферного слоя был предложен нитрид галлия, причем качество получающейся структуры сильно зависело от параметров буферного слоя. Кроме того, был усовершенствован метод подачи

газов в эпитаксиальном процессе, в частности, было предложено пустить поток газа, не участвующего в реакции, перпендикулярно подложке. Данный метод получил название двухпоточного химического осаждения из газовой фазы (TFMOCVD) [63, 64]. Впоследствии двухпоточная схема роста и использование буферного слоя GaN стали общепринятыми.

Долгое время оставалось проблемой создание дырочной проводимости в нитриде галлия. В качестве акцепторной примеси подходит магний. Однако первые слои GaN:Mg характеризовались очень высоким удельным сопротивлением ($>10^8$ Ом·см) [65]. Было установлено, что акцепторные примеси компенсируются собственными фоновыми дефектами *n*-типа и пассивацией акцепторов атомами водорода [66].

В конце 80-х годов было предложено обрабатывать GaN, легированный магнием, пучком низкоэнергетических электронов (метод LEEVI). Образцы, обработанные электронным пучком с энергией частиц 10 кэВ и полным током 60 мкА, имели удельное сопротивление 35 Ом·см и концентрацию дырок $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ [65]. Впоследствии с помощью данного метода удалось получить концентрацию дырок $3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и удельное сопротивление 0,2 Ом·см при обработке LEEVI. Недостатком данного метода является невозможность обработки толстых слоев.

Позже было установлено, что термическая обработка (отжиг) GaN в атмосфере азота значительно увеличивает концентрацию дырок в *p*-GaN [67], в то время как при отжиге в атмосфере аммиака (NH₃) их концентрация уменьшается [68]. Это означает, что на пассивацию акцепторов влияет именно водород, атомы которого образуют комплексы с атомами магния.

Улучшение качества слоев *p*-GaN позволило создать светоизлучающие диоды на основе нитридов. Первые голубые СИД на основе электронно-дырочного перехода *p*-GaN/*n*-GaN [65] и двойных гетероструктур InGaN/GaN [69] по эффективности намного превышали коммерчески доступные в то время СИД на основе карбида кремния (SiC) [70]. Однако по своим характеристикам они уступали светодиодам на основе узкозонных полупроводников A^{III}B^V. Для улучшения параметров необходимо было оптимизировать методы роста, легирования и решить проблему создания низкоомных контактов к *n*- и *p*-GaN.

Для нитрида галлия *n*-типа были разработаны омические контакты на основе металлических схем Ti, Al, Ti/Al, Ti/Au, Ti/Al/Au, Ti/Al/Ni/Au [71, 72], контактное сопротивление которых находилось в пределах 10^{-8} – 10^{-5} Ом·см², что является хорошим значением для полупроводниковых приборов.

Создание же омических контактов к p -GaN стало проблемой, поскольку трудно было найти металл с работой выхода большей, чем у нитрида галлия (7,5 эВ) [73]. В работе [74] было показано, что удельное контактное сопротивление уменьшается с увеличением работы выхода металла, но даже в лучшем случае оно оказывалось более 10^{-2} Ом·см². Исследования влияния термического воздействия на контактное сопротивление показали, что в процессе отжига происходит диффузия атомов азота из нитрида галлия в приконтактные слои металла, что негативно сказывается на контактном сопротивлении [73]. Диффузия азота происходит активно, если температура превышает 600°C [75]. Другой причиной высокого контактного сопротивления является химически абсорбированный кислород на поверхности GaN – окисная пленка создает дополнительный барьер для носителей заряда [76]. Для устранения окисла была предложена предварительная химическая обработка [77], которая позволила уменьшить удельное контактное сопротивление на два порядка. Вскоре после этого была предложена схема двухслойной металлизации с очень тонкими слоями Ni(10нм)/Au(5нм) с последующим отжигом в воздушной атмосфере [78]. В данном случае на поверхности нитрида галлия образовывался оксид никеля, который сам является хорошим полупроводником p -типа (концентрация дырок на два порядка больше, чем в GaN) и образует хороший омический контакт с золотом. Таким образом удалось достичь удельного контактного сопротивления ниже 10^{-4} Ом·см². Дальнейшее улучшение омических контактов было достигнуто путем оптимизации металлических слоев и предварительной обработки поверхности [79, 80].

Получение качественного нитрида галлия с дырочной проводимостью и создание хороших омических контактов к нему сделали возможным создание светоизлучающих диодов и инжекционных лазеров. Одними из первых были созданы СИД на $p-n$ переходе n -GaN/ p -GaN:Mg, излучающие на длине волны 370 нм, и СИД на основе структуры n -GaN:Si/ p -GaN:Mg, излучающие на длине волны 430 нм [81].

В начале 90-х годов были созданы мощные фиолетовые светоизлучающие диоды на основе двойных гетероструктур InGaN/GaN [82]. Данные СИД стали коммерчески доступными в 1994 благодаря разработкам японской фирмы Nichia Chemical Industries. В то время их внешняя квантовая эффективность составляла 2,4% при токе 20 мА [83]. В течение того же года мировой общественности были продемонстрированы СИД на одиночной квантовой яме (КЯ) InGaN/GaN фиолетового (длина волны 405 нм), синего (450 нм) и зеленого (525 нм) излучения [84, 85]. Данные устройства имели внешнюю квантовую эффективность 9,2% для фиоле-

товых, 8,7% для синих и 2,2% для зеленых СИД. Впоследствии квантовая эффективность синих и зеленых СИД была увеличена. По своим характеристикам они значительно обогнали СИД на основе соединений $A^{II}B^{VI}$, излучающие в том же спектральном диапазоне.

В 1996 году появились первые сообщения о лазерном эффекте при комнатной температуре при инжекционной импульсной накачке структуры с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN, выращенной на сапфировой подложке [86]. Длина волны лазерной линии была равна 415,6 нм, а полуширина линии 0,05 нм. Пороговая плотность тока составила 9,6 кА/см². В том же году был получен лазерный эффект в структуре с МКЯ на сапфире при комнатной температуре в непрерывном режиме [87]. Время жизни такого инжекционного лазера составляло всего лишь 1 секунду ввиду сильного разогрева активной области при протекании тока и, как следствие этого, деградации структуры. Путем оптимизации условий роста, омических контактов и профиля легирования удалось повысить время работы лазеров до 27 часов [88]. Однако для создания коммерчески конкурентоспособного изделия этого времени было недостаточно.

Малое время работы лазерного диода (ЛД) было обусловлено большим количеством дефектов, в частности, дислокаций. Для улучшения качества структуры была разработана новая технология эпитаксиального роста: метод последующего эпитаксиального наращивания (ELOG), который был предложен в 1997 году одновременно японскими [89] и американскими [90] исследователями. Они использовали для роста GaN на подложках из карбида кремния (6H-SiC) маску из аморфного оксида кремния, чтобы частично закрыть поверхность подложки. В таком случае рост материала GaN сначала происходит над окнами в маске, а потом продолжается в плоскости, параллельной подложке. Ввиду анизотропии скорости роста в плоскости подложки нитрид галлия растет быстрее, чем перпендикулярно ей, а концентрация дислокаций в GaN получается на два-три порядка ниже.

Использование метода ELOG и оптимизация параметров роста слоев GaN и AlGaIn, в частности, создание напряженных сверхрешеток AlGaIn/GaN, позволили увеличить время работы лазерных диодов на сапфире до 1000 часов [91]. Кроме того, была увеличена внешняя квантовая эффективность синих СИД [92].

2.1.3. Перспективы дальнейших исследований

Несмотря на большой прогресс в технологии роста, изучении физических процессов и создании приборов на основе квантоворазмерных

структур, содержащих нитриды индия, галлия и алюминия, многие проблемы ещё не нашли своего окончательного решения.

Одной из важных проблем является расширение рабочего диапазона длин волн светоизлучающих приборов. Наибольшую эффективность СИД и ЛД на основе InGaN имеют в синей области спектра. При продвижении в коротковолновую и длинноволновую области внешняя квантовая эффективность падает на несколько порядков. Желтая – красная области спектра охвачены высокоэффективными СИД на основе других полупроводников группы $A^{III}B^V$. А вот для создания ультрафиолетовых светодиодов и лазеров нитриды считаются самыми перспективными материалами. Дешевые и компактные УФ светодиодные излучатели найдут широкое применение в полиграфии, медицине, газовом анализе, освещении.

Другой проблемой является удешевление и повышение эффективности уже существующих светодиодов и инжекционных лазеров. Наилучшим решением этой проблемы считается переход с сапфировых подложек на кремниевые. Это несет в себе массу преимуществ:

- кремний – дешевый материал;
- кремний детально изучен, технология создания приборов на его основе хорошо отработана;
- теплопроводность кремния в несколько раз выше теплопроводности сапфира, значит, активная область СИД и ЛД на кремниевых подложках будет меньше перегреваться и, следовательно, возрастет срок службы приборов;
- в отличие от сапфира, кремний – проводящий материал, возможно создание в нем *n*- и *p*- типа проводимости;
- формирование резонаторов лазеров на кремнии возможно путем скалывания, в то время как лазеры на сапфире требуют дополнительной обработки;
- возможна интеграция электронных и оптоэлектронных устройств в одной микросхеме на кремниевой подложке.

Однако существуют серьезные препятствия на пути создания нитридных структур на кремнии:

- большое рассогласование параметров кристаллических решеток и разные коэффициенты термического расширения, что не позволяет создавать структуры с низкой концентрацией дислокаций и микротрещин,
- поглощение видимого излучения кремниевой подложкой, что увеличивает порог генерации ЛД и уменьшает его эффективность.

Решение первой проблемы требует оптимизации технологии роста структур, решение второй проблемы – оптимизации волноводов лазеров.

2.2. Методика эксперимента

Для изучения спектров фотолюминесценции (ФЛ) и генерации лазерной структуры с множественными квантовыми ямами при оптическом возбуждении применялся спектрально-измерительный комплекс, изображенный на рис. 2.3.

Для оптического возбуждения люминесценции и генерации лазерной структуры использовалось излучение импульсного азотного лазера ЛГИ-505 с длиной волны 337,1 нм. Длительность импульса составляла 8 нс, а частота повторения 1000 Гц. Мощность излучения варьировалась диском с плавно изменяющимся коэффициентом пропускания при его повороте вокруг собственной оси. Оптическая плотность аттенюатора могла изменяться от 0,12 до 2,14. Используя аттенюатор и фокусировку излучения при помощи линз можно было изменять плотность мощности оптической накачки в диапазоне 0,1-1000 кВт/см².

Излучение собиралось при помощи оптоволокна и конденсора и подавалось на вход спектрального прибора. Для уменьшения влияния рассеянного излучения лазера применялись оптические фильтры. Регистрация спектра на выходе спектрального прибора осуществлялась при помощи ПЗС линейки, содержащей 3000 светочувствительных элементов. Сигнал ПЗС линейки оцифровывался многоканальным анализатором и передавался на компьютер для отображения на экране, записи и последующей обработки. Это позволяло постоянно контролировать оптический сигнал и быстро производить настройку установки. Для регистрации обзорных спектров электролюминесценции СИД и фотолюминесценции лазерной структуры шириной до 273 нм использовался полихроматор с ПЗС линейкой. При измерениях спектральной структуры лазерной генерации, требующих высокого спектрального разрешения, вместо полихроматора применялся спектрограф СТЭ-1. Согласование уровня входного сигнала с динамическим диапазоном ПЗС линейки осуществлялось путем регулировки времени экспозиции измеряемого сигнала или удаления приемной площадки световода от излучающего образца. Спектральная чувствительность ПЗС линейки позволяла регистрировать сигналы в спектральном интервале 300-1100 нм.

Для возбуждения генерации лазерной структуры луч лазера фокусировался при помощи сферической и цилиндрической линз на поверхности гетероструктуры в полоску шириной 100 мкм, перпендикулярную сколам, играющим роль зеркал резонатора.

Угловое распределение интенсивности излучения в дальнем поле генерации лазерной структуры измерялось при помощи оптоволоконной системы (рис. 2.4). Измерение углов производилось в плоскости, перпендикулярной плоскости гетероструктуры. Отрицательные углы отсчитывались от плоскости гетероструктуры в направлении подложки. Шаг изменения угла выбирался равным 2° . Для последующей обработки данные спектрально-угловых измерений импортировались в компьютерную систему Origin 6.0, где для измеренных углов и длин волн составлялась матрица соответствующих им интенсивностей излучения.

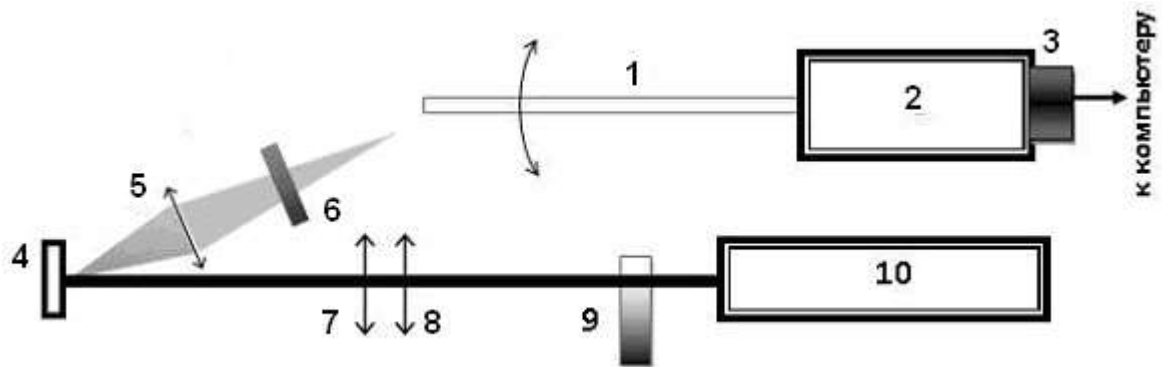


Рис. 2.3. Блок-схема экспериментальной установки для изучения фотолюминесценции и генерации лазерных структур при оптическом возбуждении: 1 – световод; 2 – полихроматор; 3 – ПЗС линейка; 4 – исследуемая лазерная структура; 5 – конденсор; 6 – оптический фильтр; 7 – сферическая линза; 8 – цилиндрическая линза; 9 – градиентный attenuator; 10 – азотный лазер ЛГИ-505

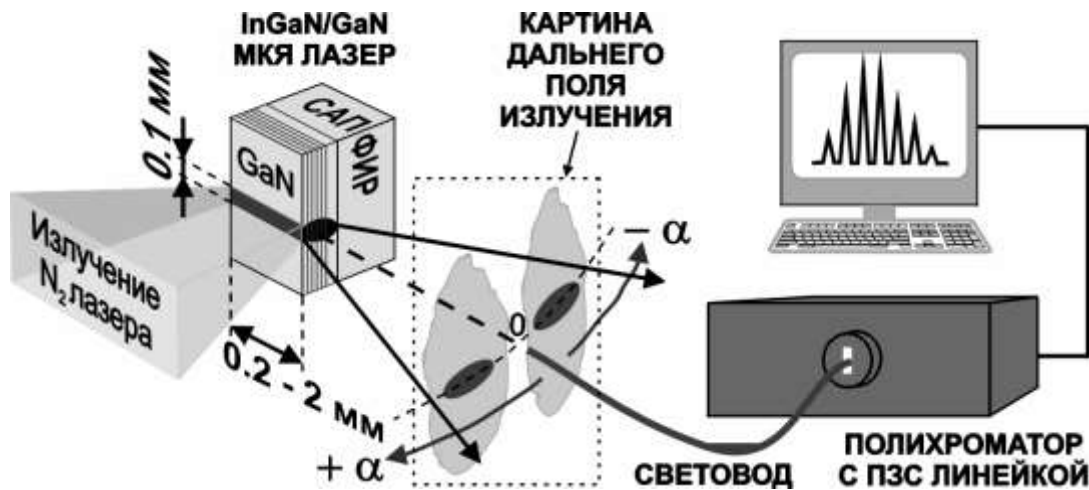


Рис. 2.4. Схема регистрации спектрально-углового распределения интенсивности в дальнем поле излучения InGaN/GaN МКЯ лазера

2.3. Методика моделирования генерационных характеристик квантоворазмерных лазеров

Полупроводниковый лазер содержит оптический резонатор. Для моделирования его генерационных характеристик необходимо найти моды резонатора, коэффициенты отражения от границы лазерная структура – воздух, фактор оптического ограничения, коэффициент внутренних оптических потерь, пороговый коэффициент усиления (ПКУ), распределение интенсивности в ближнем и дальнем поле. Наиболее общий подход к решению задач электродинамики, в том числе и электродинамики оптических волноводов и резонаторов, состоит в решении уравнений Максвелла с учетом материальных уравнений и граничных условий [93].

Для немагнитной слоистой полупроводниковой структуры, которая исследуется в данной работе, уравнения Максвелла вместе с материальными уравнениями при отсутствии сторонних токов и зарядов приводят к волновому уравнению [94]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.1)$$

где \vec{E} – вектор напряженности электрического поля, n – показатель преломления, c – скорость света в вакууме.

При гармоническом изменении напряженности во времени волновое уравнение сводится к уравнению Гельмгольца в пределах каждого слоя:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + n^2 k_0^2 \mathbf{E} = 0, \quad (2.2)$$

где k_0 – волновое число в вакууме. Для напряженности магнитного поля получается аналогичное уравнение. На практике наибольший интерес представляет вектор электрической напряженности, поскольку он играет основную роль при взаимодействии излучения с веществом.

На рис. 2.5 представлено расположение осей декартовой системы координат относительно структуры. Будем считать, что световые волны распространяются в резонаторе в направлении Oz . Поскольку размеры резонаторов квантоворазмерных лазеров в направлениях Oy и Oz гораздо больше, чем в направлении Ox , можно считать [95], что вдоль оси Oy поле однородно, а вдоль оси Oz напряженность электрического поля описывается функцией типа бегущей волны

$$E(x, z) = E_0 \varphi(x) e^{i\beta z}, \quad (2.3)$$

где E_0 – амплитуда, $\varphi(x)$ – нормированная функция, описывающая распределение поля вдоль координаты x , i – мнимая единица, β – постоянная распространения волны.

В данной задаче собственные решения волнового уравнения распадаются на два независимых класса: поперечно-электрические (ТЕ) (вектор электрической напряженности имеет только одну ненулевую компоненту E_y , которая лежит в плоскости структуры) и поперечно-магнитные (ТМ) (вектор магнитной напряженности имеет только одну ненулевую компоненту H_y , которая лежит в плоскости структуры).

В данной работе все расчеты производились для ТЕ-мод. Уравнение Гельмгольца (2.2) с учетом (2.3) и отсутствия зависимости напряженности от координаты y приводит к уравнению:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} + n^2k_0^2\varphi(x) = 0. \quad (2.4)$$

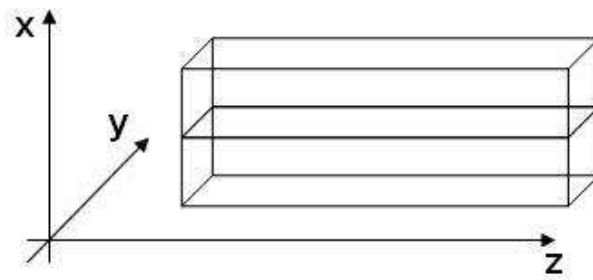


Рис. 2.5. Расположение системы координат по отношению к лазерной структуре

Граничные условия отражают непрерывность электрической и магнитной напряженностей на границе между слоями структуры, что равносильно в случае ТЕ мод непрерывности электрической напряженности и её производной по переменной x . Физически имеющими смысл являются решения, стремящиеся к нулю на бесконечности.

Собственные значения дифференциального уравнения (2.4) β_n называются постоянными распространения мод. Соответствующие им собственные функции $\varphi_n(x)$ образуют полный ортонормированный набор. Условие ортонормированности собственных функций:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_m^*(x)\varphi_k(x) dx = \delta_{mk}, \quad (2.5)$$

где δ_{mk} – дельта-символ Кронекера, а знак звездочки обозначает комплексное сопряжение.

Зная постоянную распространения, можно определить эффективный показатель преломления для моды [96]

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}. \quad (2.6)$$

Его действительная часть дает собственно модовый показатель преломления n_m , а мнимая – коэффициент поглощения ($\text{Im}>0$) либо усиления ($\text{Im}<0$), обозначаемый α :

$$n_m = \text{Re}\beta, \quad (2.7)$$

$$\alpha = 2\text{Im}\beta. \quad (2.8)$$

Фактор оптического ограничения Γ_m моды номер m определяется как доля интенсивности излучения, приходящегося на активную область, и рассчитывается по формуле:

$$\Gamma_m = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_m(x) \varphi_m^*(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_m(x) \varphi_m^*(x) dx}, \quad (2.9)$$

причем в числителе интегрирование производится только по активным слоям структуры.

В реальном случае волновод не бесконечен по направлению Oz – он обрывается. При падении волны на границу структура – воздух происходит частичное отражение волны. В полупроводниковых лазерах обрыв волновода осуществляется на зеркалах.

В случае квантоворазмерных структур нельзя пользоваться формулами Френеля для определения коэффициентов отражения волн, падающих на границу структура – воздух, поскольку толщины слоев на один-два порядка меньше длины волны видимого света. Это означает, что при отражении от границы происходит дифракция света, и в данном случае нельзя ею пренебрегать.

В таком случае решение для поля волны внутри и снаружи структуры ищется в виде ряда (или интеграла) по собственным функциям [97].

Если на открытый конец волновода ($z=0$) падает мода номер m с амплитудой a , т.е.

$$E_y^{nad} = a \varphi_m(x) e^{i\beta_m z}, \quad (2.10)$$

то отраженная волна представляется в виде ряда

$$E_y^{omp} = \sum_{n=1}^{+\infty} a_n \varphi_n(x) e^{-i\beta_n z}, \quad (2.11)$$

а прошедшая волна, которая должна удовлетворять условию излучения, представляется в виде интеграла Фурье по собственным функциям пустого пространства:

$$E_y^{прош} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} a(\lambda) e^{i\lambda x + i\sqrt{k_0^2 - \lambda^2} z} d\lambda, \quad (2.12)$$

где λ – это не длина волны света, а коэффициент в интегральном преобразовании Фурье, физический смысл которого – проекция на ось Ox волнового вектора в свободном пространстве.

На границе гетероструктура – воздух ($z=0$) должна быть непрерывна компонента поля E_y и её производная по z , т.е.

$$E_y \Big|_{z=0+0} = E_y \Big|_{z=0-0}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} \Big|_{z=0+0} = \frac{\partial E_y}{\partial z} \Big|_{z=0-0}. \quad (2.14)$$

Из условий непрерывности

$$a(\lambda) = a\hat{\varphi}_m(\lambda) + \sum_{n=1}^{+\infty} a_n \hat{\varphi}_n(\lambda), \quad (2.15)$$

$$i\beta_m a\varphi_m(x) - i\sum_{n=0}^{+\infty} \beta_n a_n \varphi_n(x) = i\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{k_0^2 - \lambda^2} a(\lambda) e^{i\lambda x} d\lambda, \quad (2.16)$$

где $\hat{\varphi}_n(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_n(x) e^{-i\lambda x} dx$ – интеграл Фурье.

Из (2.12) и (2.13) получаем

$$i\beta_m a\varphi_m(x) - i\sum_{n=1}^{+\infty} \beta_n a_n \varphi_n(x) = i\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{k_0^2 - \lambda^2} \left(a\hat{\varphi}_m(\lambda) + \sum_{n=1}^{+\infty} a_n \hat{\varphi}_n(\lambda) \right) e^{i\lambda x} d\lambda. \quad (2.17)$$

После умножения на комплексно сопряженное к собственной функции $\varphi_k^*(x)$ и интегрирования по x от $-\infty$ до $+\infty$, получается система линейных уравнений относительно N неизвестных коэффициентов разложения a_n :

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_n (A_{nk} + \beta_n \delta_{nk}) = a(\beta_m \delta_{mk} - A_{mk}), \quad (2.18)$$

где матричный элемент $A_{nk} = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\varphi}_k^*(\lambda) \sqrt{k_0^2 - \lambda^2} \hat{\varphi}_n(\lambda) d\lambda$.

Невозможно учесть все моды (к тому же при определенном значении β моды становятся не дискретными, а образуют континуум), поэтому на практике ограничиваются $N=10-20$ модами. В случае, когда число дискретных мод велико, континуум мод можно не учитывать.

После решения системы (2.18) для каждой моды $m = \overline{1, N}$, получается набор коэффициентов a_{mn} . Отношение $r_{mn} = a_{mn} / a_m$ показывает, какая доля от первоначально падающей моды номер m отражается в моду номер n . В случае «отражения в себя», r_{mm} есть коэффициент отражения по амплитуде для данной моды от границы гетероструктуры. Величина $R_m = |r_{mm}|^2$ – это коэффициент отражения моды по интенсивности.

Поскольку r_{mn} – комплексное число, то оно учитывает изменение не только амплитуды, но и фазы волны. Матрица $r = [r_{mn}]$ называется матрицей трансформации волны.

Электрическая напряженность ближнего поля находится по формуле (2.12) с учетом (2.15), полагая $z=0$:

$$E_y^{\text{ближн}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} a(\lambda) e^{i\lambda x} d\lambda. \quad (2.19)$$

Аналогично находится электрическая напряженность в дальней зоне (расстояние до точки наблюдения намного больше длины волны)

$$E_y^{\text{дальн}}(\psi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} a(\lambda) e^{i\lambda \cos \psi + i\sqrt{k_0^2 - \lambda^2} \sin \psi} d\lambda. \quad (2.20)$$

На основании амплитудного условия генерации лазера [98], пороговый материальный коэффициент усиления для моды номер m равен

$$k_m = \frac{1}{\Gamma_m} \left(\alpha_m + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_m} \right). \quad (2.21)$$

Основной проблемой для расчета генерационных характеристик квантоворазмерных лазеров является трудность решения уравнения Гельмгольца (2.5) и нахождения его собственных значений, так как квантово-размерная структура содержит несколько десятков слоев.

Для решения уравнения Гельмгольца и нахождения его собственных значений использовался численный метод конечных элементов, реализованный в среде физического моделирования Comsol Multiphysics 3.2. Моделирование состояло из нескольких этапов.

Сначала задавались геометрические размеры слоев и показатели преломления в каждом из них. В качестве первого слоя выбирался достаточно толстый слой воздуха с показателем преломления, равным единице. В качестве граничных условий выбирались граничные условия Неймана (равенство нулю производной функции по координате x). Далее область решения автоматически разбивалась на элементы, на которых решалась задача. В случае необходимости число элементов разбиения увеличива-

лось. После этого автоматически производилось решение задачи. Полученные в результате собственные функции и собственные значения передавались в среду технических вычислений MatLab 7.0 для дальнейшей обработки. Для расчета генерационных характеристик была написана программа в среде MatLab 7.0.

Перед выполнением программы задавались имя директории и имя файла, в который будут сохраняться результаты; длина волны света для которой производятся вычисления; коэффициент поглощения в подложке, длина резонатора лазера, координаты начала и конца структуры, начала подложки, начала и конца всех квантовых ям.

Программа считывала из экспортированной fem-структуры собственные значения и собственные функции, производила сортировку значений функции по возрастанию координаты и нормализацию собственных функций. По собственным значениям находились постоянные распространения. Далее численно производились интегральные преобразования Фурье для собственных функций и на их основе рассчитывались матричные элементы A_{mk} . Решение уравнения (2.17) в матричной форме сразу давало матрицу трансформации волн $[r_{mk}]$, из которой находились коэффициенты отражения по интенсивности R_m . После этого рассчитывались фактор оптического ограничения, коэффициент локализации излучения в подложке и коэффициент внутренних оптических потерь, и на их основании – пороговый материальный коэффициент усиления. Путем обратных преобразований Фурье находилось ближнее (по формуле (2.19)) и дальнее (по формуле (2.20)) поле излучения.

2.4. Генерационные характеристики квантоворазмерной лазерной структуры с МКЯ InGaN/GaN

2.4.1. Лазерная структура с МКЯ InGaN/GaN на кремнии

Исследуемая структура (на рис. 2.6 изображен профиль показателя преломления структуры с указанием толщин слоев) с множественными квантовыми ямами была выращена на подложке кремния (111) сотрудниками Института полупроводниковой техники (г. Аахен, Германия) методом MOVPE в реакторе серии AIX. На кремниевую подложку были последовательно нанесены следующие слои: AlN(103 нм), AlGaN(85 нм), GaN(540 нм), AlN(78 нм), AlGaN(130 нм), GaN(700 нм), 10 квантовых ям InGaN(3,32 нм)/GaN(3,72 нм) и покровный слой GaN(45 нм). В качестве газов-источников при эпитаксиальном росте использовались: для галлия – триметилгаллий, для азота – аммиак, для алюминия – триметилалюминий, для индия – триметилиндий. В качестве газов-носителей применялись водород и азот. Подобные структуры на кремнии ранее показали достаточно низкие пороги генерации [99, 100].

Буферные слои AlN/AlGaN выращивались для уменьшения концентрации дефектов в структуре [101]. Активная область содержала 10 квантовых ям InGaN/GaN.

Толщины слоев определялись по скорости и времени роста и уточнялись при помощи рентгеновских измерений. Структурные данные были предоставлены сотрудниками Института полупроводниковой техники (г. Аахен).

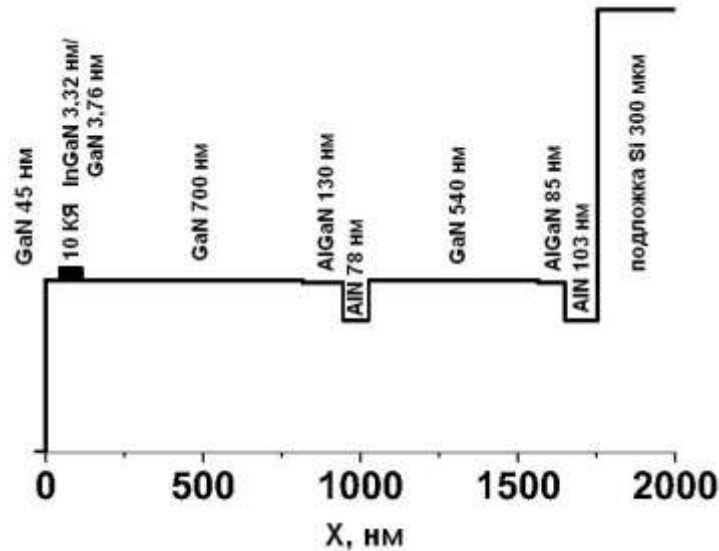


Рис. 2.6. Профиль показателя преломления исследуемой структуры

2.4.2. Генерационные характеристики лазера с МКЯ InGaN/GaN на кремнии при оптическом возбуждении

Исследование фотолюминесценции лазерной структуры с квантовыми ямами InGaN/GaN на кремнии в широком диапазоне плотностей мощности накачки при комнатной температуре (рис. 2.7) показало, что при уровнях накачки меньше 15 кВт/см^2 в спектре ФЛ преобладает широкая полоса желтой люминесценции из покровного и барьерных слоев GaN. Это затрудняет определение положения пика люминесценции при низких уровнях возбуждения. При более высоких интенсивностях возбуждающего излучения проявляется полоса из множественных квантовых ям.

Зависимости положения максимума фотолюминесценции и её эффективности от плотности мощности возбуждения при комнатной температуре представлены на рис. 2.8. Эффективность ФЛ незначительно возрастает с увеличением накачки, при этом пик ФЛ сдвигается в коротковолновую область. Такое поведение фотолюминесценции, скорее всего, связано с заполнением состояний на неоднородностях состава квантовых

ям (существует тенденция образования в InGaN кластеров, обогащенных индием).

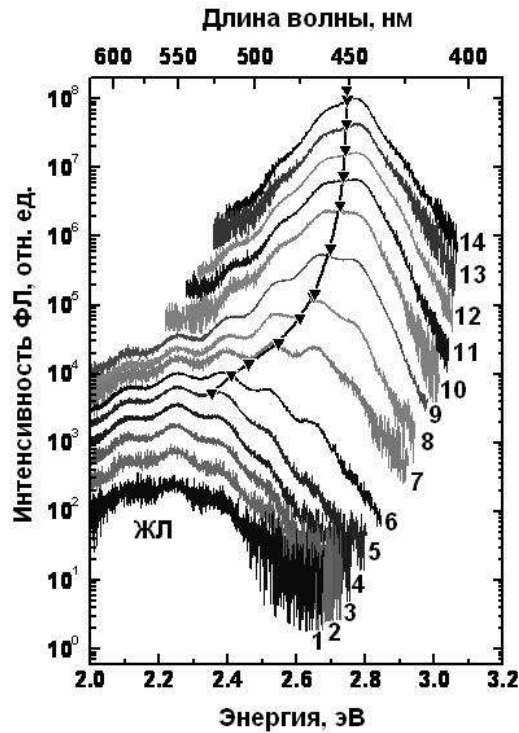


Рис. 2.7. Интенсивность ФЛ лазерной структуры с МКЯ InGaN/GaN при комнатной температуре и различных плотностях мощности возбуждения I_B
 1 – $I_B=0,2$ кВт/см², 2 - $I_B=0,4$ кВт/см², 3 - $I_B=0,9$ кВт/см², 4 - $I_B=1,8$ кВт/см², 5 - $I_B=3,3$ кВт/см²,
 6 - $I_B=6,6$ кВт/см², 7 - $I_B=14,5$ кВт/см², 8 - $I_B=30$ кВт/см², 9 - $I_B=57$ кВт/см², 10 - $I_B=125$ кВт/см²,
 11 - $I_B=250$ кВт/см², 12 - $I_B=470$ кВт/см², 13 - $I_B=920$ кВт/см², 14 - $I_B=2000$ кВт/см².

Из исследуемой лазерной структуры был сформирован резонатор в виде полоски шириной около 2 мм и длиной 125 мкм путем скола по плоскостям спайности. Излучение возбуждающего лазера было сфокусировано в пучок шириной 100 мкм. Смещая образец по отношению к возбуждающему пучку можно было исследовать генерационные свойства квантоворазмерного лазера для различных участков образца. Пороговая плотность мощности возбуждения составила 250 кВт/см² для резонатора длиной 125 мкм. Изучение дальнего поля генерации производилась при плотности мощности накачки 400 кВт/см².

Контурные графики на рис. 2.9 дают спектрально-угловое распределение интенсивности в дальней зоне при возбуждении генерации в двух различных местах образца. В случае рис. 2.9а наблюдались высокоинтенсивные максимумы интенсивности при наблюдении под углами $\pm 35^\circ$ и небольшой максимум под углом 0° . В случае рис. 2.9б наблюдались высокоинтенсивные максимумы под углами $\pm 43^\circ$ и максимумы с низкой интенсивностью под углами $\pm 12^\circ$.

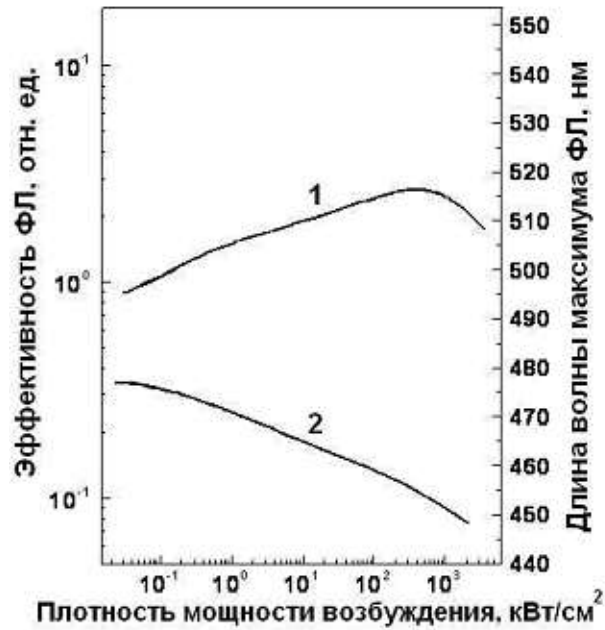


Рис. 2.8. Зависимость положения максимума фотолюминесценции и её эффективности от плотности мощности возбуждения при комнатной температуре
1 – эффективность ФЛ, 2 – длина волны максимума ФЛ

Для объяснения различий в наблюдаемой интенсивности дальнего поля при возбуждении в различных местах образца было проведено моделирование генерационных характеристик исследуемого лазера согласно описанной выше методике. Расчет производился для длины световой волны 446 нм (в вакууме). Значения показателей преломления слоев приведены в табл. 2.2.

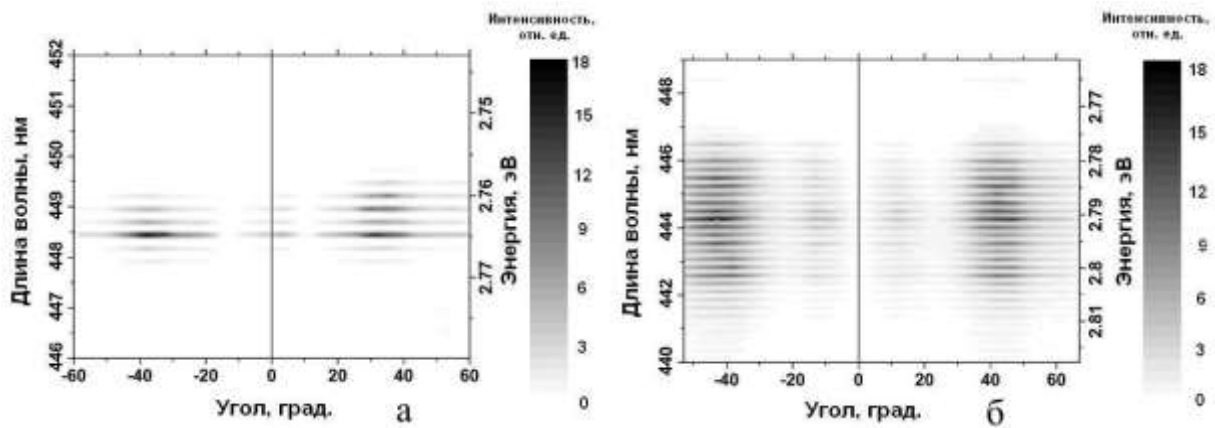


Рис. 2.9. Спектрально-угловое распределение интенсивности в дальней зоне при возбуждении генерации в двух различных местах образца (а и б)

Расчитанное распределение интенсивности дальнего поля для первых десяти мод показано на рис. 2.10.

Таблица 2.2

Показатели преломления веществ слоев гетероструктуры

Вещество	GaN	AlGaN	AlN	InGaN	Si
Показатель преломления	2,446	2,424	2,110	2,55	4,716+0,156 i

В эксперименте наблюдались высокоинтенсивные максимумы под углами $\pm 35^\circ$ и $\pm 43^\circ$, что соответствует распределению интенсивности в дальней зоне для четвертой и пятой мод. Это означает, что на участке а образца происходит генерация на четвертой моде, а на участке б – на пятой.

Расчитанные факторы оптического ограничения и коэффициенты отражения для первых тринадцати мод представлены на рис. 2.11. Коэффициент усиления почти монотонно возрастает с увеличением порядка моды, что закономерно, поскольку возрастает угол падения моды на границу лазерная структура – воздух. Фактор оптического ограничения ведет себя немонотонно и принимает максимальное значение для четвертой и пятой мод.

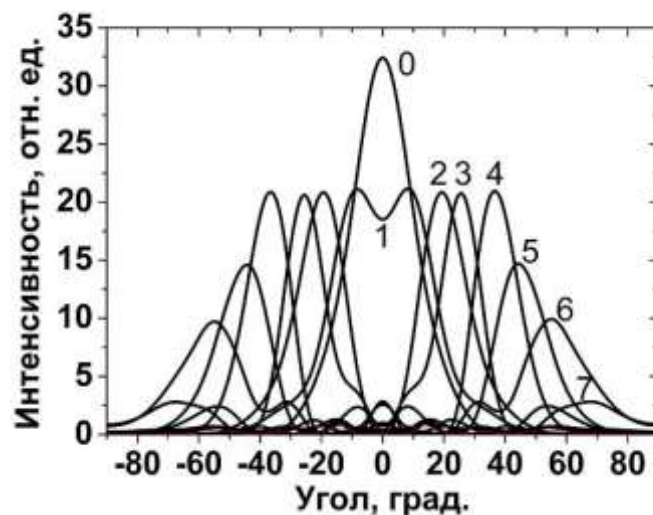


Рис. 2.10. Распределение интенсивности в дальней зоне для первых десяти мод
Числа возле графиков обозначают порядок моды

Зависимость порогового коэффициента усиления от номера моды представлена на рис. 2.12. Пороговый коэффициент усиления минимален для четвертой и пятой мод. Генерация на низших модах не происходит по причине малости коэффициента отражения, а на высших – по причине сильного поглощения в кремниевой подложке.

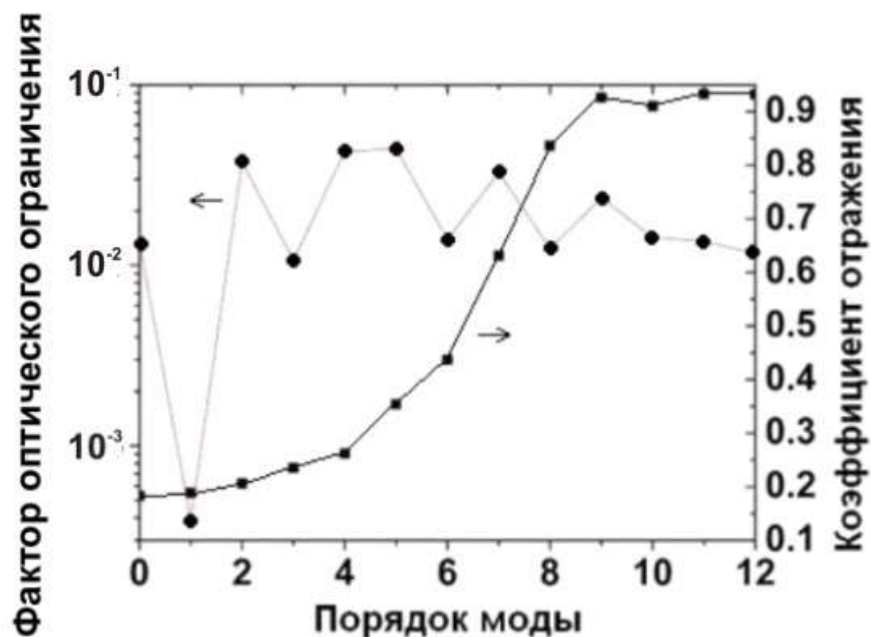


Рис. 2.11. Фактор оптического ограничения и коэффициенты отражения для первых тринадцати мод

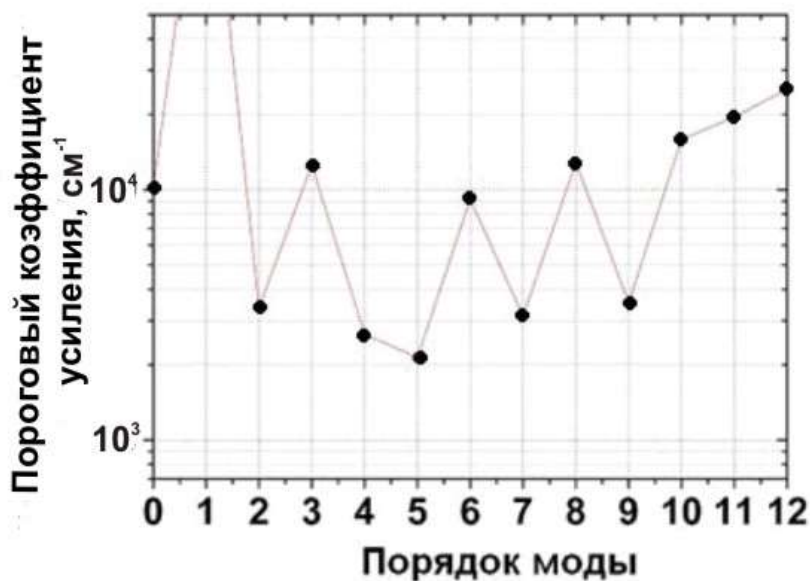


Рис. 2.12. Пороговый коэффициент усиления для первых тринадцати мод

Возможной причиной различий картины генерации в зависимости от участка образца мог стать неоднородный в плоскости подложки рост структуры. Для проверки этого предположения были промоделированы генерационные характеристики той же исследуемой структуры, но сжатой или растянутой на $\pm 10\%$ с шагом 2%. Результаты моделирования приведены на рис. 2.13.

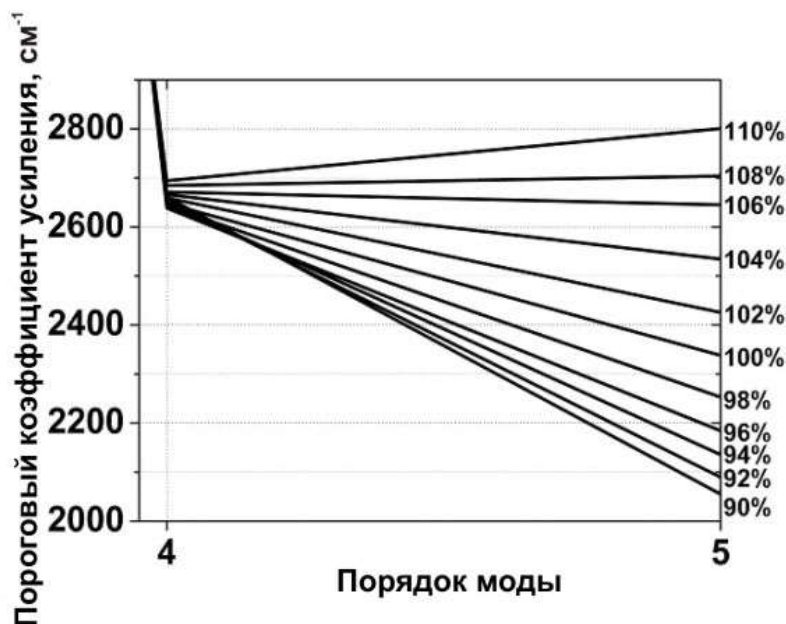


Рис. 2.13. Пороговый коэффициент усиления для структуры растянутой на $\pm 10\%$

Растяжение и сжатие всей структуры как целого несущественно сказывается на четвертой моде, зато для пятой моды пороговый коэффициент усиления изменяется на 760 см^{-1} . При пропорциональном увеличении толщин всех слоев приблизительно в 1,06 раз пороговые коэффициенты усиления для четвертой и пятой мод становятся равными. Результаты моделирования подтверждают предположение о влиянии неравномерности роста на генерационные характеристики лазерной структуры.

2.4.3. Оптимизация волновода лазера с МКЯ InGaN/GaN на кремнии

Для оптимизации исследуемого лазера с МКЯ InGaN/GaN на кремниевой подложке требовалось найти толщины эпитаксиальных слоев, при которой пороговый коэффициент усиления минимален. При этом возможно варьировать только толщины слоев GaN1(700 нм) и GaN2(540 нм). Изменение толщины квантовых ям и барьеров привело бы к изменению энергетического спектра свободных электронов в структуре и, следовательно, к изменению длины волны генерации. Толщины слоев AlGaN и AlN подобраны специальным образом для уменьшения концентрации дефектов в структуре, значит, варьировать их толщину также нельзя. Покровный слой GaN достаточно тонкий и не сильно влияет на генерационные характеристики.

Диапазон изменения толщин слоев GaN1 и GaN2 был выбран от 300 нм до 900 нм из соображений наименьшей концентрации дефектов в структуре при росте. Шаг изменения толщины был выбран равным 50 нм. Результаты моделирования записывались в файл данных и на его ос-

новании далее строились двухмерные контурные графики, которые представлены для второй и пятой мод на рис. 2.14, 2.15.

Темные области на контурных графиках соответствуют пороговому коэффициенту усиления менее 1000 см^{-1} . На основании результатов расчетов были определены оптимальные толщины слоев нитрида галлия. Их значения для четвертой – девятой мод приведены в таблице 2.3.

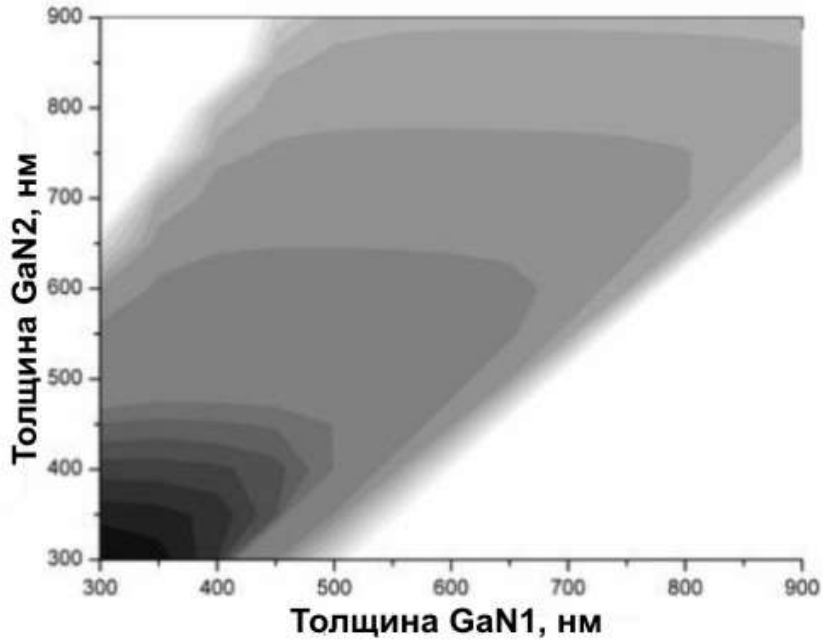


Рис. 2.14. ПКУ для второй моды

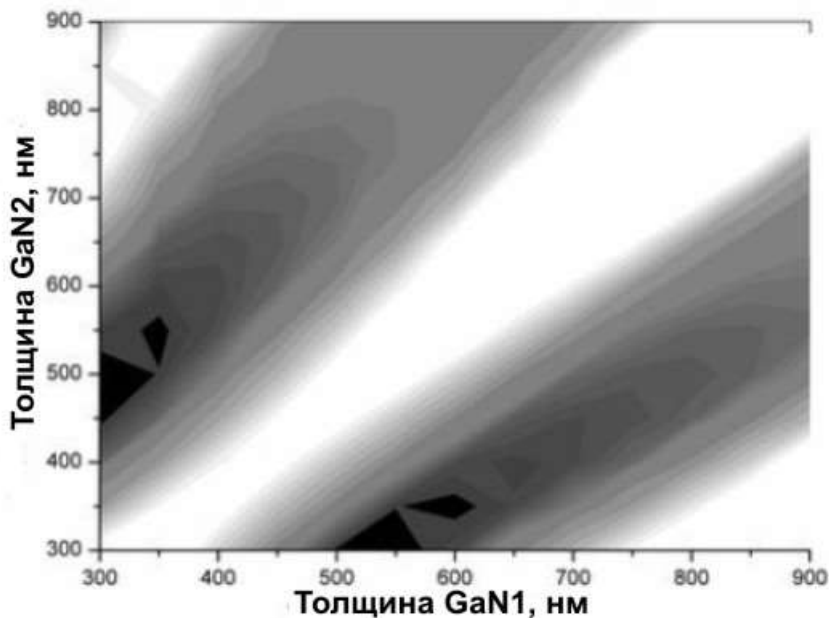


Рис. 2.15. ПКУ для пятой моды

В результате проделанной работы проведено исследование спектров фотолюминесценции лазерной гетероструктуры с квантовыми ямами InGaN/GaN на кремниевой подложке при разных уровнях возбуждения. При увеличении плотности мощности возбуждающего излучения наблюдается смещение максимума спектра фотолюминесценции в коротковолновую область.

Таблица 2.3.

Оптимальные толщины слоев GaN

Порядок моды	Толщина GaN1, нм	Толщина GaN2, нм
4	320	310
5	310	490
	540	310
6	300	700
	520	500
	750	300
7	680	500
8	530	870
	700	650
9	730	870

При исследовании генерационных характеристик лазера с множественными квантовыми ямами на кремнии при оптической накачке выявлено, что в зависимости от участка образца наблюдается две различных картины дальнего поля. Доказано, что различие картин генерации обусловлено неоднородным ростом слоев квантоворазмерной структуры.

Путем численного эксперимента найдены оптимальные толщины слоев нитрида галлия соответствующие минимальному пороговому коэффициенту усиления 1000 см^{-1} для четвертой – девятой мод.

3. ФОРМИРОВАНИЕ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР ЛАЗЕРНЫМ МЕТОДОМ

3.1. Общее понятие о низкоразмерных структурах

Само понятие «низкоразмерные структуры» довольно обширно и охватывает огромное число образований, отличных друг от друга. В общем случае, под такими объектами понимают структуры, имеющие размеры от десятков микрометров до нескольких нанометров. К ним относятся тонкие пленки, коллоидные растворы, отдельные нанокристаллы, различные пористые поверхности полупроводниковых материалов и др. Благодаря своим уникальным свойствам, подобные структуры нашли широкое применение в современной науке и технике. Поэтому исследование и поиск различных способов получения таких структур становится первоочередной задачей научной деятельности в области полупроводниковых приборов.

Наиболее важными в этой области являются полупроводниковые квантоворазмерные гетероструктуры (квантовые ямы, нити, точки и др.), использование которых при создании полупроводниковых приборов позволяет не только значительно уменьшить размеры приборов, но и на несколько порядков повысить качество [102].

Физические свойства таких низкоразмерных структур могут значительно отличаться от свойств массивных формирований того же материала. Здесь наиболее важен эффект размерного квантования, поскольку в квантоворазмерных структурах происходят изменения свойств полупроводника. Например, наблюдаются изменения в спектре поглощения [102].

Эффект размерного квантования заключается в том, что при ограничении движения частицы в пространстве в каком-либо направлении соответствующая энергетическая компонента может принимать только дискретный ряд значений [103]. Подобное ограничение в движении частиц наблюдается в двойных гетероструктурах, когда тонкий полупроводник с толщиной активного слоя, меньшей длины волны де Бройля электрона в данном материале и меньшей шириной запрещенной зоны (E_g) окружен полупроводниками с большей шириной E_g . В этом случае возникают потенциальные барьеры для носителей заряда, инжектированных в активную область. Когда толщина полупроводников меньше

длины волны де Бройля, наблюдается дискретизация энергии носителей заряда (эффект размерного квантования)[102].

Структуру, где движение носителей заряда ограничено в одном направлении, называют квантовой ямой, в двух направлениях – квантовой нитью. Структуру, в которой носители заряда оказываются заперты по всем трем направлениям, называют квантовой точкой (КТ). В этом случае энергетический спектр полностью дискретен как в атомах.

3.2. Применение низкоразмерных структур

Свойства низкоразмерных структур делают их перспективными для создания высокоэффективных полупроводниковых приборов, таких как светоизлучающих диодов, различных фотодетекторов, полупроводниковых лазеров, оптических устройств для записи и считывания информации и др[104].

В настоящее время в качестве низкоразмерных структур активно используются материалы с пористыми поверхностями. Исследования и разработка технологий по созданию пористых материалов началась с момента обнаружения фотолюминесценции пористого кремния при комнатной температуре. Это открытие сделало возможным использование Si в качестве источника видимого излучения, а также позволило использовать Si в оптоэлектронике. Так, пористый кремний используется в качестве буферного слоя при эпитаксии монокристаллических пленок других полупроводников на кремнии [105]. Использование буферного слоя пористого кремния позволило решить задачу выращивания качественных пленок полупроводников GaAs, PbS, PbTe и др. при выращивании структур на подложке кремния.

Особенно эффективным является использование КТ. По сути, полупроводниковые КТ представляют собой огромные молекулы, сформированные из полупроводниковых материалов. Электрон в КТ переходит с одного уровня в ЗП на другой в ВЗ с испусканием фотона с энергией $h\nu$, равной разности энергий уровней размерного квантования. Если в структуре с множеством одинаковых КТ инициировать согласованные переходы электронов, возникает лазерное излучение. Уменьшение размерности кристалла приводит к дискретизации энергии, что ведет к более узким оптическим спектрам. К тому же в таких структурах происходит снижение порогового тока лазерной генерации[102].

Огромный интерес вызывает создание конкурентоспособных оптических приборов на Si/SiGe материалах, что становится возможным благодаря объединению оптоэлектроники и Si наноэлектроники. Кроме того, ширина запрещенной зоны SiGe позволяет использовать материал для работы в ближнем инфракрасном диапазоне(1,3-1,55мкм), который явля-

ется основным диапазоном длин волн излучения для применения в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС)[105]. Значительные усилия направлены также на создание высокоэффективных светоизлучающих диодов на Ge/Si КТ. Кроме того, интенсивно изучается процесс поглощения в низкоразмерных Si/SiGe структурах с целью создания высококачественных фотодетекторов на Si-кристаллах. В перспективе создание лазера на Si-кристаллах.

Также на основе КТ возможно создание сверхчетких цветных дисплеев нового типа, приборов ночного видения высокого разрешения, быстродействующих процессоров и т.д.

Кроме того, использование КТ уже нашло применение в медицине. Полупроводниковые нанокристаллы разных размеров поглощают свет в широком диапазоне оптического спектра, однако их спектр испускания крайне узок, идеально симметричен, а положение максимума испускания флуоресценции нанокристаллов определяется их диаметром. Это означает, что нанокристаллы могут быть возбуждены источником света одной и той же длины волны, излучая при этом в диапазоне от голубой до ближней ИК области в зависимости от своего размера [106]. Размеры КТ сопоставимы с размерами биологических макромолекул (например, нуклеиновых кислот и белков), что позволяет внедрить их в биологические объекты для медицинской диагностики, целевой терапии, молекулярной и клеточной биологии [107]. Среди достижений в этой области можно назвать создание конъюгатов (комплекс из нескольких ковалентно связанных молекул) коллоидных нанокристаллов с такими биологическими молекулами, как пептиды, белки и ДНК [106]. Наноразмерные конъюгаты используются при создании новых материалов и структур, при разработке биологических и диагностических тестов, при создании многоцветных флуоресцентных меток для ультрачувствительного детектирования и получения изображений [107]. В частности, в настоящее время успешно диагностируются раковые заболевания.

3.3. Сравнительная характеристика методов получения низкоразмерных структур

Создание и использование приборов на структурах с КТ сопровождается рядом проблем, таких как выбор материала структуры, вариации распределения структур по размерам и плотности и др. Сейчас для получения наноразмерных структур используется молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), газофазная эпитаксия металлоорганических соединений (ГФЭ МОС), методы коллоидной химии. Эти методы позволяют активно применять полученные материалы в полупроводниковой промышленности.

В табл. 3.1 приведены основные достоинства и недостатки методов. Стоит отметить, что самым эффективным методом является МЛЭ. Он позволяет изготавливать монокристаллические слои с контролем толщины на уровне атомных размеров, что открывает дорогу к появлению новых структур и приборов.

Таблица 3.1.

Сравнительная характеристика методов получения низкоразмерных структур

МЕТОД	РЕЗУЛЬТАТ	ДОСТОИНСТВА	НЕДОСТАТКИ
МЛЭ	Точки InAs на матрице GaAs имеют форму пирамиды с квадратным основанием длиной 14нм, высотой 7нм[108]	Весь процесс изготовления структуры полностью автоматизирован и управляется компьютером[109]	Высокая стоимость
		Возможность контроля химического состава и кристаллической структуры материала на подложке	
ГФЭ МОС	КТ InAs на поверхности кристалла GaAs имеют размер в основании ~40нм, высоту ~6нм	Техническая простота	Отсутствие возможности контроля процесса формирования структур
		В сравнении с МЛЭ, меньшая экономическая стоимость	По сравнению с МЛЭ, худшая воспроизводимость
Коллоидная химия	Нанокристаллы сферической формы размером около 5 нм[108]	По сравнению с МЛЭ и ГФЭ МОС, более гибкий контроль за процессом роста, химическим составом, формой и размерами КТ	Использование опасных и ядовитых веществ в производстве[110]
		Возможность выделения КТ из раствора в виде «порошка» для дальнейшего диспергирования в различные матрицы	Высокая вероятность появления "нежелательных" продуктов химической реакции
		Небольшая концентрация дефектов	Сложность внедрения КТ в полупроводниковую матрицу (технологии внедрения коллоидных КТ в проводящие среды пока находятся на стадии формирования)
		Малый разброс размеров частиц (среднеквадратичное отклонение менее 5%)[108]	

К очевидным достоинствам этого метода можно отнести возможность резкого прерывания и последующего возобновления поступления на по-

верхность подложки молекулярных пучков различных материалов, что наиболее важно для формирования многослойных структур с резкими границами между слоями. Кроме того, метод МЛЭ дает возможность анализировать структуры, состав и морфологию растущих слоев в процессе их формирования[109]. Этот метод позволяет получить высококачественные структуры с оптическими свойствами, наиболее близкими к свойствам идеальных КТ. Тем не менее, как видно из табл.1, один существенный недостаток – высокая стоимость – не позволяет широко использовать этот метод.

Метод ГФЭ МОС не позволяет контролировать процесс роста КТ и дает несколько худшие результаты, чем МЛЭ, однако имеет меньшую экономическую стоимость, что позволяет методу успешно конкурировать с МЛЭ в использовании.

Метод коллоидной химии, по сути, можно назвать наиболее приемлемым из перечисленных. Изготовление наночастиц не требует сложной технической установки, высоких температур и давлений, а значит, является гораздо более дешевым по сравнению с другими. Кроме того, метод коллоидной химии позволяет получать КТ из большого числа соединений и с малым дисперсионным разбросом. Однако ряд нерешенных проблем, связанных с методом, затрудняет его использование.

Как видно, ни один из указанных методов, несмотря на активное применение, не является оптимальным. Так или иначе, появляются как технические, так и экономические сложности, что приводит к ограниченности методов в использовании. Несомненно, именно эти ограничения стимулировали поиски новых, альтернативных методов формирования низкоразмерных структур. Очевидно, целью исследований таких методов является поиск технически простого, а значит, экономически дешевого метода, который по качеству формируемых структур может сравниться с уже существующими методами.

3.4. Формирование низкоразмерных структур методом лазерной абляции

Перспективным для формирования низкоразмерных структур является использование лазерного излучения. В настоящее время активно разрабатываются различные методы, в основе которых лежит процесс лазерной абляции (процесс выноса вещества с поверхности твердого тела под воздействием излучения и обтекающего потока горячего газа). Такие методы позволяют не только формировать периодические низкоразмерные структуры, но и получать чистые коллоидные частицы[102].

Лазерная абляция (ЛА) полупроводников получила широкое применение в технологии при создании тонкослойных структур, узких каналов

(дырок) и т.д. Сам процесс является предметом теоретических и экспериментальных исследований. При этом существуют несколько различных моделей, объясняющих ЛА, таких как гидродинамическое расширение, «взрывное» выпаривание, ионизация и т.д. Однако в настоящий момент не существует общей модели ЛА и маловероятно, что подобная модель может быть создана из-за многообразности физических свойств материалов и параметров лазерного излучения[111].

Исследования по методу ЛА можно подразделить на три раздела: лазерная абляция мишени в воздушной среде, лазерная абляция мишени в жидкости, получение коллоидного раствора при лазерной абляции мишени в жидкости.

3.4.1. Лазерная абляция мишени в воздушной среде

При изучении механизмов ЛА и динамики поверхности был проведен следующий эксперимент[111]. В качестве образца использовались кристаллы 6H-SiC(0001), полученные с помощью сублимационной технологии(Lely method), легированные примесью азота с концентрацией $n_N = 2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. Эксперимент проводился при комнатной температуре и атмосферном давлении. С-поверхность образца облучалась сфокусированным N_2 импульсным лазерным лучом с длиной волны излучения $\lambda=337$ нм, длительностью импульса $\tau=10$ нс и энергией импульса $1,6 \cdot 10^{-3}$ Дж. Морфология и фотолюминесценция исследовались до и после облучения различным числом лазерных импульсов. Для исследования морфологии и профиля облученной поверхности использовался атомно-силовой микроскоп (АСМ).

В результате эксперимента на поверхности образца образовались нанохолмы, которые располагались вдоль окружности диаметром около 400 нм, что примерно в 20 раз меньше диаметра сфокусированного лазерного луча (рис.3.1).

Исследования фотолюминесценции образца после облучения показали рост интенсивности излучения, которая достигает максимума при энергии кванта 2.8 эВ (рис.3.2). Известно[112], что подобный результат наблюдается, когда атомы азота замещают атомы углерода в решетке 6H-SiC. То есть наблюдаемый рост интенсивности свидетельствует о повышении концентрации азота как примеси замещения[112].

На основании полученных результатов установлено[102], что процесс ЛА характеризуется двумя повторяющимися стадиями:

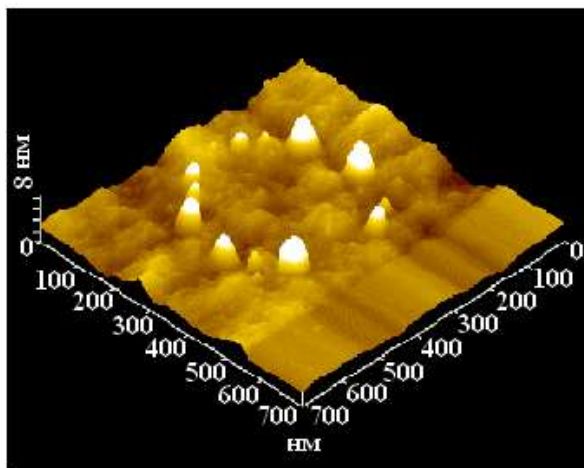


Рис.3.1. Морфология 6H-SiC:N поверхности после облучения N₂ лазером с плотностью мощности ~5ГВт/см²

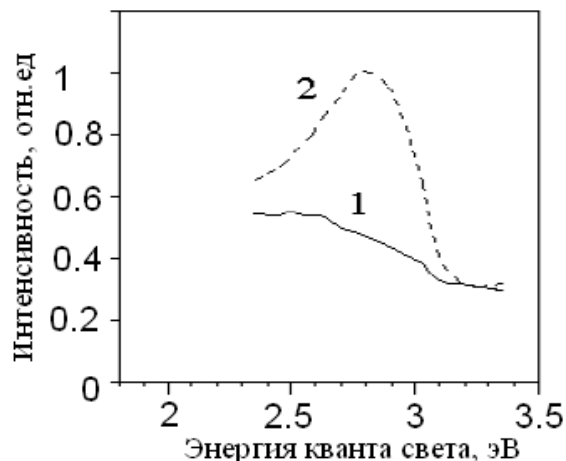


Рис.3.2. Спектр фотолюминесценции образца 6H-SiC:N до (1) и после (2) облучения N₂ лазером с плотностью мощности ~5ГВт/см²

1. Повышение концентрации атомов N в области фокусировки луча приводит к снижению температуры плавления кристаллической решетки, что в свою очередь приводит к формированию жидкой фазы под облученной поверхностью.

2. Вытеснение жидкой фазы на поверхность в форме нанохолмов.

Таким образом, была предложена следующая физическая модель формирования нанохолмов на поверхности материала[111].

На рис.3.3 изображено поперечное сечение образца в плоскости XOY, включая сфокусированное пятно лазерного пучка и распределение интенсивности I лазерного излучения вдоль оси X (штрихованная линия).

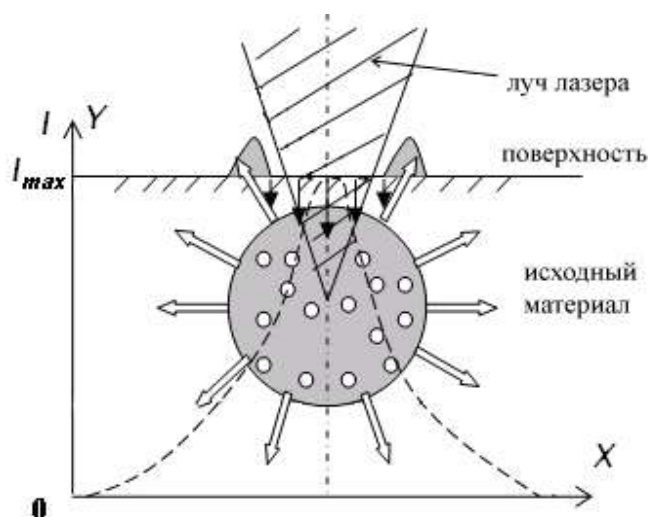


Рис.3.3. Схема физической модели для объяснения формирования нанохолмов на поверхности материала

Серыми треугольниками на поверхности образца показаны нанохолмы; серый круг внутри материала – жидкая фаза. Черные стрелки указывают направление давления света; светлые – давление жидкой фазы.

Лазерный луч формирует жидкую фазу под облученной поверхностью, и в это же время формируется твердый тонкий верхний слой, который как бы покрывает жидкую фазу материала. Этот слой формируется благодаря низкой энергии сублимации атомов с облученной поверхности. Давление жидкой фазы сбалансировано давлением луча только в пределах площади формирования твердого слоя. Таким образом, жидкость выталкивается на поверхность за пределами твердого слоя.

Кроме того, в ходе эксперимента исследовалась динамика поверхности в зависимости от числа лазерных импульсов. При этом исследователи наблюдали следующие результаты[111].

Формирование жидкой фазы происходило на протяжении 10-15 импульсов. Вытеснение жидкой фазы на поверхность в форме нанохолмов происходило на протяжении 15-30 импульсов (рис.3.4а,б).

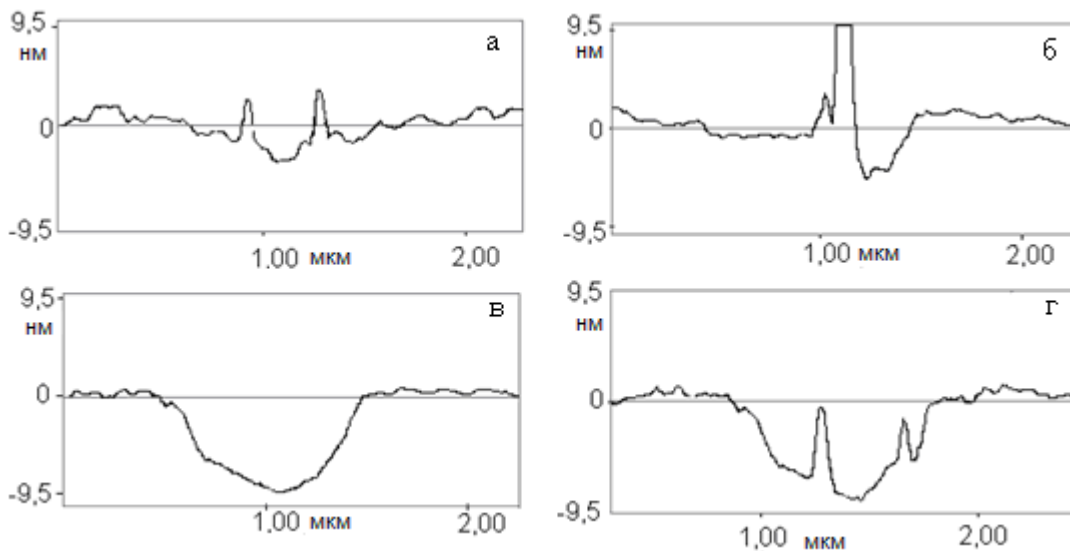


Рис.3.4. Поперечное сечение поверхности 6H-SiC, облученной 10 лазерными импульсами (а), 15 лазерными импульсами (б), 60 лазерными импульсами (в) и 100 лазерными импульсами (г)

Причем видно, что нанохолмы увеличивались, в то время как жидкая фаза с увеличением числа импульсов уменьшалась. Примерно после шестидесяти импульсов жидкая фаза исчезала, и процесс формирования конусообразного кратера завершался (рис. 3.4в).

Таким образом, после этих стадий процесса из образца вытеснялась одна порция жидкой фазы. После этого начинался новый цикл, и процесс

повторялся заново. При этом новые нанохолмы формировались в нижней части кратера (рис.3.4г).

Следующий эксперимент демонстрирует формирование низкоразмерных структур на поверхности GaAs лазерным методом.

В экспериментах использовались высокоомные полуизолирующие образцы монокристаллического GaAs с добавкой хрома. В качестве источника излучения применялся YAG:Nd лазер ($\lambda_1=1,06$ мкм, $\lambda_2=0,532$ мкм, длительность импульса 15нс и 10нс и мощность $P=1$ МВт). Проводилось сканирование поверхности лазерным излучением с шагом 2мкм. Диаметр лазерного пучка 3мм[113].

Формирование структур на поверхности образцов проходило при атмосферных условиях: давлении 1 атм, температуре $T=20^{\circ}\text{C}$, влажности 80%.

Вид экспериментальной установки приведен на рис.3.5.

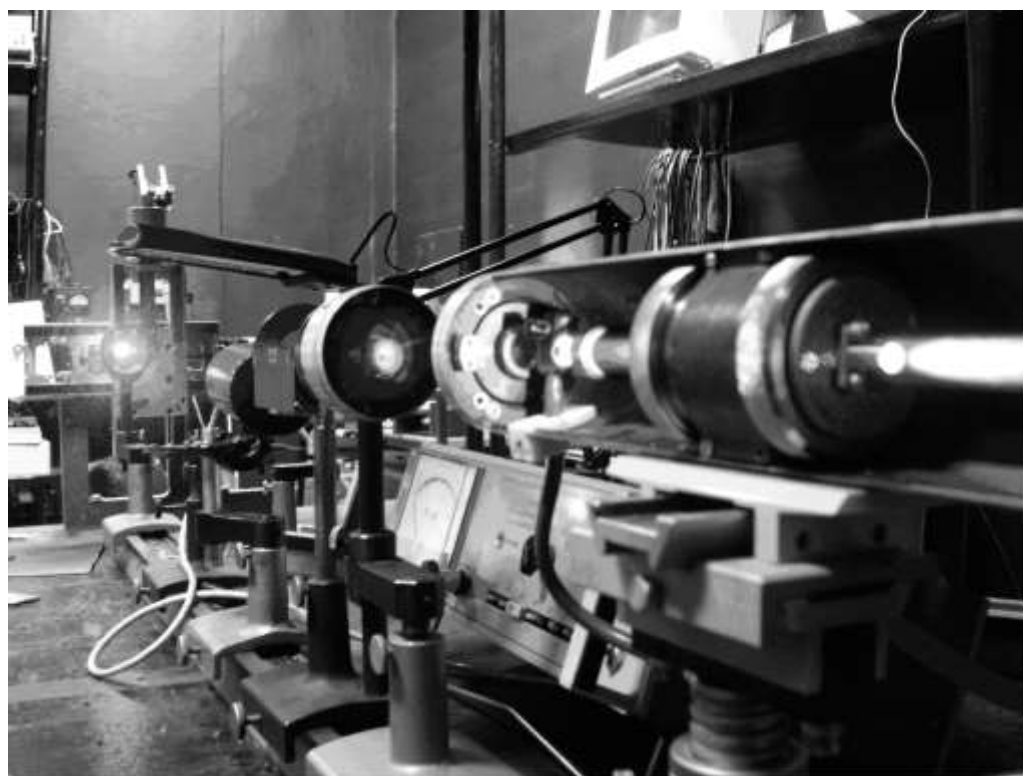


Рис.3.5. Экспериментальная установка для формирования низкоразмерных структур на поверхности GaAs лазерным методом

Для исследования морфологии поверхности образцов использовался метод атомно-силовой микроскопии (рис.3.6). Очевидно, физические процессы, происходящие на поверхности материала, могут быть объяснены ранее описанной моделью (рис.3.3). Однако именно сканирование поверхности материала лазерным излучением позволяет получить пе-

риодические структуры. Как видно, на поверхности GaAs формируются микрохолмы, средний диаметр в основании которых составляет около 500нм.

Средняя поверхностная плотность микрохолмов около $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Кроме того, поверхность модифицированного лазерным излучением образца представляет собой чередование возвышений и впадин, при этом вершины микрохолмов находятся не в одной плоскости. Такие результаты могут быть объяснены неоптимальным выбором скорости и шага сканирования.

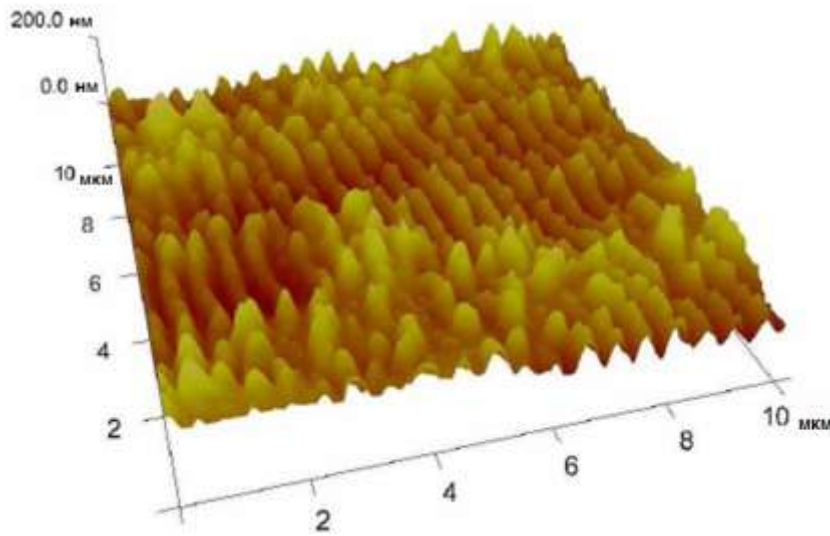


Рис.3.6. Изображение поверхности GaAs-материала, облученной YAG:Nd-лазером с плотностью мощности $5,5 \text{ МВт/см}^2$, полученное атомно-силовым микроскопом

Спектр фотолюминесценции (ФЛ) после облучения характеризуется наличием широкой полосы излучения, лежащей в области собственного поглощения кристаллического GaAs (рис.3.7). Однако пик ФЛ сдвинут в коротковолновую область, что может быть объяснено размерным квантованием энергии носителей заряда на вершинах микрохолмов[114].

Изменение энергии перехода, обусловленное размерным квантованием, можно представить в виде[115]:

$$\Delta E = \frac{(\pi\hbar)^2}{2d^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_{hi}^*} \right), \quad (3.1)$$

где m_e^* – эффективная масса электрона, m_{hi}^* – эффективная масса тяжелых и легких дырок соответственно, d – диаметр нанообъектов, в которых наблюдается эффект размерного квантования, $\Delta E = E_{\max} - E_g$ – отклоне-

ние энергии, соответствующей максимуму ФЛ от ширины запрещенной зоны материала.

Согласно расчетам по формуле (3.1) для тяжелых дырок, диаметр вершин микрохолмов составляет порядка бнм.

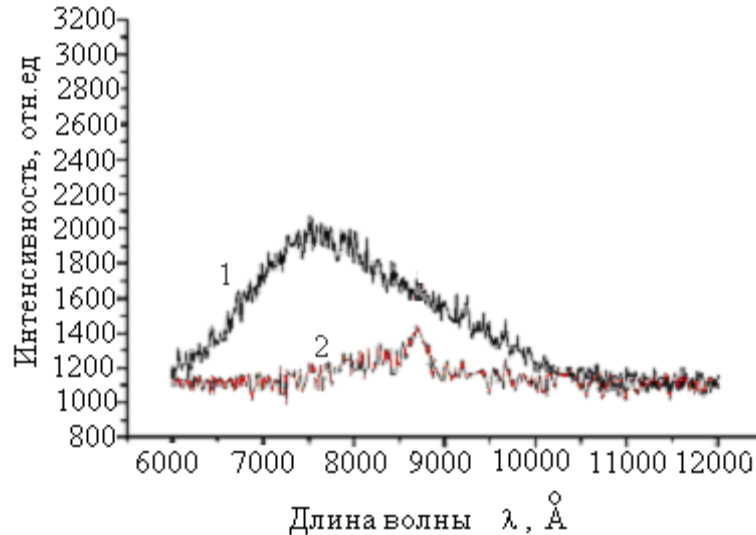


Рис.3.7. Спектры фотолюминесценции GaAs после облучения YAG:Nd лазером (кривая 1) интенсивностью $I=7,5\text{МВт/см}^2$ и до облучения(кривая 2)

Как видно из рис.3.7, интенсивность фотолюминесценции увеличилась приблизительно в 1,5 раза.

Таким образом, необходимо отметить, что в настоящее время подобный способ не позволяет получать высококачественные квантоворазмерные структуры, однако его низкая стоимость и техническая простота позволяют не только оптимизировать процесс путем выбора новых источников излучения, а также вариацией техники облучения, но и видоизменять саму методику процесса формирования структур.

3.4.2. Лазерная абляция мишени в жидкости

Исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом позволяет качественно изменить метод получения низкоразмерных периодических структур.

Как известно, при абляции в воздушной среде давление паров материала мишени над ее поверхностью мало и рост структур определяется термокапиллярными силами, которые возникают из-за градиента температуры на поверхности мишени[102].

При абляции в жидкости происходят процессы, аналогичные ЛА в вакууме, но именно наличие буферной жидкости определяет скорость и качество процесса. Это обусловлено высоким давлением паров жидкости, заметно превышающим давление паров самого материала[116]. К

тому же, высокое давление паров жидкости позволяет удалять лазерномодифицированный материал мишени с поверхности, что приводит к формированию структур, свободных от распыленного материала мишени.

Образование периодических структур происходит после воздействия на поверхность десятков или сотен лазерных импульсов с плотностью энергии, достаточной для ее плавления. Характерной особенностью абляции твердых тел, погруженных в жидкость, является то, что расплавленный слой мишени непосредственно граничит с парами окружающей жидкости. В этих условиях вязкое взаимодействие паров с расплавленным слоем мишени может приводить к целому ряду неустойчивостей, таких, как неустойчивость Кельвина-Гельмгольца или Рэлея-Тейлора[117].

При абляции мишени в жидкости стационарным лазерным пучком образуется глубокий кратер, поэтому необходимым условием появления периодических структур является сканирование мишени лазерным пучком. При этом скорость сканирования, необходимая для образования периодических структур, напрямую зависит от свойств материала и от плотности энергии излучения [102].

В рамках данной теории в эксперименте использовались два типа лазерных источников. Первый – импульсно-периодический Nd:YAG лазер с длиной волны излучения 1,06 мкм и длительностью импульса около 130 нс. Частота повторения импульсов могла изменяться от 1 до 5 кГц, средняя мощность излучения зависела от частоты повторения и тока накачки, составляя до 5 Вт, а плотность энергии на мишени составляла 4 - 50 Дж/см².

Второй – лазер на парах меди с длиной волны 0,511 и 0,578 мкм и длительностью импульса 20 нс, частота повторения импульсов – 7,5 кГц, средняя мощность – до 3 Вт. В этом случае плотность энергии на поверхности мишени была от 4 до 30 Дж/см².

В качестве буферной жидкости выбиралась дистиллированная вода или 95%-й раствор этанола в воде.

Излучение фокусировалось на поверхность металлической мишени толщиной 1-2мм, находящуюся под слоем выбранной жидкости в пятно диаметром от 10 до 60 мкм. Кювета с жидкостью помещалась на управляемом компьютерном столе, который осуществлял перемещение мишени под лазерным пучком. Скорость сканирования мишени и наложение пучка при последовательных перемещениях определяли общее количество лазерных импульсов, поглощаемых мишенью.

В результате на поверхности материала образовались периодические низкоразмерные структуры, причем этот результат наблюдается в образцах независимо от их кристаллической структуры [118].

Типичный вид облученной в жидкости поверхности представлен на рис.3.8.

Видно, что структуры представляют собой микроконусы с заостренными вершинами и отделенные друг от друга длинными узкими каналами, уходящими вглубь материала мишени. Это глубокое, так называемое кинжальное проплавление обусловлено вытеснением расплава образца парами жидкости. Вынос вещества происходит вдоль поверхности конусов, что и приводит к образованию заострений [116].

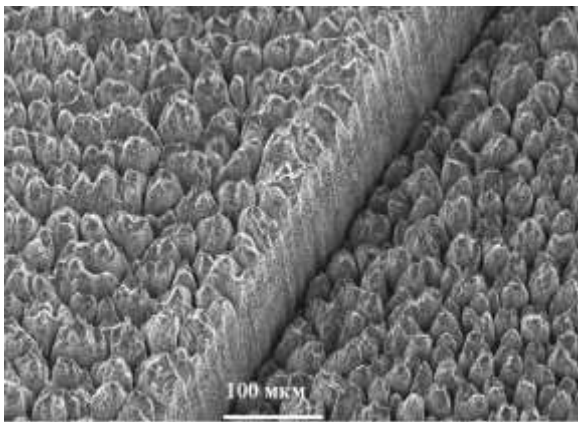


Рис.3.8. Вид модифицированной поверхности, образующейся при воздействии излучения лазера на парах меди на латунную мишень под слоем воды. Левая область - плотность энергии 4 Дж/см², правая область - 16 Дж/см². Масштабная метка 100 мкм

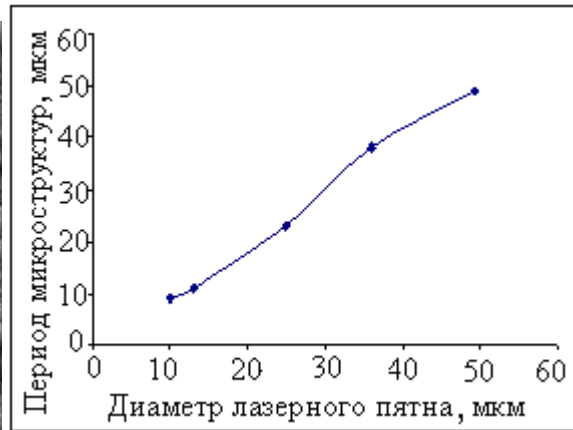


Рис.3.9. Зависимость периода микроструктур, полученных при лазерной абляции латунной подложки в воде, от диаметра лазерного пятна на поверхности мишени. Плотность энергии излучения около 25 Дж/см²

Кроме того, в процессе роста структур необходимо учитывать, что образование микрорельефа в ходе облучения приводит к изменению параметров лазерного воздействия на мишень. Это связано с тем, что в процессе лазерной абляции с развитием микроструктур происходит увеличение площади поверхности образца, а как следствие - уменьшается плотность энергии. На мишени с развитым микрорельефом лазерное излучение многократно отражается от боковых граней и полностью поглощается в узких глубоких каналах, разделяющих микроструктуры, где преимущественно и осуществляется процесс плавления материала образца [117]. Это, в свою очередь, означает, что поверхность с уже существующими неровностями под действием лазерного излучения преобразуется интенсивнее. К тому же, канал проплава ограничивает облако па-

ра, которое появляется при каждом лазерном импульсе, и в канале возникают условия высокого давления и температуры, превышающей 1000⁰С. В этом случае в малом объеме канала вещество жидкости может переходить в сверхкритическое состояние, что может привести к изменению свойств наночастиц, вырываемых с поверхности образца[118].

Отметим, что в пределах лазерного пучка на мишени наблюдается несколько периодов структуры. В рассматриваемом случае динамика расплава определяется давлением паров окружающей мишень жидкости. Поскольку для коротких лазерных импульсов порядка десятков наносекунд характерный поперечный размер области высокого давления паров жидкости над мишенью близок к размерам лазерного пучка на мишени, то, очевидно, период структур на поверхности материала определяется геометрическими параметрами излучения (рис.3.9).

3.4.3. Получение коллоидного раствора при лазерной абляции мишени в жидкости

Помимо получения периодических структур на поверхности облученного материала метод ЛА в жидкости позволяет получить коллоидный раствор[102].

Как известно, химические методы получения наночастиц в жидкостях не позволяют получить чистый коллоидный раствор, поскольку в результате ионного обмена жидкость содержит другие продукты реакции, которые невозможно от нее отделить. В случае ЛА в жидкости наночастицы образуются вследствие механического взаимодействия паров жидкости с расплавленным слоем на поверхности мишени. Разумеется, этот метод не исключает химические реакции на поверхности материала, но сводит к минимуму концентрацию «ненужных» продуктов реакции[119].

Кроме того, результаты ЛА в жидкости качественно превосходят результаты получения наночастиц ЛА в вакууме. Характерная длина свободного пробега в вакууме составляет десятки сантиметров, что приводит к тому, что образовавшиеся в процессе облучения наночастицы оседают на поверхность материала. В жидкости длина свободного пробега на несколько порядков меньше, поскольку испаренный материал мишени испытывает столкновения с парами жидкости[119-120]. Из-за этого частицы способны дольше оставаться в лазерном пучке во время импульса, что при достаточно большом поглощении на длине волны излучения может приводить к изменению функции распределения частиц по размерам.

Как известно, с приближением частоты лазерного излучения к максимуму поглощения частицы, температура частицы повышается. Во время

лазерного импульса происходит теплопередача от частицы материала к окружающей жидкости, что приводит к образованию вокруг наночастицы парового облака. Очевидно, расплавленная частица взаимодействует с парами окружающей жидкости, давление которых при температуре плавления материала мишени таково, что любая асимметрия парового облака вокруг расплавленной частицы приводит к ее разделению на более мелкие частицы (фрагментации)[119].

Уже сформировавшийся коллоидный раствор продолжает взаимодействовать с парами жидкости. Скорость реакций сравнительно мала, но необходимо учитывать, что продукты таких реакций могут значительно менять свойства раствора. Поэтому большинство работ посвящено получению наночастиц благородных металлов, поскольку их взаимодействие с жидкостью и с растворенными в жидкости газами минимально[102].

Коллоидный раствор наночастиц золота и серебра в жидкости позволяет наблюдать плазмонный резонанс, т.е. возникновение специфической полосы поглощения раствора в видимой области. Плазмонный резонанс возникает в случае, когда размер частицы становится меньше длины свободного пробега электронов в массивном металле[119]. При этом положение резонанса относительно длины волны излучения лазера во многом определяет размер наночастиц в растворе.

Рассмотрим наночастицы золота, образующиеся при ЛА мишени в жидкости. Для эксперимента использовалось излучение лазера на парах меди (длительность импульса излучения 20 нс, длина волны 510,6 нм, частота следования 10кГц). В качестве жидкостей использовались дистиллированная вода и этанол[119].

После получения коллоидного раствора осуществлялось повторное облучение уже в отсутствие металлической мишени.

Спектры поглощения коллоидного раствора для различных плотностей энергии облучения представлены на рис.3.10.

Для частиц золота плазмонный резонанс располагается вблизи 520 нм, однако на всех спектрах видны два пика поглощения. Появление второго пика плазмонного резонанса указывает на удлиненную форму наночастиц золота (рис.3.11а). К тому же видно, что максимум поглощения коллоидного раствора расположен довольно близко к длине волны излучения лазера на парах меди. Это приводит к тому, что сами наночастицы могут эффективно поглощать лазерное излучение при дальнейшем облучении коллоидного раствора отдельно от мишени. Как было показано ранее, при этом происходит фрагментация частиц (рис.3.11б). При этом второй пик поглощения исчезает [119].

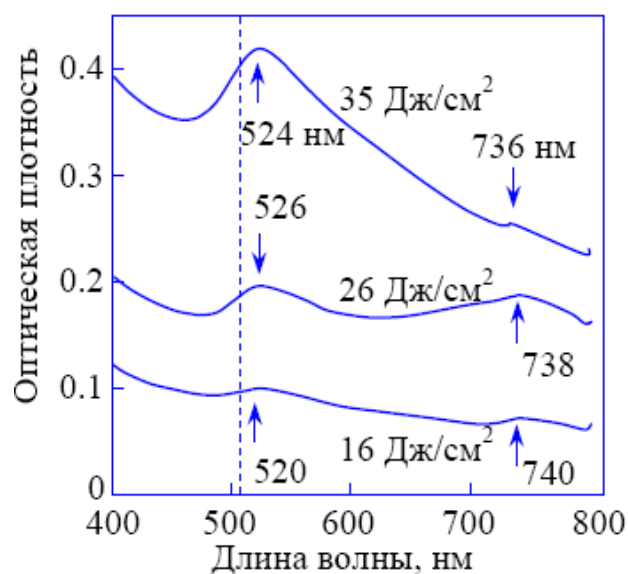


Рис.3.10. Спектры поглощения наночастиц золота, полученных абляцией металлической мишени в воде при разных плотностях энергии лазерного пучка на мишени. Пунктирная линия указывает на положение линии генерации лазера на парах меди (510.6 нм). Стрелками указаны пики поглощения, соответствующие продольному (около 520 нм) и поперечному (около 740 нм) плазмонным резонансам

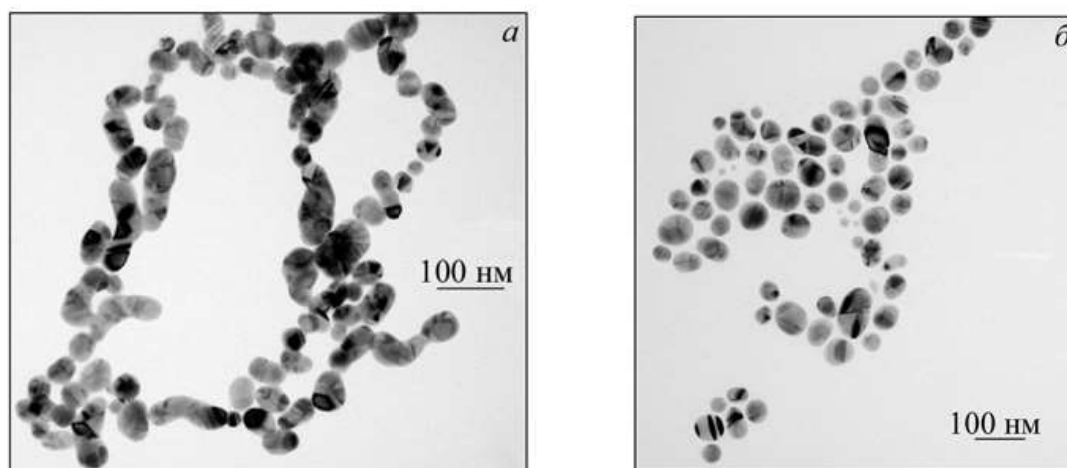


Рис.3.11. Наночастицы золота, полученные при облучении мишени (а) и при облучении коллоидного раствора в течение трех часов отдельно от мишени (б).

Плотность энергии лазерного излучения 35 Дж/см²

Из рис.3.11б видно, что средние размеры наночастиц составляют примерно 20 нм. Для сравнения, плазмонный резонанс частиц серебра расположен вблизи 400 нм. В силу этого, при аналогичных условиях эксперимента средние размеры наночастиц серебра оказываются больше размеров наночастиц золота (рис.3.12).

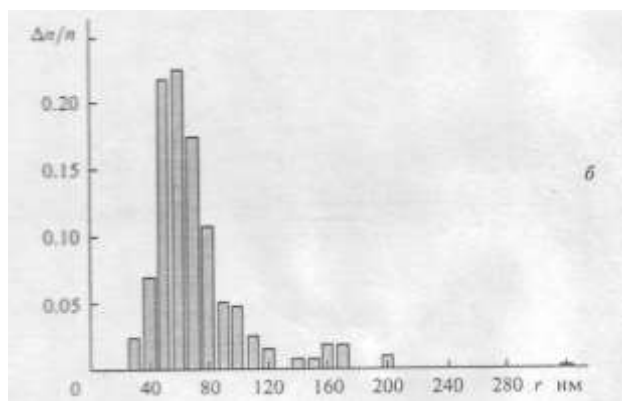
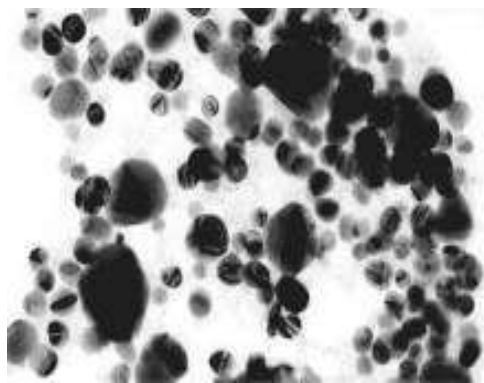


Рис.3.12. Фотография полученных абляцией в воде наночастиц серебра, сделанная с помощью просвечивающего электронного микроскопа (а) и распределение наночастиц серебра по линейным размерам (б)

Стоит также отметить, что при абляции мишеней из более химически активных металлов возможно получить растворы разного состава. К примеру, при ЛА титана в жидкости возможно получение наночастиц титана, его карбида либо оксида путем подбора жидкости, в которой происходит абляция [119-120]. Такие вещества хорошо взаимодействуют с жидкостью, в которой находятся, что приводит к прямой зависимости состава наночастиц от выбора жидкости.

Так, медь легко окисляется кислородом, растворенным в жидкости. На рис.3.13 приведены фотографии наночастиц меди, полученные абляцией мишени в этаноле и ацетоне. Наночастицы в этаноле мало контрастные (рис.3.13а) и, по-видимому, состоят из оксида меди. Средний размер частиц составляет 5-10нм. Наночастицы в ацетоне заключены в некоторое диффузионное облако [120].

Лазерная абляция латуни – сплава меди и цинка – в этаноле, в отличие от меди, приводит к образованию наночастиц, окруженных плотной оболочкой. Типичный вид таких оболочечных наночастиц приведен на рис.3.14. Видно, что оболочка, окружающая наночастицу, является замкнутой. Её изображение имеет более низкий контраст, чем ядро, а толщина сопоставима с размерами ядра. Кроме того, экспериментально обнаружено [119-120], что лазерное облучение коллоидного раствора наночастиц латуни приводит к вытеснению цинка на периферию частицы и постепенному смещению их плазмонного резонанса к плазмонному резонансу медных наночастиц.

Предполагается, что такой результат вызван резким различием давлений паров компонентов латуни. При температуре плавления латуни (около 900⁰С для соотношения Cu:Zn в сплаве 60:40 [120]) давление паров цинка значительно превышает давление паров меди. В этом случае

цинк быстрее покидает расплавленную наночастицу. В результате наночастицы латуни теряют цинк, который, окисляясь в растворе, образует оболочку вокруг медного ядра.

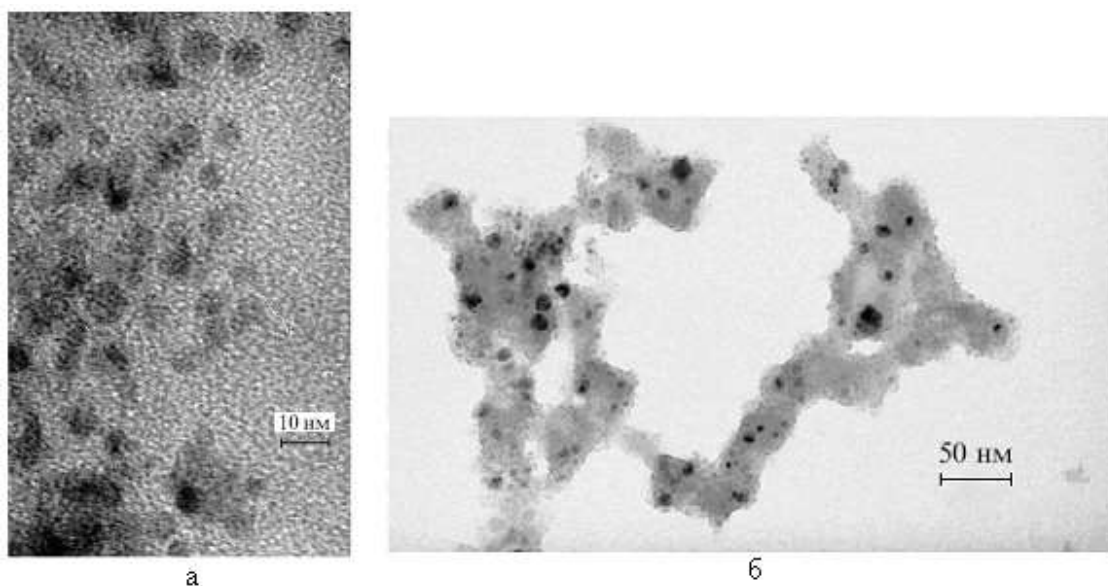


Рис.3.13. Изображение наночастиц меди, полученных при абляции мишени в этаноле (а) и ацетоне (б) излучением лазера на парах меди

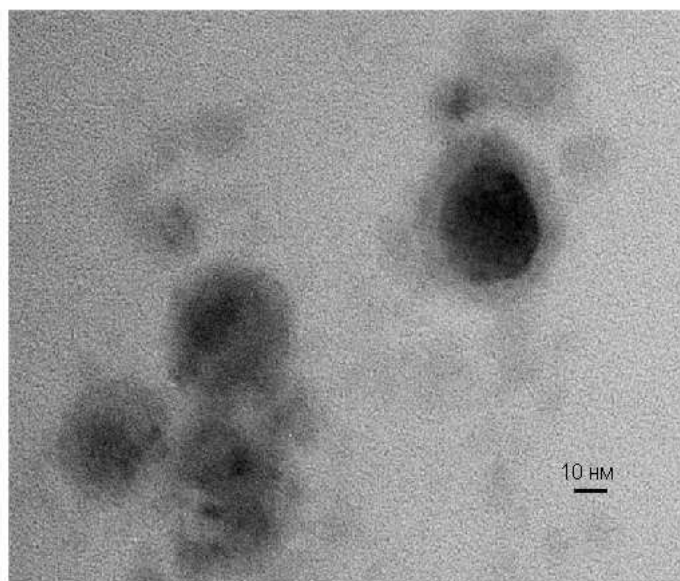


Рис.3.14. Типичный вид оболочечных наночастиц, образующихся при абляции латунной мишени в этаноле излучением лазера на парах меди.

Однако важным является тот факт, что при абляции латуни образуются оболочечные наночастицы только при дальнейшем облучении раствора. При отсутствии дальнейшей обработки раствор наночастиц латуни остается стабильным в течение, по крайней мере, нескольких месяцев. Это

означает, что способ получения наночастиц латуни лазерной абляцией в жидкости, является уникальным, так как химический синтез наночастиц латуни, вообще говоря, невозможен, поскольку химические свойства меди и цинка слишком разнятся между собой.

Перспективность такого способа получения наночастиц очевидна. Детальное исследование взаимодействия лазерного излучения с поглощающими средами за последние несколько лет позволило объяснить различные явления и процессы. Использование буферной жидкости во время сканирования поверхности материала, несомненно, позволяет улучшить результат. Кроме того, большее влияние механического воздействия позволяет увеличить число используемых материалов.

Наночастицы в получаемом коллоидном растворе имеют малый разброс по размерам и во многом превосходят результаты коллоидных методов. В частности, отсутствие нежелательных продуктов химических реакций и необходимости введения поверхностно-активных веществ позволяют широко применять такую методику на практике. Кроме того исследования в данной области позволило получить коллоидные растворы огромного числа соединений и сплавов.

Но необходимо отметить, что основная цель поиска альтернативных методов получения низкоразмерных структур заключалась в необходимости получения высококачественных полупроводниковых структур. Как было сказано ранее, основным полупроводниковым материалом в промышленности является кремний. Однако получение наночастиц кремния путем абляции кремниевых мишеней в жидкостях практически невозможно из-за высокой температуры плавления этого материала (1400°C). Наночастицы кремния, имеющие такую температуру, интенсивно взаимодействуют с кислородом воздуха и парами воды, имеющимися практически в любой жидкости, что способствует их быстрому окислению, которое затем продолжается и при комнатной температуре, приводя к полному исчезновению каких-либо полос поглощения жидкости в видимой области спектра.

Таким образом, можно сказать, что использование лазерного метода для формирования низкоразмерных структур перспективно по причине своей технической простоты и низкой экономической стоимости. Однако в настоящее время результаты исследований в данной области значительно уступают результатам современных методов и не соответствуют техническим требованиям, что говорит о необходимости дальнейших исследований по оптимизации лазерного метода.

4 РАЗРАБОТКА ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С ШИРОКИМ ПЛОСКИМ СПЕКТРОМ ВОЛНОВОДНОГО УСИЛЕНИЯ ДЛЯ СВЕТОДАЛЬНОМЕРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

В настоящее время бурно развивается светодальнометрия с использованием в качестве источников излучения полупроводниковых инжекционных лазеров (ИЛ), которые имеют ряд преимуществ: большой коэффициент полезного действия, малые размеры, высокое быстродействие, возможность модуляции излучения током накачки (в отличие от других типов лазеров не требуется внешний оптический модулятор). Это наиболее важно при создании малогабаритных светодальномеров, так как ИЛ не требуют высоковольтных источников питания, сложных схем накачки и управления. Наиболее простыми из реализуемых на практике способов измерения расстояний являются фазовый и импульсный. Существуют также комбинированные методы: импульсно-фазовый, рециркуляционный. Последние методы позволили значительно повысить точность измерений расстояний, но также являются и более сложными в реализации. Наиболее точным является рефрактометрический метод измерений расстояния, который позволяет учитывать состояние трассы во время измерения. Каждый тип дальномеров предъявляет свои требования к характеристикам источников излучения. Известно, что спектр пропускания атмосферы характеризуется минимальным коэффициентом поглощения в диапазонах 1,2-1,3, 1,55-1,7 и 2,0-2,3 мкм, а также имеет достаточно эффективные полосы прозрачности на длинах волн 2,3-2,5 и 2,85-3 мкм [121]. Наибольшие перспективы при создании двухчастотных и многочастотных полупроводниковых излучателей с одинаковым уровнем выходной мощности имеют инжекционные лазеры на многослойных асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах с неоднородным возбуждением квантовых ям. На их основе можно получить широкий и плоский спектр волноводного усиления, концепция формирования которого была реализована ранее в диапазонах 0,7-0,9 мкм и 1,3 мкм на соединениях AlGaAs и GaInPAs [122,123].

4.1 Разработка источников излучения для высокоточных малогабаритных лазерных дальномеров

4.1.1 Расчет спектра усиления лазеров на многослойных асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах с неоднородным возбуждением квантовых ям

В квантоворазмерных гетероструктурах длина волны, соответствующая излучательным межзонным переходам, зависит от толщины и компонентного состава активных и барьерных слоев. Начальные уровни подзон в квантовой яме определяются как [124]:

$$E_{cn} = E_{cn}^{\infty} n^2 \left(n + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{m_{cb} E_{cn}^{\infty}}{m_c U_0}} \frac{e^{\kappa d_b} + (-1)^{n+1}}{e^{\kappa d_b} - (-1)^{n+1}} \right)^{-2}, \quad (4.1)$$

где n — квантовые числа подзон; m_{cb} — эффективная масса электрона в барьерном слое; U_0 — высота потенциального барьера; d_b — толщина барьерного слоя; $E_{cn}^{\infty} = \frac{(\pi\hbar)^2}{2m_c d^2} n^2$ — определяет положение начальных уровней подзон в случае бесконечно больших потенциальных барьеров; d — толщина активного слоя; $\kappa = \sqrt{2m_{cb}(U_0 - E_{cn})}/\hbar$ характеризует глубину проникновения волновых функций за пределы квантовых ям.

Используя соотношение (4.1) и аналогичное ему выражение для энергии подзон дырок, можно записать формулу для частоты света в случае прямого оптического перехода между уровнями энергий электрона и тяжелой ($i = h$) или легкой ($i = l$) дырок:

$$h\nu = E_g + \sum_{k=c,v_i} E_{kn}^{\infty} n^2 \left(n + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{m_{kb} E_{kn}^{\infty}}{m_k U_0}} \frac{e^{\kappa d_b} + (-1)^{n+1}}{e^{\kappa d_b} - (-1)^{n+1}} \right)^{-2}, \quad (4.2)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны.

Для расчета спектров волноводного усиления будем использовать модель прямых оптических переходов. Тогда коэффициент усиления K излучения на частоте ν для квантовой ямы шириной d может быть рассчитан по формуле [125]:

$$K(\nu) = \frac{A_{cv}}{\pi\hbar^2\nu\rho d} \left(1 - \exp\left(\frac{h\nu - \Delta F}{kT}\right) \right) \times \\ \times \sum_n \sum_i m_{ri} \int f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) \alpha_{ni} L(h\nu - E_{cv}) dE_{cv}, \quad (4.3)$$

где f_e и f_h – функции распределения Ферми-Дирака для электронов и дырок, E_{cni} и E_{cvi} – энергии электрона и дырки, участвующих в межзонном излучательном переходе, которые имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{cni} &= E_{c0} + \frac{m_{ri}}{m_c} (h\nu - E_g) + \frac{m_{ri}}{m_{vi}} E_{cn} - \frac{m_{ri}}{m_c} E_{vin}, \\ E_{cvi} &= E_{v0} + \frac{m_{ri}}{m_{vi}} (h\nu - E_g) + \frac{m_{ri}}{m_{vi}} E_{cn} - \frac{m_{ri}}{m_c} E_{vin}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

E_{c0} и E_{v0} – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, $\Delta F = F_e - F_h$ определяет уровень возбуждения гетероструктуры, F_e и F_h квазиуровни Ферми для электронов и дырок, $L(h\nu - E_{cv})$ – гауссова функция, описывающая контур уширения линии генерации. Суммирование в (4.2) проводится по квантовому числу n и состояниям тяжелых и легких дырок ($i=h, l$). Начальные уровни подзон E_{cn} и E_{vin} находятся из выражения (4.2). Значения приведенной массы $m_{ri} = m_c m_{vi} / (m_c + m_{vi})$ и эффективных масс электронов m_c и дырок m_{vi} соответствуют компонентам в плоскости квантоворазмерных слоев.

Коэффициент Эйнштейна A_{cv} прямо пропорционален квадрату матричного элемента дипольного межзонного перехода $|\vec{M}_{cv}|^2$ [126]:

$$A_{cv} = \frac{4n_a e^2 h\nu}{(m_e \hbar)^2 c^3} |\vec{M}_{cv}|^2, \quad (4.5)$$

где n_a – показатель преломления активного слоя. Плотность мод электромагнитного поля равна

$$\rho = \frac{(h\nu n_a)^2}{(\pi c)^2 h^3 \nu}, \quad (4.6)$$

где ν – скорость света в кристалле.

Значение квадрата матричного элемента дипольного межзонного перехода $|\vec{M}_{cv}|^2$ определяется как:

$$|\vec{M}_{cv}|^2 = \frac{1}{3} \alpha_{ni}(\nu) |\vec{P}_{cv}|^2. \quad (4.7)$$

Здесь $|\vec{P}_{cv}|^2$ – квадрат дипольного момента, значение которого обычно рассчитывается по приближенной формуле:

$$|\vec{P}_{cv}|^2 \approx \frac{m_e^2 E_g}{2m_c}. \quad (4.8)$$

Параметр α_{ni} учитывает поляризационную зависимость вероятности межзонных оптических переходов. Для изотропной радиации выполняется $\alpha_{ni}=1$ и $|\vec{M}_{cv}|^2 = \frac{1}{3}|\vec{P}_{cv}|^2$.

При ориентации квантоворазмерных слоев в плоскости $\{100\}$ поляризационный фактор для переходов на состояния тяжелых дырок имеет вид[127]:

$$\alpha_h = \frac{3}{4}(\sin^2 \alpha(2 - 3\sin^2 \theta) + 2\sin^2 \theta), \quad (4.9)$$

где α и θ – углы между осью размерного квантования $\langle 100 \rangle$ (ось z) и вектором поляризации (направлением вектора напряженности электрического поля \vec{E}) и волновым вектором дырок \mathbf{k} соответственно.

Для ТЕ-моды $\alpha=\pi/2$, для ТМ $\alpha=0$. Аналогичным образом находится поляризационный фактор для переходов на состояния легких дырок:

$$\alpha_l = \frac{1}{4}(8 - 3\sin^2 \alpha(2 - 3\sin^2 \theta) - 6\sin^2 \theta). \quad (4.10)$$

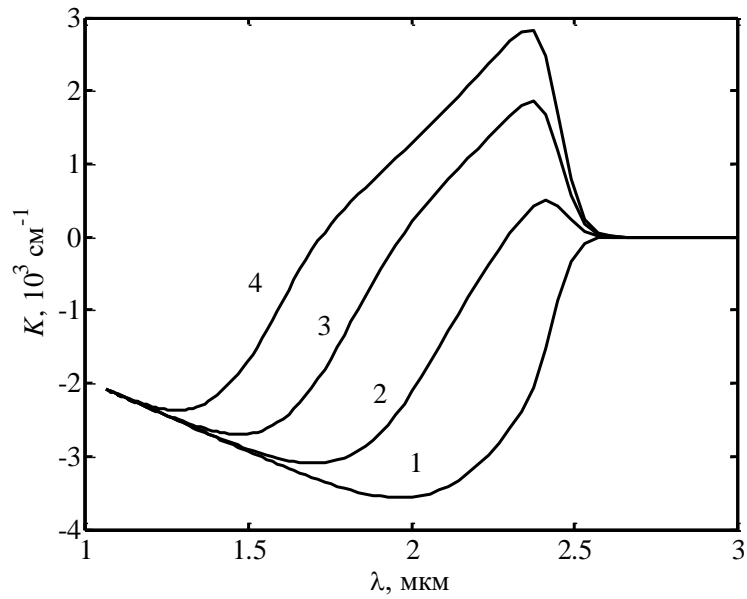
Частота оптического перехода ν непосредственно связана с углом θ . Для переходов между начальными уровнями подзон, когда $h\nu$ совпадает с $h\nu_{ni}$, значение $\theta=0$. Связь между θ и частотой оптического перехода практически задается формулой

$$\text{tg}^2(\theta) = \frac{h\nu - h\nu_{ni}}{h\nu_{ni} - E_g}. \quad (4.11)$$

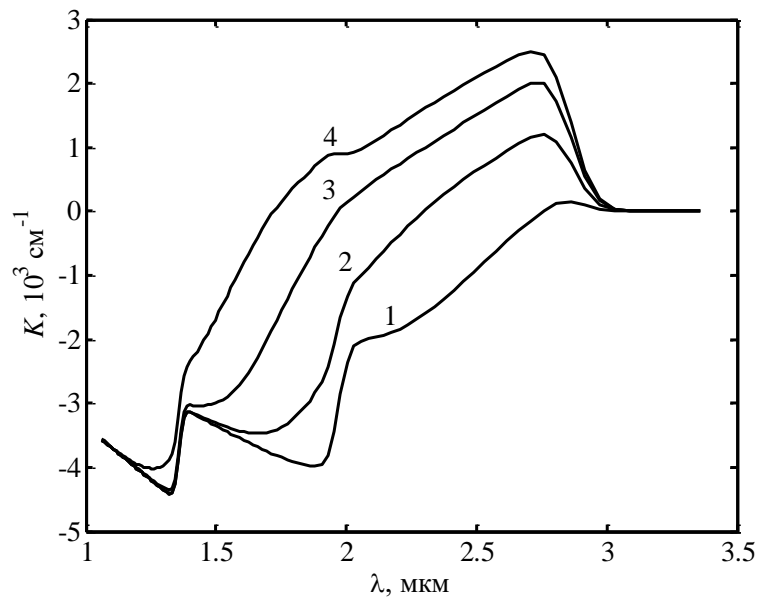
На рис. 4.1 приведены спектры усиления ТЕ моды для одиночных кантовых ям на основе $\text{Ga}_{0.6}\text{In}_{0.4}\text{As}_{0.36}\text{Sb}_{0.64}$ с барьерами $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ при различных уровнях возбуждения[128]. Как видно из рисунка, максимум усиления для широкой квантовой ямы сдвинут в область больших длин волн. Это обусловлено более низким расположением начального уровня первой подзоны[129]. Также в силу более близкого расположения начальных уровней подзон в широкой квантовой яме на рис. 4.1б видно влияние второй и третьей подзоны.

Вследствие малости толщины активного слоя излучение не локализовано полностью в нем. Для учета этого эффекта вводится параметр оптического ограничения Γ . Параметр оптического ограничения изменяется в широких пределах в зависимости от вида структуры, а также зависит от компонентного состава гетероструктуры, уровня легирования, инжекции носителей и температурного градиента [130]. Поэтому следует рассчитывать коэффициент волноводного усиления по формуле:

$$g(h\nu) = \Gamma K(\nu). \quad (4.12)$$



а)



б)

Рис. 4.1. Спектры усиления ТЕ моды одиночной квантовой ямы (7нм (а) и 14нм(б)) при различных уровнях возбуждения 0.45(1), 0.54(2), 0.63(3), 0.72(4) эВ

Параметр оптического ограничения j -й квантовой ямы многослойной квантоворазмерной гетероструктуры для излучения ТЕ- и ТМ-поляризаций можно оценить в модели эквивалентного трехслойного волновода:

$$\Gamma_{TE} = \frac{d_j}{d + \frac{2}{d(\varepsilon_a - \varepsilon_c)} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_j} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2},$$

$$\Gamma_{TM} = \frac{d_j}{d + \frac{2}{d(\varepsilon_a - \varepsilon_c)} \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_c} \right) \left(\frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_c} \right)^{3/2} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2}.$$
(4.13)

Здесь d – суммарная толщина слоев гетероструктуры; d_j и ε_j – толщина и диэлектрическая проницаемость j -ого слоя, ε_c – диэлектрическая проницаемость обкладочных слоев. Длина волны излучения λ определяется шириной запрещенной зоны узкозонного полупроводника. В качестве эффективной диэлектрической проницаемости активной области ε_a выступают величины

$$\varepsilon_a = \frac{1}{d} \int \varepsilon(z) dz \quad \text{– для TE-моды,}$$

$$\frac{1}{\varepsilon_a} = \frac{1}{d} \int \frac{1}{\varepsilon(z)} dz \quad \text{– для TM-моды.}$$

Суммарное волноводное усиление многослойной гетероструктуры на частоте ν задается выражением:

$$g(\nu) = \sum_j g_j(\nu) = \sum_j \Gamma_j K_j(\nu). \quad (4.14)$$

4.1.2 Расчет зонной структуры лазерного диода с широким плоским спектром усиления

Существует несколько способов получения асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур[122,123,131]. Активные слои структуры могут отличаться толщиной, компонентным составом, порядком размещения относительно друг друга и эмиттеров. Рассмотрим характеристики гетероструктур с квантовыми ямами разной ширины. Квантовые ямы подберем таким образом, чтобы длины волн оптических переходов электронов на уровни тяжелых и легких дырок в разных квантовых ямах были немного разнесены и перекрывали желаемый диапазон генерируемых длин волн[132,133]. При этом следует учитывать, что, как видно из рис. 4.1, более широкая квантовая яма при одинаковом уровне возбуждения дает более широкий спектр усиления.

Для выравнивания суммарного коэффициента волноводного усиления гетероструктуры в широком спектральном интервале необходимо контролировать уровни возбуждения каждой квантовой ямы. Уровень воз-

буждения квантовых ям определяется распределением квазиуровней Ферми для электронов и дырок вдоль оси размерного квантования, т.е. перпендикулярно слоям гетероструктуры. Для создания условий неоднородного возбуждения структуры проводится легирование барьерных слоев донорами и акцепторами.

При прямом смещении потенциальный барьер, возникающий в валентной зоне благодаря легированию донорами барьерного слоя между квантовыми ямами, препятствует переносу дырок во вторую, третью и четвертую квантовые ямы (рис. 4.2).

Распределение плотности электронного тока вдоль оси размерного квантования z находится при совместном решении уравнения Пуассона для электростатического потенциала ϕ и уравнений непрерывности для электронного j_e и дырочного j_h токов [115]:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -\frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (p - n + N_d - N_a), \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial j_e}{\partial z} = eR, \quad j_e = \mu_e n \frac{\partial F_e}{\partial z}, \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial j_h}{\partial z} = -eR, \quad j_h = \mu_h p \frac{\partial F_h}{\partial z}, \quad (4.17)$$

где n и p – концентрации электронов и дырок; N_a и N_d – концентрации ионизированных акцепторов и доноров; ϵ – диэлектрическая постоянная; R – объемная скорость рекомбинации; F_e и F_h – квазиуровни Ферми зоны проводимости и валентной зоны; μ_e и μ_h – подвижности электронов и дырок; ϕ – электростатический потенциал; j_e и j_h – электронный и дырочный токи соответственно.

На рис. 4.2 и рис. 4.3 приведены результаты расчетов для структур с четырьмя и двумя квантовыми ямами. В структуре с двумя квантовыми ямами яма шириной 14 нм формирует широкий спектр волноводного усиления в диапазоне 2.44—3 мкм. Более узкая квантовая яма в 10 нм, максимум усиления которой находится на длине волны 2.48 мкм, корректирует результирующий спектр волноводного усиления. В результате получаем практически плоский суммарный спектр волноводного усиления в диапазоне 2.6—2.8 мкм.

Структура с четырьмя квантовыми ямами содержит ямы шириной 14, 10, 8, 7 нм с уровнями возбуждения 0.47, 0.54, 0.65, 0.6 эВ соответственно. Более высокий уровень возбуждения узких квантовых ям обусловлен необходимостью компенсировать поглощение в яме шириной 14 нм в коротковолновой области спектра усиления. Сложением поглощений ям

шириной 14 и 15 нм обусловлена и резкая граница спектра усиления со стороны коротких волн.

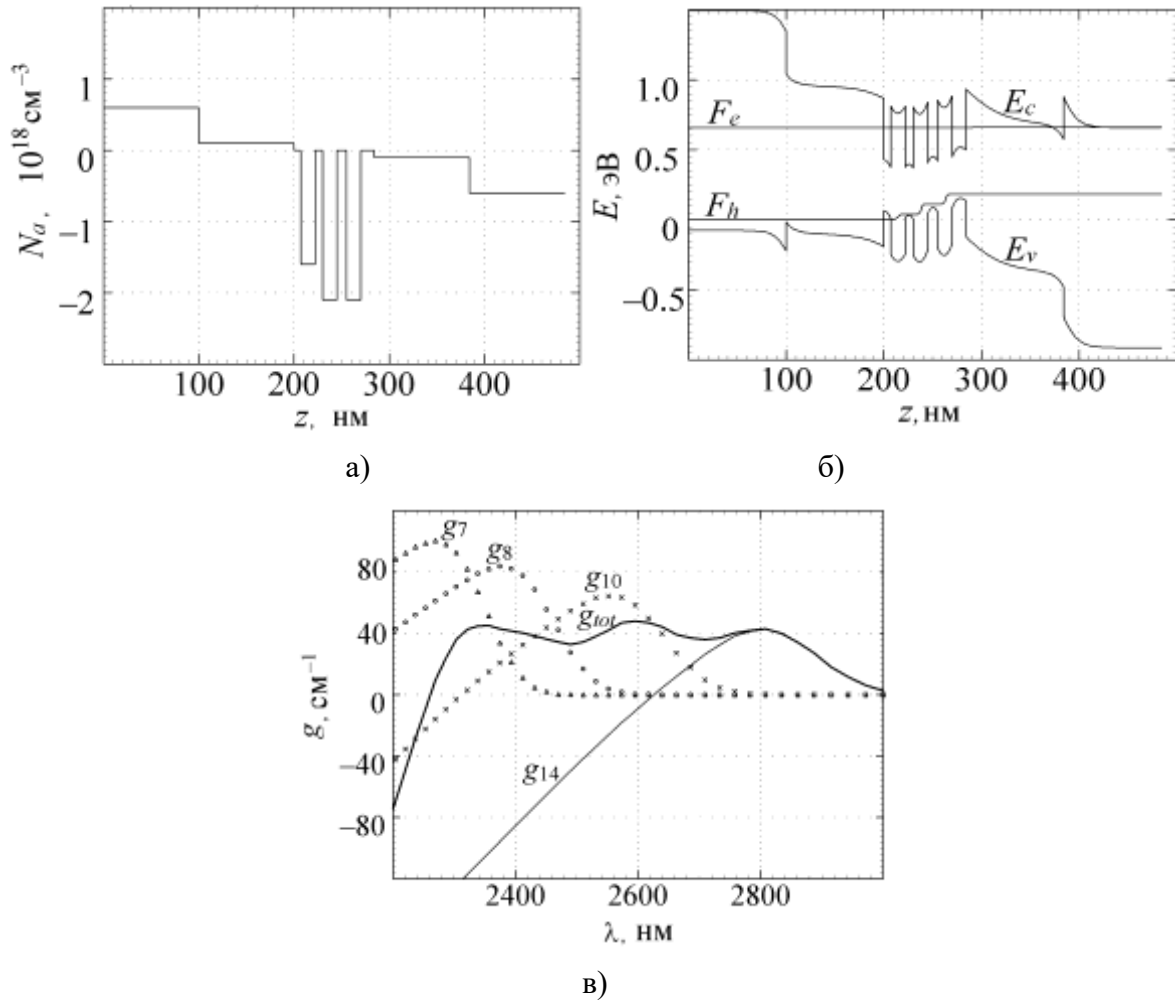


Рис. 4.2. Распределение концентрации примесей в ИЛ с четырьмя квантовыми ямами (а), зонная диаграмма при прямом смещении 0.66 В (б) и волноводный спектр усиления ТЕ моды для квантовых ям шириной 7 (g_7), 8 (g_8), 10 (g_{10}) и 14 нм (g_{14}) (g_{tot} – суммарный спектр волноводного усиления) (в)

4.2 Особенности применения лазерных диодов в прецизионной дальнометрии

4.2.1 Импульсно фазовый метод измерения расстояний

Импульсно-фазовый способ измерения расстояний в значительной мере совмещает в себе достоинства фазовых методов в отношении точности измерения и импульсных систем в отношении дальности действия. При этом в качестве зондирующего сигнала светодальномера используется последовательность импульсов излучения, а время прохождения сигналом удвоенного расстояния до объекта измеряется фазовым методом.

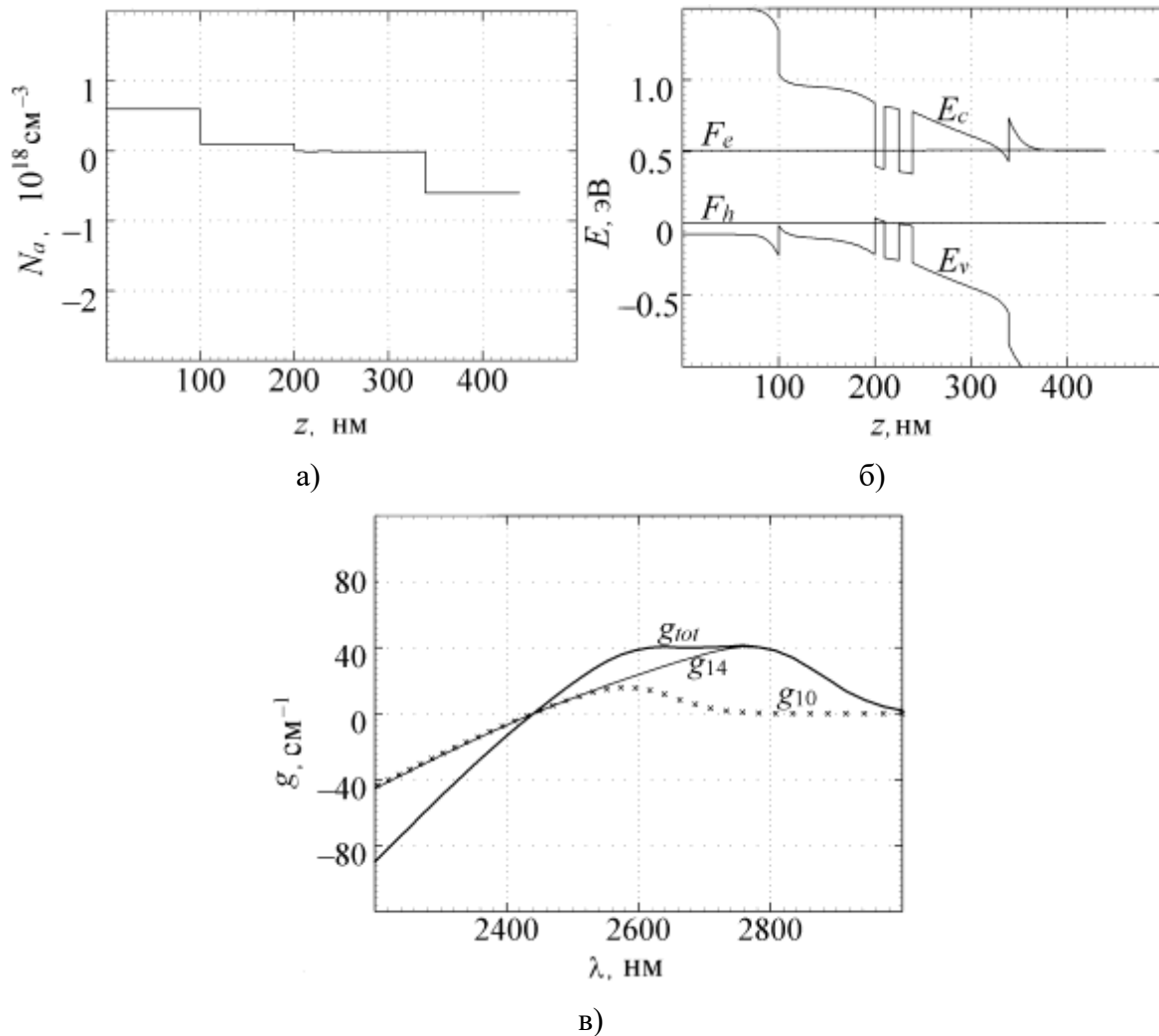


Рис. 4.3. Распределение концентрации примесей в ИЛ с двумя квантовыми ямами (а), зонная диаграмма при прямом смещении в 0.51 В (б) и волноводный спектр усиления ТЕ моды для квантовых ям шириной 10 (g_{10}) и 14 нм (g_{14}) (g_{tot} – суммарный спектр волноводного усиления) (в)

Рассмотрим наиболее распространенный из импульсно-фазовых методов, который основан на использовании дополнительной высокочастотной модуляции по интенсивности импульсов излучения, фаза которой и является измеряемым параметром.

Пусть импульсный сигнал длительностью τ_u повторяется с детерминированным тактовым интервалом T . Такой сигнал можно представить в виде суммы бесконечного числа гармонических колебаний частот, кратных частоте повторения импульсов $F_n=1/T$ или $\Omega_n=2\pi/T$ [134]:

$$P_1(t) = P_0 + \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos(n\Omega_n t - \varphi_n), \quad (4.18)$$

где P_0 – постоянная составляющая последовательности, P_n , φ_n – амплитуда и фаза n -й гармоники модулирующего сигнала.

Введем дополнительную модуляцию импульсов излучения непрерывным гармоническим сигналом частотой $\Omega = 2\pi/\tau_n$, начальная фаза которого φ_u равна фазе опорного колебания, φ_0 для упрощения вычислений принята равной 0. Тогда излучаемый на дистанцию сигнал принимает вид

$$\begin{aligned} P(t) &= \left(P_0 + \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos(n\Omega_i t - \varphi_n) \right) (0.5 + m \cos(\Omega t)) = \\ &= 0.5P_0 + 0.5 \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos(n\Omega_i t - \varphi_n) + mP_0 \cos(\Omega t) + \\ &+ \frac{m}{2} \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos((n\Omega_i + \Omega)t - \varphi_n) + \frac{m}{2} \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos((n\Omega_i - \Omega)t - \varphi_n), \end{aligned} \quad (4.19)$$

где $m \leq 0,5$ – глубина модуляции. Таким образом, в спектре излучаемого сигнала кроме гармонических составляющих исходной импульсной последовательности с частотами, кратными Ω_n , содержится также набор гармонических составляющих с частотами $n\Omega_n \pm \Omega$.

В результате прохождения удвоенного измеряемого расстояния сигнал, поступающий на фотоприемник, будет иметь временную задержку, что выразится в изменении фаз всех гармонических составляющих, пропорциональном их частоте и измеряемой дистанции:

$$\begin{aligned} P_D(t) &= K_1 \left(P_{\text{н0}} + 0.5 \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos \left(n\Omega_i t - \varphi_n - \frac{n\Omega_i}{v} 2D \right) + \right. \\ &+ 2mP_{\text{н0}} \cos \left(\Omega t - \frac{\Omega}{v} 2D \right) + \frac{m}{2} \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos \left((n\Omega_i + \Omega)t - \varphi_n - \frac{n\Omega_i + \Omega}{v} 2D \right) + \\ &\left. + \frac{m}{2} \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cos \left((n\Omega_i - \Omega)t - \varphi_n - \frac{n\Omega_i - \Omega}{v} 2D \right) \right), \end{aligned} \quad (4.20)$$

где K_1 – коэффициент, учитывающий ослабление сигнала, обусловленное параметрами оптической системы прибора, прозрачностью атмосферы и измеряемой дистанцией, v – скорость света в атмосфере; $P_{\text{cp}} = 0,5P_0$ – средняя мощность сигнала.

Амплитуда тока на выходе фотоприемника, вызванная принимаемым сигналом вида (4.20), очевидно, будет

$$i_{\text{ф}}(t) = K_2 P_D(t), \quad (4.21)$$

где K_2 – коэффициент пропорциональности.

Принципиально, как видно из (4.20), фазу, а следовательно, и измеряемую дистанцию можно определить как на частоте модуляции Ω , так и на частоте любой гармонической составляющей $n\Omega_{\text{пр}}$, $n\Omega_{\text{пр}} \pm \Omega$. Однако такой путь нерационален, так как мощность отдельных составляющих сигнала весьма мала, а их частоты достаточно высоки. Наиболее удобно использовать широко применяемый в непрерывно-фазовых системах метод преобразования частоты, при котором значение фазы высокочастотного колебания переносится на колебание низкой промежуточной частоты специальным гетеродином, имеющим частоту

$$\omega_{\text{а}} = \Omega \pm \Omega_{\text{г}}, \quad (4.22)$$

где промежуточная частота

$$\Omega_{\text{г}} < \Omega_{\text{пр}} / 2. \quad (4.23)$$

Преобразованный сигнал на выходе смесителя можно представить выражением

$$i_{\text{наг}}(t) = K_3 P_D(t) (0,5 + m_{\text{а}} \cos(\omega_{\text{а}} t)), \quad (4.24)$$

где K_3 – коэффициент, учитывающий характер зависимости выходного тока смесителя от гетеродинного напряжения, а $m_{\text{а}} \leq 0,5$ – коэффициент глубины модуляции.

Производя вычисления и ограничивая спектр выходного сигнала смесителя частотой порядка $2\pi/\tau_{\text{и}}$ и, следовательно, оставляя гармоники частоты повторения импульсов излучения с номером, меньшим $n_1 \approx 2\pi/\tau_{\text{и}} \Omega_{\text{пр}}$ получаем;

$$\begin{aligned} i_{\text{наг}}(t) \approx & K_1 K_2 K_3 \left(\frac{P_{\text{нб}}}{2} + \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{n_1} P_n \cos \left(n\Omega_{\text{г}} t - \varphi_n - \frac{n\Omega_{\text{г}}}{\nu} 2D \right) + \right. \\ & + m m_{\text{а}} P_{\text{нб}} \cos \left((\Omega - \omega_{\text{а}}) t - \frac{\Omega}{\nu} 2D \right) + \\ & + \frac{m m_{\text{а}}}{4} \sum_{n=1}^{n_1} P_n \cos \left(n\Omega_{\text{г}} \left(t - \frac{2D}{\nu} \right) - \varphi_n + (\Omega - \omega_{\text{а}}) t - \frac{\Omega}{\nu} 2D \right) + \\ & \left. + \frac{m m_{\text{а}}}{4} \sum_{n=1}^{n_1} P_n \cos \left(n\Omega_{\text{г}} \left(t - \frac{2D}{\nu} \right) - \varphi_n - (\Omega - \omega_{\text{а}}) t + \frac{\Omega}{\nu} 2D \right) \right). \end{aligned} \quad (4.25)$$

Как видно из (4.25), в спектре выходного сигнала содержатся гармонические составляющие с частотами $n\Omega$ и $n\Omega \pm \Omega_{\text{пр}}$. (так как $\Omega_{\text{пр}} = \Omega - \omega_{\text{г}}$), что свидетельствует об амплитудной модуляции исходной импульсной последовательности с частотой $\Omega_{\text{пр}}$. Действительно, выра-

жение (4.25) последовательно может быть преобразовано следующим образом:

$$\begin{aligned}
 i_{\text{н\ddot{a}o}}(t) &\approx K_1 K_2 K_3 \left(\frac{P_{\text{н\ddot{a}o}}}{2} + \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{n_1} P_n \cos \left(n\Omega_{\text{i}} t - \varphi_n - \frac{n\Omega}{\nu} 2D \right) + mm_{\text{a}} P_{\text{н\ddot{a}o}} \cos \left((\Omega_{\text{i}\delta} t - \frac{\Omega}{\nu} 2D) \right) + \right. \\
 &+ \left. \frac{mm_{\text{a}}}{2} \sum_{n=1}^{n_1} P_n \cos \left(n\Omega_{\text{i}} t - \frac{n\Omega_{\text{i}}}{\nu} 2D - \varphi_n \right) \cos \left(\Omega_{\text{i}\delta} t - \frac{\Omega}{\nu} 2D \right) = \right. \quad (4.26) \\
 &= K_1 K_2 K_3 \left(P_{\text{н\ddot{a}o}} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{n_1} P_n \cos \left(n\Omega_{\text{i}} t - \varphi_n - \frac{n\Omega}{\nu} 2D \right) \right) \left(\frac{1}{2} + \frac{mm_{\text{a}}}{2} \cos \left(\Omega_{\text{i}\delta} t - \frac{\Omega}{\nu} 2D \right) \right).
 \end{aligned}$$

Таким образом, информация об измеряемом расстоянии содержится в фазе огибающей частоты $\Omega_{\text{пр}}$ импульсной последовательности, которая соответствует фазовому сдвигу на частоте модуляции. Исключая число целых фазовых циклов, находим фазовую задержку, соответствующую дистанции ΔD в пределах фазового цикла и равную $2\Delta D\Omega/\nu = 2\pi\Delta D/L$, где L —длина фазового цикла.

Огибающую импульсной последовательности, позволяющую наиболее полно использовать энергию зондирующего сигнала светодальномера, можно выделить пиковым детектором или интегрирующей цепью с последующим усилением узкополосным усилителем. Дальнейшие фазовые измерения производятся, как и в непрерывно-фазовых системах, на промежуточной частоте $\Omega_{\text{пр}}$. Опорное колебание с частотой $\Omega_{\text{пр}}$ также может быть получено приведенным выше способом.

Относительно практического выбора значения частоты $\Omega_{\text{пр}}$ следует сделать дополнительное замечание. В соответствии с (4.23) на каждый период $\Omega_{\text{пр}}$ приходится не менее двух импульсов излучения, что удовлетворяет требованиям теоремы Котельникова. Однако на практике при наличии шумов для более точного восстановления сигнала частота дискретизации обычно выбирается по крайней мере в 2,5-5 раз больше наивысшей частоты спектра сигнала. Таким образом, вместо (4.23) следует пользоваться соотношением

$$\Omega_{\text{i}\delta} \leq \Omega_{\text{i}} / N, \quad (4.27)$$

где N изменяется от 2.5 до 5.

4.2.2 Импульсно-фазовые дальномеры с внутридиодной модуляцией излучения

В случае применения в качестве источника излучения лазерного диода (ЛД) нами предложен импульсно-фазовый дальномер (ИФД), основанный на измерении задержки фазы модулирующей гармоники СВЧ сигнала при синхронизации релаксационных пульсаций слабым гармониче-

ским сигналом[135]. Для объяснения принципов его работы запишем скоростные уравнения[136]:

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau} - v_g \frac{g(n-n_0)}{1+\varepsilon S} S, \\ \frac{dS}{dt} &= v_g \left(\frac{g(n-n_0)}{1+\varepsilon S} - \kappa_l \right) S + \beta \frac{n}{\tau},\end{aligned}\tag{4.28}$$

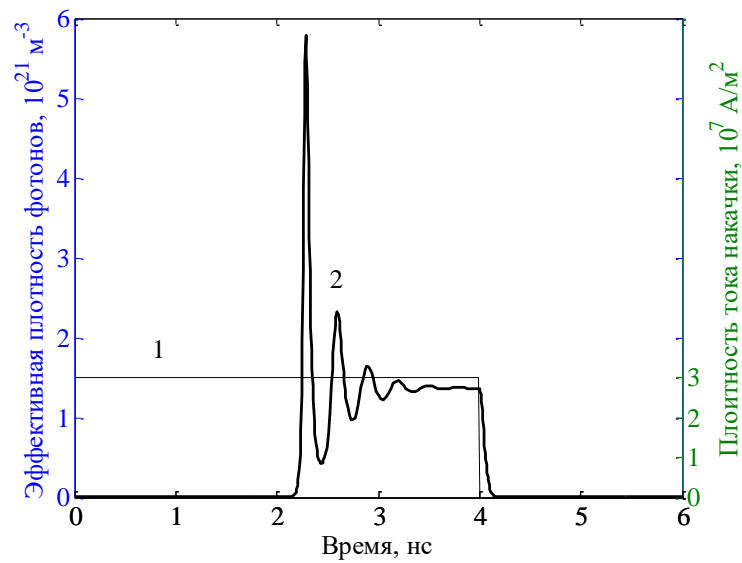
где n – концентрация неравновесных носителей заряда (ННЗ) в активной области, S – эффективная плотность фотонов, t – время, j – плотность тока накачки, d – толщина активного слоя, τ – полное время жизни ННЗ, v_g – групповая скорость света в кристалле, g и n_0 – параметры линейной аппроксимации, ε – фактор насыщения, κ_l – коэффициент потерь лазерного излучения, τ_{ph} – время жизни фотонов в резонаторе, β учитывает вклад спонтанного излучения в лазерную моду.

Результат решения системы (4.28) при $d=0.2$ мкм, $\tau=5\cdot 10^{-9}$ с, $v_g=7,5\cdot 10^7$ м/с, $g=10^{-16}$ см², $n_0=10^{18}$ см⁻³, $\varepsilon=10^{-18}$ см³, $\beta=10^{-4}$, $\kappa_l=6000$ см⁻¹ представлен на рис. 4.4а, а его спектр на рис. 4.4б [137]. Из приведенных рисунков видно, что сигнал можно разделить на три стадии. Первая – задержка излучения, на этой стадии доминируют спонтанные излучательные переходы. На второй стадии доминирующим является вынужденное излучение, и наблюдаются угасающие релаксационные пульсации в СВЧ диапазоне. Третья же стадия – режим установившейся генерации. Поскольку для измерений требуется ярко выраженная гармоника, то целесообразно проводить измерения на частоте релаксационных пульсаций, но как видно из спектра (рис. 4.5б) гармоника, соответствующая релаксационным пульсациям, слабо выражена. Для получения ярко выраженной гармоника воспользуемся известным фактом [115], что при синхронизации тока накачки на частоте релаксационных пульсаций получаем резонанс с неугасающими пульсациями (рис. 4.5а). Частота слабых релаксационных пульсаций задается выражением [115]:

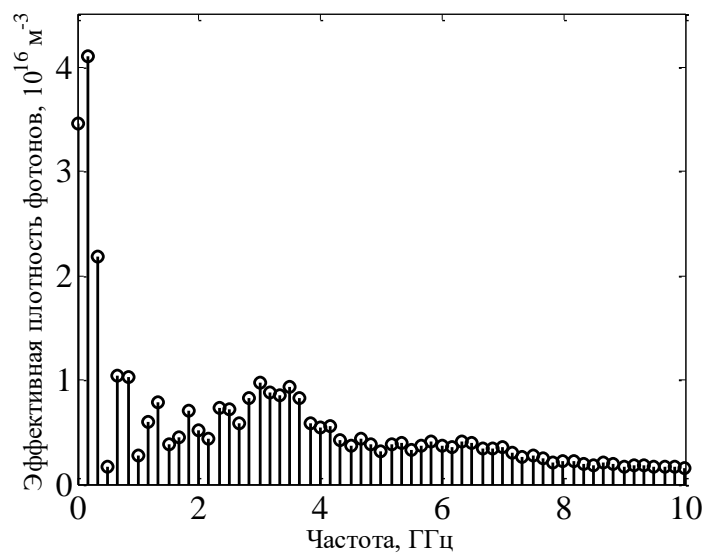
$$\omega_r^2 = \frac{v_g g(j - j_{th})}{ed} - \frac{1}{\tau_r^2},\tag{4.29}$$

где $j_{th}=(ed/\tau)(n_0-\kappa_l/g)$ – плотность порогового тока, а τ_r – постоянная времени затухания, которая может быть представлена как

$$\frac{2}{\tau_r} = \frac{1}{\tau} + \frac{g(j - j_{th})}{ed\kappa_l}.$$



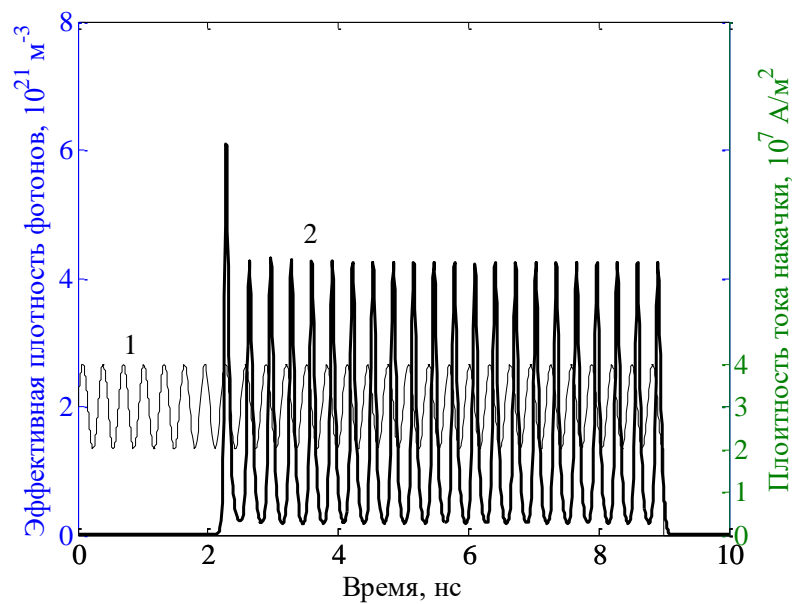
а)



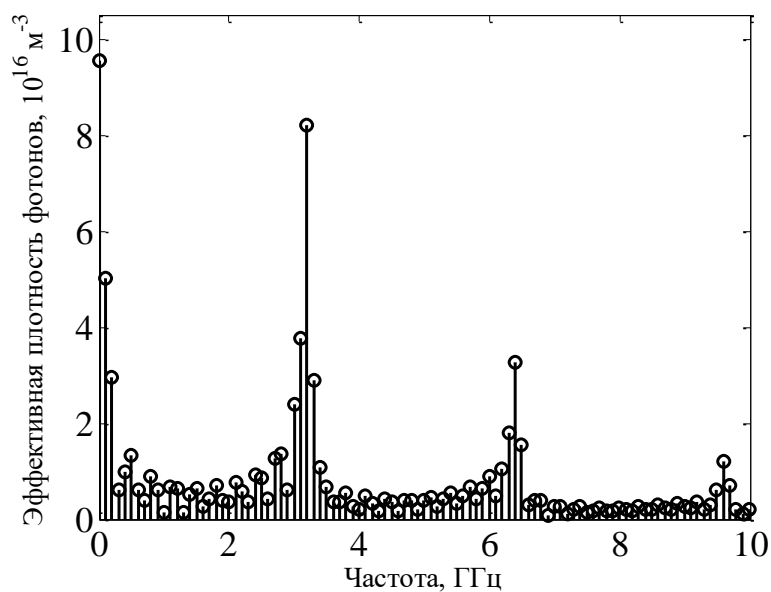
б)

Рис. 4.4 Временная зависимость изменения плотности тока накачки ЛД (а, кривая 1) и эффективной плотности фотонов (а, кривая 2) и спектр выходного сигнала (б) для случая накачки прямоугольным импульсом тока

В таком случае спектр сигнала имеет вид, представленный на рис. 4.5б), и получаем ярко выраженную гармонику, на которой можно производить измерения[138].



а)



б)

Рис. 4.5. Временная зависимость изменения плотности тока накачки ЛД (1) и эффективная плотность фотонов (2) (а) и спектр выходного сигнала (б) для случая синхронизации током накачки

В ИФД обычно используются импульсный сигнал большой скважности. В таком случае спектр примет вид, представленный на рис. 4.6. Измерения целесообразно производить на наиболее высоком пике, то есть на частоте ω_r .

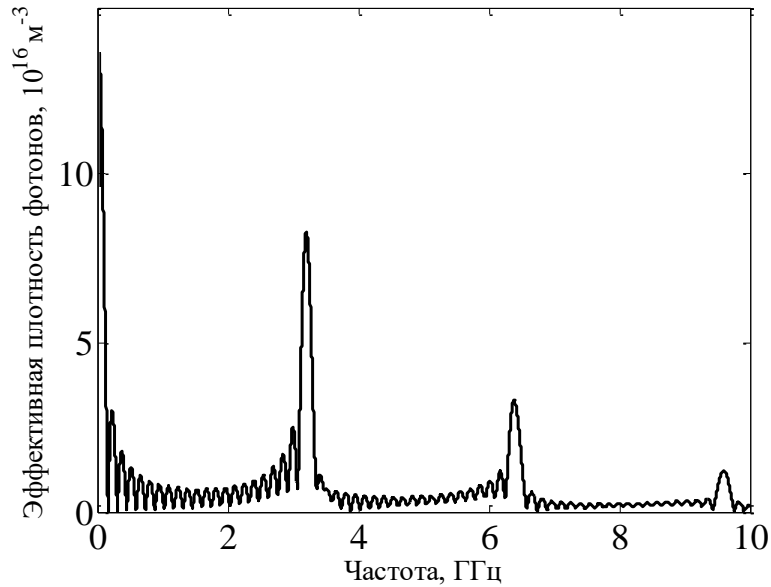


Рис. 4.6. Спектр сигнала в случае синхронизации на частоте затухающих пульсаций при скважности следования импульсов 100

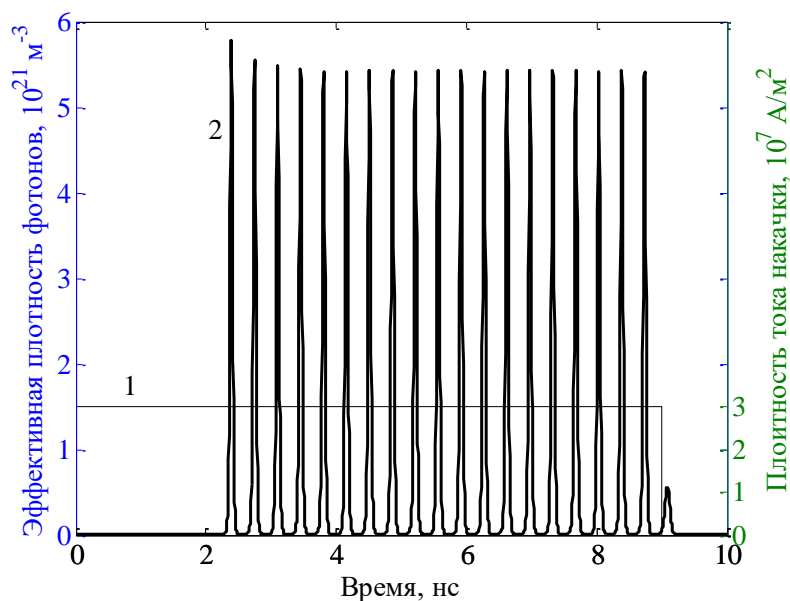
Другой метод получения внутриимпульсной модуляции это – использование ЛД с насыщающимся поглотителем. Такие ЛД позволят получить периодический сигнал на выходе диода при питании его постоянным током.

Работу ЛД с насыщающимся поглотителем можно описать с помощью скоростных уравнений[115]:

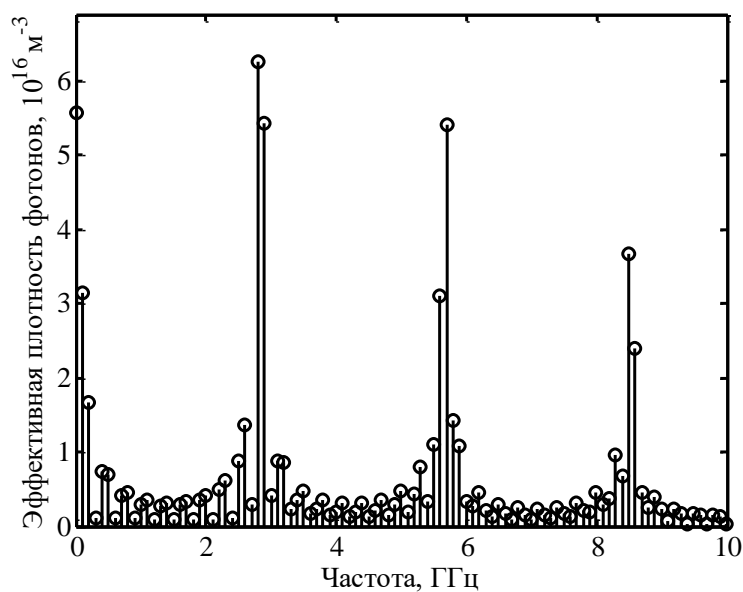
$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= \frac{\eta_1 J}{ed} - \frac{n_1}{\tau_1} - v_g \frac{g_1(n_1 - n_0)}{1 + \varepsilon_1 S} S, \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{\eta_2 J}{ed} - \frac{n_2}{\tau_2} - v_g \frac{g_2(n_2 - n_0)}{1 + \varepsilon_2 S} S, \\ \frac{dS}{dt} &= v_g \left(r_1 \frac{g_1(n_1 - n_0)}{1 + \varepsilon_1 S} + r_2 \frac{g_2(n_2 - n_0)}{1 + \varepsilon_2 S} - \kappa_l \right) S + \beta \frac{n_2}{\tau_2}, \end{aligned} \quad (4.30)$$

где η_i – коэффициенты инжекции тока накачки, r_i – относительные протяженности секций. Индексы 1 и 2 относятся к поглощающей и излучающей областям соответственно.

При расчетах принимались следующие значения входящих в (4.30) величин: $\eta_1=0.5$, $\eta_2=1$, $\varepsilon_1=0$, $\varepsilon_2=10^{-23}$, $\tau_1=7.5 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_2=5 \cdot 10^{-9}$ с, $r_1=0.05$, $g_1=7.5 \cdot 10^{-20}$ см², $g_2=1.5 \cdot 10^{-20}$ см² остальные данные соответствуют системе (4.28). Результаты расчета представлены на рис. 4.7. На рис. 4.8 приведен спектр импульсного сигнала, приведенного на рис. 4.7а, при скважности импульсов тока накачки 100.



а)



б)

Рис. 4.7. Временные зависимости изменения плотности тока накачки ЛД (1) и эффективной плотности фотонов (2) (а) и спектр выходного сигнала (б) в случае применения лазера с насыщающимся поглотителем

При использовании ЛД с насыщающимся поглотителем не требуется синхронизация на частоте затухающих пульсаций, но как видно из рис. 4.6 пики в спектре спадают с частотой не настолько быстро (рис. 4.8), как

в случае модуляции тока накачки (рис. 4.6), поэтому доля энергии, приходящаяся на первый пик, меньше.

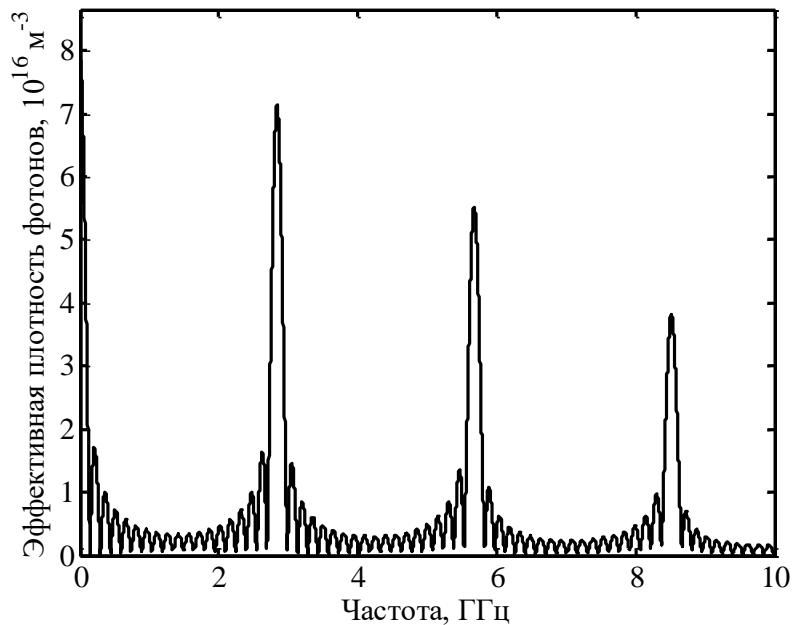


Рис. 4.8. Спектр сигнала от ЛД с насыщающимся поглотителем накачка которого производится периодическими импульсами тока со скважностью 100

4.2.3 ЛД в рециркуляционной светодальномерии

При измерении расстояний светодальномером важным источником погрешности является состояние атмосферы. Для прецизионных лазерных дальномерных систем среднеквадратичная погрешность измерений, обусловленная дисперсионными свойствами атмосферы, может быть снижена до единиц сантиметров путем расчета группового показателя преломления, если известны давление, температура и влажность. Однако эта операция достаточно трудоемка и требует привлечения дополнительных метеорологических и вычислительных средств. Для решения этой проблемы применяются двух волновые дальномеры которые позволяют учитывать состояние атмосферы вдоль измерительной трассы.

Одним из наиболее простых в реализации и обладающих высокой точностью измерений является двухволновой дальномер-рециркулятор. Его схема приведена рис. 4.9 [139]. В качестве излучателя дальномера предлагается использовать лазерный диод на основе асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры. Активная область лазерного диода содержит две квантовые ямы разной ширины. Одна квантовая яма шириной 8 нм изготовлена на основе GaAs, а другая квантовая яма шириной 6 нм — на $\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$. Квантовые ямы, барьерный и обкладочные слои

лазера образуют единый оптический волновод для генерируемого излучения на двух различных длинах волн. При увеличении тока инжекции генерация начинается на большей длине волны λ_1 . В режиме генерации концентрация неравновесных носителей тока в более широкой квантовой яме практически не изменяется, так как длинноволновое излучение усиливается в этой квантовой яме. Дальнейшее увеличение тока приводит к возникновению генерации на более короткой длине волны λ_2 , которая усиливается в обеих квантовых ямах. Возрастание интенсивности когерентного излучения на этой длине волны сопровождается падением интенсивности длинноволнового излучения. Переключение длины волны генерации с $\lambda_1 = 837$ нм на $\lambda_2 = 787$ нм происходит при изменении тока инжекции от 34 до 36 мА. Длительность электрических импульсов и, соответственно, импульсов излучаемого света на разных длинах волн может быть сделана достаточно малой, вплоть до 2 нс. Разность длин волн генерации $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ – для асимметричных квантоворазмерных лазерных диодов на основе GaAs достигает значений до 70 нм. Если использовать терморегулятор на эффекте Пельтье и стабилизировать импульсы тока инжекции, то относительная нестабильность разности длин волн генерации может быть ниже 10^{-3} .

В начальный момент времени блок *Таймер* (см. рис. 4.9) формирует два импульса, разнесенные во времени на интервал ΔT_0 . Блок *Генератор накачки* формирует соответствующие амплитуды импульсов тока для запуска лазера на длинах волн λ_1 и λ_2 . Для рециркуляционных датчиков дальности измеряемое расстояние играет роль оптической линии задержки в петле обратной связи. При замыкании оптической обратной связи в системе устанавливается процесс рециркуляции с частотой, которая определяется задержкой излучения на дистанции и постоянной электрической задержки в функциональных блоках системы. Таким образом, измеряя частоту рециркуляции, можно определить расстояние до объекта.

Используя описанный выше режим работы полупроводникового лазера, на дистанцию поочередно посылаются оптические импульсы на разных длинах волн λ_1 и λ_2 . Так как скорость распространения излучения в воздухе зависит от длины волны, причем $\lambda_2 < \lambda_1$ то задержка на дистанции излучения на длине волны λ_2 будет больше, чем на λ_1 . Разность оптических задержек за один период рециркуляции составляет

$$\Delta t = \frac{2L}{c}(n_1 - n_2), \quad (4.31)$$

где L — измеряемое расстояние; n_1 и n_2 — показатели преломления воздуха на длинах волн λ_1 и λ_2 , соответственно.

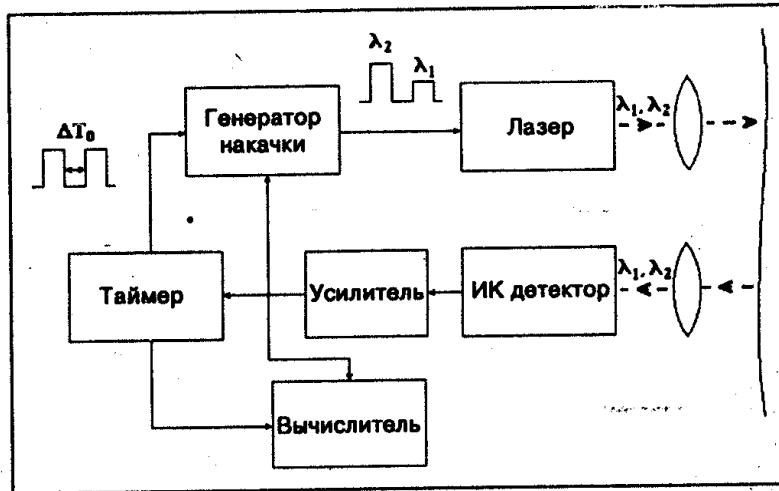


Рис 4.9. Принципиальная схема двухволнового лазерного рециркуляционного дальномера

При разности длин волн $\Delta\lambda = 20$ нм величина Δt на расстоянии $L = 1$ км составляет порядка 1 пс. Очевидно, что измерение таких коротких временных интервалов вызывает большие сложности. Однако в режиме рециркуляции происходит накопление разности временных задержек и за число периодов рециркуляции $N = 10^4 - 10^5$ разность задержек становится равной $T = N\Delta t$ и достигает десятков или сотен наносекунд. В разработанной системе для измерения Δt определяется число периодов рециркуляции N , за которое разность задержек станет равной $T = 100$ нс. В этом случае дальность вычисляется по формуле [140]

$$L = \frac{c}{2n_1} t_{opt} = \frac{c}{2} \left(t_{opt} - \frac{n_1 - 1}{\Delta n_1} \frac{T}{N} \right), \quad (4.32)$$

где t_{opt} — время задержки на дистанции излучения на длине волны λ_1 , n_1 — показатель преломления воздуха на длине волны λ_1 , $\Delta n = n_2 - n_1$ — разность показателей преломления на длинах волн λ_2 и λ_1 в условиях измерений.

Двухволновой метод позволяет получить информацию о скорости распространения излучения на трассе и учесть ее значение при вычислении дальности. Основным источником погрешности измерений в таком дальномере является зависимость точности от амплитуды дистанционного импульса.

Для повышения точности определения момента начала импульса применен двухпороговый метод, причем за начало импульса принималась

точка пересечения с осью времени прямой, проведенной через два фиксированных уровня.

В реальных импульсах фронты не являются линейными. Повышение точности измерений будет достигаться в случае, если порог регистрации находится на линейном участке фронта импульса. Для определения ошибки линеаризации фронта рассмотрим следующую модель. Форму импульса опишем функцией Гаусса

$$I = \exp\left(-\frac{t^2}{D}\right), \quad (4.33)$$

где I – интенсивность излучения лазерного диода; D – подгоночный параметр, зависящий от длительности импульса.

Из формулы (4.33) выразим t как функцию от I :

$$t = -\sqrt{-2D \ln(I)}. \quad (4.34)$$

Возьмем два порога на уровнях $I_1 < I_2$ со временами прихода импульса t_1 и t_2 соответственно. Тогда начало линеаризованного фронта можно представить в виде

$$t_0 = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{I_1 - I_2} I_1. \quad (4.35)$$

Сделаем сдвиг гауссовой кривой вдоль оси t таким образом, чтобы начало отсчета времени находилось в момент достижения импульсом уровня 3% от максимального. Тогда выражение (4.35) с учетом (4.34) примет вид:

$$t_0 = \frac{\sqrt{-2D \ln(I_1)} - \sqrt{-2D \ln(I_2)}}{I_1 - I_2} I_1 - \sqrt{-2D \ln(I_1)} + \sqrt{-2D \ln(0.03)}. \quad (4.7)$$

Моделирование производилось при фиксированном верхнем пороге 80%, а нижний порог изменялся в пределах от 3% до 50%. Результаты моделирования приведены на рис 4.9.

В результате исследования гауссовой модели импульса излучения с применением двухпорогового метода определения начала импульса найдена зависимость времени начала импульса от уровня нижнего порога. Из рис. 4.10 видно, что при выборе нижнего порога, например, на уровне 35% от максимального и отклонении его уровня на 10% ошибка определения начала импульса не превысит 10^{-10} с. При увеличении нижнего порога относительная ошибка фиксации времени прихода импульса будет уменьшаться.

В таких дальномерах также актуально применение источников излучения с одинаковой выходной мощностью на нескольких длинах волн.

Этого позволяют достичь источники с плоским спектром волноводного усиления описанные в части 4.1.2. В случае применения таких источников возникает проблема разделения спектральных каналов на приемнике, но позволяет уменьшить влияние амплитудной зависимости на точность измерения расстояний.

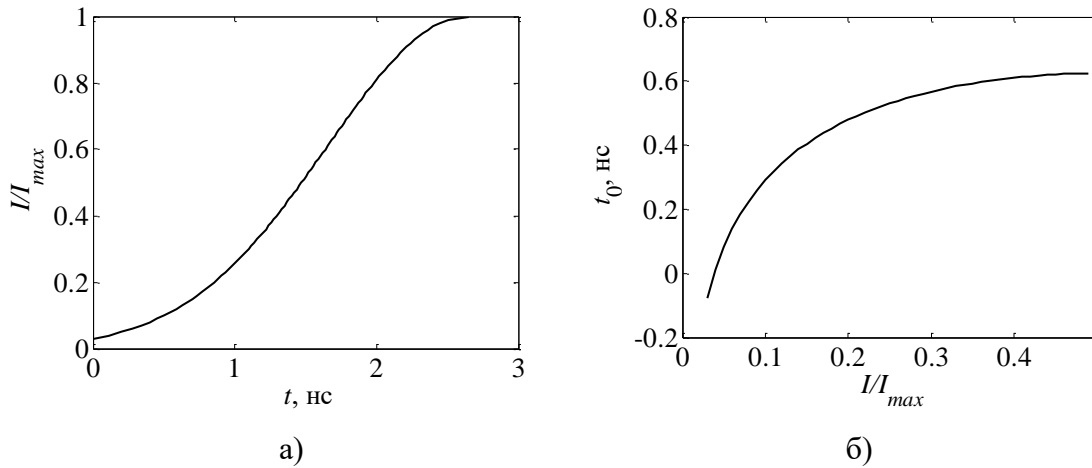


Рис. 4.10. Вид переднего фронта импульса (а), зависимость времени фиксации начала импульса от величины нижнего порога в относительных единицах (б)

Таким образом, нами разработан дизайн многослойной квантоворазмерной асимметричной гетероструктуры с неоднородным возбуждением квантовых ям, имеющей широкий плоский спектр волноводного усиления в диапазоне 2-3 мкм. Такие источники необходимы при создании двух- и многочастотных излучателей с одинаковым уровнем выходной мощности, которые востребованы для создания прецизионных светодальномеров-рециркуляторов и дальномеров-рефрактометров, а также в газовом анализе при мониторинге окружающей среды.

Показана возможность создания эффективного ИФД с измерением задержки фазы модулирующей гармоники СВЧ диапазона при синхронизации автомодуляционных пульсаций гармоническим сигналом током накачки на резонансной частоте диода, а также на основе ЛД с насыщающимся поглотителем. В таком случае спектр сигнала представляет собой ряд ярко выраженных пиков на частотах кратных частоте релаксационных пульсаций, на которых можно эффективно проводить измерения.

Для двухволнового дальномера-рециркулятора проанализировано влияние уровней порогов на точность определения времени прихода импульса в двухпороговом методе. Установлено, что при уровне порога 35-50% ошибка минимальна.

5. ДАСЛЕДАВАННЕ ДВУХМЕРНЫХ ФАТОННЫХ КРЫШТАЛЯЎ МЕТАДАМ КАНЕЧНЫХ РОЗНАСЦЯЎ У ЧАСАВАЙ ВОБЛАСЦІ

Фатонныя крышталі ўяўляюць сабой структуры, у якіх дыэлектрычная пранікальнасць мадулюецца з перыядам, параўнальным з даўжынёй хвалі святла. У выніку перыядычнасці дадзенай структуры ў спектры яе ўласных электрамагнітных станаў назіраюцца поўныя забароненыя зоны. Гэта азначае, што ў пэўным спектральным дыяпазоне святло любой палярызацыі ня можа распаўсюджвацца ў фатонным крышталі ні ў якім кірунку. Дзякуючы гэтай уласцівасці фатонныя крышталі адчыняюць новыя магчымасці кіравання светлавымі патокамі. Парушэнне перыядычнасці фатоннай структуры дазваляе ствараць разнастайныя аптычныя прылады, такія як хваляводы, рэзанатары, фільтры, абмежавальнікі [141, 142].

5.1. Алгарытм Кейна Е

У 1966 годзе Кейн Е (Kane Уее) вынайшаў набор канечна-рознасных ураўненняў для сістэмы вектарных ураўненняў Максвела, якія залежаць ад часу, для матэрыялаў з магнітнымі стратамі $\sigma^* = 0$ і электрычнай праводнасцю $\sigma = 0$. Дадзены алгарытм прыдатны для шматлікіх выпадкаў, так як яго фундаментальныя асновы з'яўляюцца ўстойлівымі.

Алгарытм выкарыстоўваецца для пошуку як электрычных, так і магнітных палёў у часе і прасторы на аснове вектарных ўраўненняў Максвела, а не для асобнага вырашэння, сыходзячы з хвалевага ўраўнення, электрычнага (альбо магнітнага) поля:

- Ён з'яўляецца аналагічным фармулёўцы інтэгральнага ўраўнення камбінаванага поля ў метадзе момантаў, дзе абодва межавыя ўмовы для \vec{E} і \vec{H} уводзяцца на паверхні матэрыяльнай структуры.
- Выкарыстанне інфармацыі пра электрычнае і магнітнае поле робіць рашэнне больш дакладным, чым калі б пры разліку выкарыстоўвалася толькі адна кампанента (гэта азначае, што яно з'яўляецца правільным для большага класу структураў). Як электрычныя, так і магнітныя ўласцівасці матэрыялаў могуць быць уведзены простым спосабам, што з'яўляецца асабліва важным, напрыклад, пры мадэляванні аслаблення ў сячэнні радара.

- Унікальныя рысы кожнага поля, такія як асаблівасці тангенцыяльных складнікаў \vec{H} каля краёў і вуглоў, асаблівасці азімутальных складнікаў \vec{H} каля дроту і асаблівасці радыяльных складнікаў \vec{E} каля пунктаў, краёў і тонкага дроту могуць мадэлявацца, калі вядомыя як электрычныя, так і магнітныя палі.

Згодна з алгарытмам Кейна E кампаненты \vec{E} і \vec{H} размешчаны ў прасторы так, каб кожная кампанента \vec{E} была аколена чатырма цыркулюючымі кампанентамі \vec{H} , а кожная кампанента \vec{H} была аколена чатырма цыркулюючымі кампанентамі \vec{E} . Гэта забяспечвае простую схему ў трохмернай прасторы, якая запоўнена ўзаемазвязаным масівам контураў згодна з законамі Фарадэя і Ампера, Напрыклад, можна вызначыць кампаненты \vec{E} , якія адпавядаюць зруху электрычнага току, які звязвае віткі \vec{H} , таксама як кампаненты \vec{H} , якія адпавядаюць магнітнаму току, які звязвае віткі \vec{E} . Па сутнасці, дадзены алгарытм адначасова мадэлюе пунктавую дыферэнцыяльную форму і макраскапічную інтэгральную форму ўраўненняў Максвела, што з'яўляецца вельмі карысным пры заданні межавых умоваў поля і асобных пунктаў.

У дадатак прасторавая рашотка валодае наступнымі ўласцівасцямі:

- Выразы канечнай рознасці для прасторавых вытворных у вектарных апэратарах з'яўляюцца цэнтральна-рознаснымі па прыродзе і маюць другі парадак дакладнасці.
- Непарыўнасць тангенцыяльных складнікаў \vec{E} і \vec{H} натуральным чынам выконваецца на межах разнародных матэрыялаў, калі межы паралельныя адной з каардынатных восяў рашоткі. У гэтым выпадку адсутнічае неабходнасць спецыяльным чынам уводзіць межавыя ўмовы ў пунктах змянення матэрыялаў. На пачатку задачы проста задаецца дыэлектрычная пастаянная і магнітная пранікальнасць у кожным пункце, дзе адбываецца пошук кампанентаў поля. Гэта прыводзіць да ступенькавай апраксімацыі паверхні і ўнутранай геаметрыі структуры, якая разглядаецца з прасторавым разрашэннем, якое вызначаецца памерам адзінкавай ячэйкі рашоткі.
- Спосаб размяшчэння кампанентаў \vec{E} і \vec{H} у прасторавай рашотцы і цэнтральна-рознасныя апэрацыі над гэтымі кампанентамі ўскосным чынам уводзяць дзве суадносіны закона Гаўса. Такім чынам сетка з'яўляецца бездывергенцыйнай у адносінах \vec{E} і \vec{H} палёў у адсутнасці электрычных зарадаў.

У метадзе канечных рознасцяў у часовай вобласці кампаненты \vec{E} і \vec{H} размяшчаюцца ў часе ў скачкападобным парадку. Усе разлікі \vec{E} у мадэлюемай прасторы ажыццяўляюцца для асобнага моманту часу з выкарыстаннем захаваных дадзеных для \vec{E} . Затым праводзяцца ўсе разлікі для \vec{E} у прасторы з выкарыстаннем захаваных дадзеных для \vec{E} і перадаюцца ў памяць для далейшых разлікаў. Цыкл паўтараецца зноў з пераразлікам кампанентаў \vec{E} на аснове абноўленых \vec{E} . Гэты працэс працягваецца пакуль не заканчваецца ход па часе.

- Скачкападобны ход па часе з'яўляецца цалкам яўным, тым самым дапамагаючы пазбегнуць праблемаў, звязаных з сістэмамі ураўненняў і ператварэннем матрыц.
- Канечна-рознасныя выразы для вытворных па часе з'яўляюцца цэнтральна-рознаснымі па прыродзе і маюць другі парадак дакладнасці.
- Алгарытм хода па часе з'яўляецца недысыпатыўным. Гэта значыць, што хвалі, якія распаўсюджваюцца ў прасторавай сеткі не суправаджаюцца пабочным затуханнем з-за дыскрэтнага характару разбіцця прасторы.

Распаўсюджванне электрамагнітнага поля ў фатонным крышталі апісваецца з дапамогай ураўненняў Максвела. У выпадку ТМ-моды ў адсутнасці токаў і свабодных зарадаў [143]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x}, \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right).\end{aligned}$$

Задача рашаецца ў прамавугольнай двухмернай вобласці $S = \{(x, y): 0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b\}$. У гэтай вобласці ўводзіцца рознасная сетка $\{x_i = ih_x, y_j = jh_y, i=0,1,\dots,N_x, j=0,1,\dots,N_y\}$. Адрэзак часу, на якім шукаецца рашэнне задачы, таксама разбіваецца на канечны лік інтэрвалаў $\{t_s = s \cdot \Delta t, s = 0, 1, \dots\}$. Значэнне сеткавай функцыі F у некаторым вузле сеткі (x_i, y_j) у момант часу t_s абазначым праз $F_{i,j}^s = F(ih_x, jh_y, s \cdot \Delta t)$. Кампанента поля E_z разглядаецца ў вузлавых пунктах вобласці (i, j) ў моманты часу s , а кампаненты H_x, H_y — у прамежкавых пунктах вобласці $(i, j+0.5), (i+0.5, j)$ ў прамежкавыя моманты часу $s+0.5$. Такі падыход дазваляе запісаць прасторавыя і

часавыя вытворныя ва ўраўненнях праз цэнтральныя рознасці. Напрыклад, для функцыі F у пункце $x_i=ih_x$, $y_j=jh_y$, у момант часу $t=s\cdot\Delta t$ вытворныя па x і па t будуць мець выгляд:

$$\frac{\partial F_{i,j}^s}{\partial x} = \frac{F_{i+0,5,j}^s - F_{i-0,5,j}^s}{h_x} + O[(h_x)^2],$$

$$\frac{\partial F_{i,j}^s}{\partial t} = \frac{F_{i,j}^{s+0,5} - F_{i,j}^{s-0,5}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2].$$

Падстаўляючы замест вытворных дадзеныя цэнтральна-рознасныя адпаведнікі, ўраўненні Максвела можна перапісаць у выглядзе:

$$\frac{E_z|_{i,j}^{s+1} - E_z|_{i,j}^s}{\Delta t} = \frac{1}{\epsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y|_{i+0,5,j}^{s+0,5} - H_y|_{i-0,5,j}^{s+0,5}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+0,5}^{s+0,5} - H_x|_{i,j-0,5}^{s+0,5}}{\Delta y} \right),$$

$$\frac{H_x|_{i,j+0,5}^{s+0,5} - H_x|_{i,j+0,5}^{s-0,5}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_{i,j+0,5}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1}^s - E_z|_{i,j}^s}{\Delta y} \right),$$

$$\frac{H_y|_{i+0,5,j}^{s+0,5} - H_y|_{i+0,5,j}^{s-0,5}}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_{i+0,5,j}} \left(\frac{E_z|_{i+1,j}^s - E_z|_{i,j}^s}{\Delta x} \right).$$

Адкуль знаходзяцца кампаненты поля:

$$E_z|_{i,j}^{s+1} = E_z|_{i,j}^s + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y|_{i+0,5,j}^{s+0,5} - H_y|_{i-0,5,j}^{s+0,5}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+0,5}^{s+0,5} - H_x|_{i,j-0,5}^{s+0,5}}{\Delta y} \right) \quad (5.1)$$

$$H_x|_{i,j+0,5}^{s+0,5} = H_x|_{i,j+0,5}^{s-0,5} - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j+0,5}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1}^s - E_z|_{i,j}^s}{\Delta y} \right),$$

$$H_y|_{i+0,5,j}^{s+0,5} = H_y|_{i+0,5,j}^{s-0,5} + \frac{\Delta t}{\mu_{i+0,5,j}} \left(\frac{E_z|_{i+1,j}^s - E_z|_{i,j}^s}{\Delta x} \right). \quad (5.2)$$

Дадзеная рознасная схема мае другі парадак апраксімацыі па часе і прасторавым каардынатам. Умова збежнасці такой схемы [142]:

$$\Delta t \leq 1/c \sqrt{\frac{1}{(h_x)^2} + \frac{1}{(h_y)^2}}.$$

5.2. Увядзенне хвалі ў вобласць разліку

Распрацоўка спосабу ўвядзення плоскай хвалі спрыяла першым інжынерным прымяненням у вобласці разліку электрамагнітных мадэляў з дапамогай метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці. Напачатку шмат задачаў такога тыпу былі сканцэнтраваны вакол структураў, якія значна адрозніваліся ад выпраменьваючай антэны, дзе падаючае выпраменьванне можна было апраксіміраваць плоскай хваляй. У кантэксце спосабаў рашэння ўраўненняў Максвела з дапамогай метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці (КРЧВ) увядзенне падаючай плоскай хвалі ў прасторавай рашотцы мае шэраг асаблівасцяў. Такая крыніца павінна адпавядаць наступным патрабаванням:

- падаючая хваля павінна мець адвольны і лёгка вызначаемы накірунак, палярызацыю, форму хвалі і працягласць.
- падаючая хваля павінна быць плоскай
- падаючая хваля не павінна ўзаемадзейнічаць з рассеянымі хвалямі, дазваляючы ім праходзіць праз крыніцу без перашкодаў, каб урэшце дасягнуць знешняй вобласці.

Першапачатковы падыход ўвядзення крыніцы плоскай хвалі заключаўся ва ўвядзенні падаючай хвалі з дапамогай задання пачатковых умоваў для кампанентаў \vec{E} і \vec{H} у прасторавай рашотцы. Згодна з гэтым метадам, усе значэнні $E_x|_0^0$, $E_y|_0^0$, $E_z|_0^0$, $H_x|_0^{\frac{1}{2}}$, $H_y|_0^{\frac{1}{2}}$ і $H_z|_0^{\frac{1}{2}}$ падаючай хвалі па ўсёй рашотцы запаўняюцца на першым этапе. Знак і велічыня кожнай кампаненты першапачатковага поля выбіраюцца такім чынам, каб задаць патрэбную палярызацыю хвалі і накірунак распаўсюджвання.

Неабходна адзначыць, што з-за скачкападобнага праходу па часе такі падыход патрабуе затрымкі ў $0,5 \cdot \Delta t$ паміж увядзеннем першапачатковых значэнняў $\vec{E}|_0^0$ і $\vec{H}|_0^{\frac{1}{2}}$. Такім чынам, выкарыстоўваючы такое першапачатковае запаўненне сеткі, неабходна ўлічваць зрух становішча хвалі з-за яе распаўсюджвання пад час гэтай затрымкі. Гэты зрух залежыць ад часовага кроку, які выкарыстоўваецца пры мадэляванні. Напрыклад, выкарыстанне дыскрэтызацыі па часе $\Delta t = \Delta$ у праграмнай рэалізацыі метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці для аднамернага выпадку выклікае зрух хвалі ў свабоднай прасторы паміж першапачатковымі значэннямі \vec{E} і \vec{H} , роўны $0,25 \cdot \Delta$. Такія пазіцыйныя зрухі змяншаюцца прапарцыянальна, калі сетка запаўнена недыспергіруючым дыэлектрычным асяроддзем, якое запавольвае хуткасць руху хвалі у параўнанні з хуткасцю святла c . Аднак, калі

дыэлектрычнае запаўненне сеткі з'яўляецца дыспергіруючым (мае частотна-залежную дыэлектрычную пранікальнасць), становіцца складаным непасрэдна разлічваць пазыцыйны зрух хвалі.

Падыход ініцыялізацыі першапачатковых умоваў мае дзве асноўныя праблемы:

1. Прасторавая рашотка павінна быць павялічана, каб фізічна утрымліваць імпульсы доўгай працягласці альбо працяглыя сінусоіды ў якасці першапачатковых умоваў. Гэта марнуе рэсурсы вылічальнай машыны, і з'яўляецца прыкладам некампактнай крыніцай хвалі.

2. Хваля, якая ўводзіцца гэтым метадам пад непрамым вуглом у двух-альбо трохмернай прасторавай рашотцы, зазнае скажэнні свайго фронту, калі яна выходзіць за знешнія межы рашоткі.

3-за гэтых складанасцяў, падыход ініцыялізацыі першапачатковых умоваў для падаючай хвалі знаходзіць толькі абмежаванае выкарыстанне.

5.2.1. Метад поўнага поля/поля рассеяння

Метад поўнага поля/поля рассеяння (ПП/ПР) [144] з'яўляецца вынікам спробаў рэалізацыі ўвядзення ў вобласць разліку плоскай хвалі, якая абыходзіць складанасці, выкліканыя выкарыстаннем штучна ўведзеных крыніцаў альбо падыходу першапачатковых умоваў. Тэхніка ПП/ПР з'яўляецца ідэальным вырашэннем для ўсіх выпадкаў, дазваляючы з дапамогай метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці мадэляваць працяглыя імпульсы альбо сінусаідальныя сігналы для адвольнага напрамку распаўсюджвання плоскай хвалі.

Метад падзелу вобласці разліку на вобласць поўнага поля і вобласць поля рассеяння заснаваны на лінейнасці ўраўненняў Максвела. Ён дапускае, што фізічныя (вымяральныя) поўныя электрычныя і магнітныя палі \vec{E}_{total} і \vec{H}_{total} могуць быць раскладзены ў наступнай форме:

$$\vec{E}_{total} = \vec{E}_{inc} + \vec{E}_{scat}, \quad \vec{H}_{total} = \vec{H}_{inc} + \vec{H}_{scat}. \quad (5.3)$$

Тут \vec{E}_{inc} і \vec{H}_{inc} – велічыні падаючага поля, якія прымаюцца вядомымі ўва ўсіх пунктах прасторавай рашоткі на ўсіх часавых кроках. Гэта палі, якія б існавалі пры адсутнасці рассеяючай структуры. \vec{E}_{scat} і \vec{H}_{scat} – велічыні рассеянага поля, якія першапачаткова невядомыя. Яны з'яўляюцца вынікам узаемадзеяння падаючай хвалі з любымі матэрыяламі ў прасторавай рашотцы.

Трэба адзначыць, што канечна-рознасныя аперацыі згодна з дадзеным алгарытмам могуць быць прымененыя для падаючага поля, рассеянага поля і поўнага поля. Гэтая ўласцівасць дазваляе падзяляць прасторавую рашотку на дзве вобласці: вобласць 1, у якой поўныя палі захоўваюцца ў

памяці вылічальнай машыны; і вобласць 2 (акаляючая вобласць 1), у якой рассеяныя палі захоўваюцца ў памяці. Вобласці 1 і 2 падзяляюцца нефізічнай віртуальнай паверхняй, якая служыць для таго, каб увесці сувязь паміж палямі кожнай вобласці, і такім чынам генеруе падаючую хвалю.

У вобласці 1, унутранай зоне прасторавай рашоткі, прымаецца, што алгарытм апрацоўвае кампаненты вектара поўнага поля, якія складаюцца з палёў падаючай хвалі і рассеянай хвалі. Структура, якая ўзаемадзейнічае з выпраменьваннем, знаходзіцца ўнутры гэтай вобласці.

У вобласці 2, знешняй зоне прасторавай рашоткі, прымаецца, што алгарытм апрацоўвае толькі кампаненты вектара рассеянага поля. Гэта значыць, што падаючая хваля адсутнічае ў вобласці 2. Знешнія межы вобласці 2 завяршаюць прастору, у якой вядуцца разлікі, і служаць для ўвядзення паглынаючых межавых умоў (ПМУ). ПМУ сімулююць прасторавую рашотку, якая працягваецца да бясконцасці. Ідэалызыя паглынаючыя межавыя ўмовы павінны дазваляць усім сыходзячым хвалям выходзіць з вобласці разліку з нулявым адбіццём.

Падзел рашоткі на вобласці поўнага поля/поля рассеяння забяспечвае наборам ключавых рысаў, якія павялічваюць устойлівасць разлікаў і дынамічны дыяпазон метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці:

1. *Адвольная падаючая хваля.* Умовы, уведзеныя на мяжы вобласці поўнага поля і поля рассеяння, для таго, каб забяспечыць устойлівасць лічбавых аперацый уздоўж гэтай мяжы, адначасова выклікаюць у вобласці 1 падаючую плоскую хвалю, якая валодае вызначанай карыстальнікам формай, працягласцю, вуглом падзення, і вуглом палярызацыі. Дадзеныя умова амаль цалкам абмяжоўваюць падаючую хвалю ў вобласці 1, і акрамя гэтага пакідаюць мяжу празрыстай для сыходзячых хваляў, якія свабодна пранікаюць у вобласць 2. Таму вобласць 2 вызначана як зона рассеянага поля.

2. *Адносна простае праграмаванне структур, узаемадзеючых з полем.* Неабходная непарыўнасць поўных тангенцыяльных кампанентаў вектараў \vec{E} і \vec{H} уздоўж паверхні падзелу адрозных матэрыялаў аўтаматычна выконваецца пры разліку, таму што ўсе матэрыялы размяшчаюцца ў вобласці 1, дзе поўныя палі разлічваюцца з пэўным крокам па часе. У адрозненне ад непасрэднага разліку рассеянага поля метадам канечных рознасцяў у часовай вобласці, падаючае поле неабходна разлічваць толькі ўздоўж простае віртуальнай паверхні, якая злучае вобласці 1 і 2. Дадзеная злучаючая паверхня мае пастаянную прамавугольную форму, якая не залежыць

ад геаметрыі і матэрыяльнага склада структуры ў вобласці 1, якая ўзаемадзейнічае з выпраменьваннем.

3. *Шырокі разліковы дынамічны дыяпазон.* У пэўных інжынерных прымяненнях з'яўляецца важным дакладна разлічыць электрамагнітнае поле у абласцях ценю альбо ўнутры добра экраніраваных унутраных рэзанатарах структуры. На палі у такіх абласцях могуць распаўсюджвацца патрабаванні, каб яны былі ў некалькі дзесяткаў дэцыбелаў ніжэй узроўню магутнасці падаючай хвалі. У выпадку падзелу вобласці разліку электрамагнітнага поля на вобласць поўнага поля і вобласць поля рассеяння для метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці напрамую разлічваюць такія нізкія ўзроўні поля шляхам праходу па дыскрэтных момантах часу фізічных (вымяральных) поўных палёў у вобласці 1, у якой знаходзіцца структура. Аднак, пры непасрэднай праграмнай рэалізацыі метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці для поля рассеяння нізкія ўзроўні поля разлічваюцца ўскосным чынам, прабягаючы па часе толькі рассеянае поле, а затым дадаючы велічыню вядомага падаючага поля ў вузлах рашоткі, дзе адбываюцца вымярэнні. Пры такім падыходзе адзіным шляхам атрымання нізкіх значэнняў поўнага поля ў абласцях ценю альбо ўнутры добра экраніраваных унутраных рэзанатарах з'яўляецца абнуленне падаючых і рассеяных палёў. На жаль, такі працэс можа прывесці да вялікіх памылак у патрабуемых велічынях поўнага поля выкліканы "шумам адымання". У дадзеным выпадку, малыя памылкі ў разліку рассеяных палёў могуць выклікаць вялікія памылкі ў поўных палях, якія атрымліваюцца як астатак пасля абнулення поля. Пры непасрэдным праходзе па дыскрэтных момантах часу поўных палёў унутры і паблізу мадэлюемай структуры, разлікі з дапамогай падыходу падзелу вобласці разліку ў метадае КРЧВ дазваляюць пазбегнуць праблемаў шуму адымання, і такім чынам можна дасягнуць разліковага дынамічнага дыяпазону (адносіны максімуму да мінімуму дакладна разлічанага ўзроўню поўнага поля ў прасторавай рашотцы), якія з'яўляюцца па сутнасці большымі, чым у выпадку непасрэднага разліку поля рассеяння з дапамогай метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці.

4. *Паглынаючыя межавыя ўмовы.* Вобласць 2, выразна акрэсленая зона рассеянага поля, якая складае знешнюю частку прасторавай рашоткі, дазваляе прымяняць паглынаючыя межавыя ўмовы на краі рашоткі рассеянага поля. Сучасныя ПМУ могуць вельмі добра сімуляваць рашотку метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці,

якая працягваецца да бясконцасці, падаўляючы 99,99% адбітых хваляў, якое адбываецца назад у вобласць разліку ад межаў прасторавай рашоткі. Гэта дазваляе рашэнню заставацца правільным на працягу вялікай колькасці крокаў па часу нават пасля адбіцця ад усячэння рашоткі распаўсюджваецца назад да вобласці ўзаемадзеяння са структурай.

5. *Водгук у дальнім полі.* Пераўтварэнне з бліжняга ў дальняе поле можа быць праведзена ў вобласці 2, зоне рассеянага поля прасторавай рашоткі. Гэтая віртуальная паверхня мае фіксаваную прамавугольную форму, якая не залежыць ад геаметрыі і складу матэрыялаў мадэлюемай структуры ў вобласці 1. Разлічаныя з дапамогай метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці тангенцыяльныя складнікі рассеянага поля ўздоўж гэтай паверхні ўзважаны функцыяй Грына ў свабоднай прасторы і затым складаюцца, каб атрымаць канчатковае выпраменьванне ў дальняй зоне.

5.2.2. Аднамерны выпадак

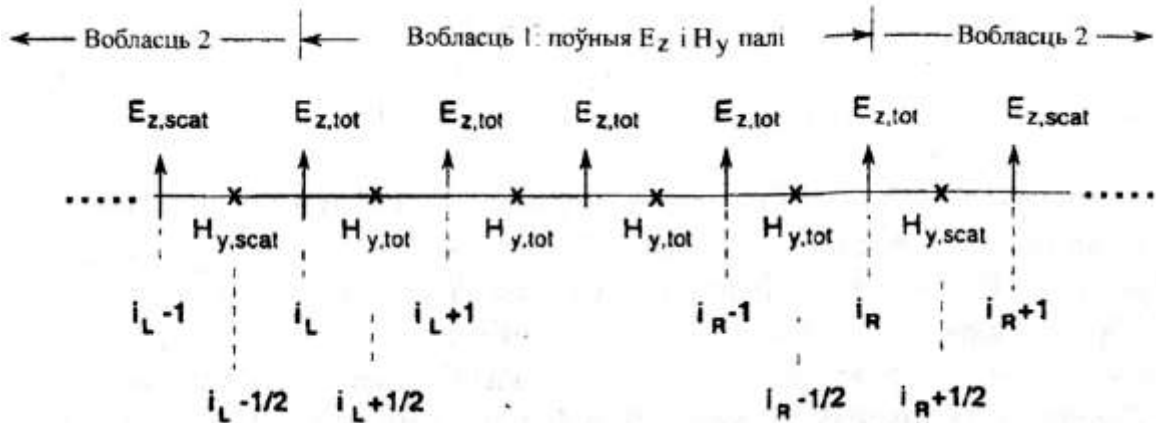
Віртуальная паверхня паміж абласцямі 1 і 2 утрымлівае кампаненты \vec{E} і \vec{H} , якія згодна з метадам КРЧВ, патрабуюць вызначэння кампанентаў розных прасторавых вытворных поля для таго, каб дасягнуць аднаго кроку па часе. Калі патрабуемая прасторавая вытворная ўзятая ўздоўж плоскасці мяжы паміж абласцямі, узнікае праблема ўстойлівасці рашэння. Яна заключаецца ў тым, што з боку вобласці 1 поле, якое выкарыстоўваецца ў дыферэнцыйных выразах, павінна быць поўным полем, у той час як з боку вобласці 2 поле, якое выкарыстоўваецца ў дыферэнцыйных выразах, павінна быць полем рассеяння. Было б некарэктным адымаць велічыню рассеянага поля ад поўнага поля.

Каб дакладна адлюстравіць гэтую праблему, разгледзім аднамерную лінейную рашотку з кампанентаў поля E_z і H_y , паказаную на мал. 5.1. Дапусцім, што усе пункты ў аднамернай рашотцы знаходзяцца ў свабоднай прасторы. У такім выпадку электрычнае поле ў пэўны дыскрэтны момант часу задаецца ў агульным выглядзе ў любым пункце рашоткі выразам

$$E_z|_l^{n+1} = E_z|_l^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_y|_{l+1/2}^{n+1/2} - H_y|_{l-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (5.4)$$

Неабходна адзначыць, што (5.4) з'яўляецца несупярэчлівым і цалкам карэктным, калі ўсе тры кампаненты поля на правым баку ўтрымліваюцца ў адной вобласці сеткі вобласці поўнага поля альбо

рассеянаго поля. Гэта вынікае з лінейнасці ўраўненняў Максвела, якія прымяняюцца як да поўнага так і да рассеянаго поля.



Мал. 5.1. Размяшчэнне кампанентаў поля пры падзеле лічбавай рашоткі на вобласць поўнага поля і вобласць поля рассеяння ў аднамерным выпадку

Разгледзім карэктнасць прымянення (5.4) у адной з абласцей сеткі. Напрыклад, калі пункты $i-1/2$, i , $i+1/2$ усе знаходзяцца ў вобласці 1 на мал. 5.1, прымяненне (5.4) можа быць запісана ў эквівалентным выглядзе як

$$E_{z,total}|_i^{n+1} = \underbrace{E_{z,total}|_i^n}_{\text{захоўваецца ў памяці}} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \underbrace{\left(H_{y,total}|_{i+1/2}^{n+1/2} - H_{y,total}|_{i-1/2}^{n+1/2} \right)}_{\text{захоўваецца ў памяці}}. \quad (5.5a)$$

У дадзеным выпадку кампаненты E_z і H_y , якія захоўваюцца ў памяці вылічальнай машыны, выкарыстоўваюцца для разліку на пэўным кроку па часе поўнай кампаненты E_z , якая затым перадаецца ў кампутарную памяць. Такім жа чынам, калі пункты $i-1/2$, i , $i+1/2$ усе знаходзяцца ў вобласці 2, прымяненне (5.4) можа быць запісана ў эквівалентным выглядзе як

$$E_{z,scat}|_i^{n+1} = \underbrace{E_{z,scat}|_i^n}_{\text{захоўваецца ў памяці}} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \underbrace{\left(H_{y,scat}|_{i+1/2}^{n+1/2} - H_{y,scat}|_{i-1/2}^{n+1/2} \right)}_{\text{захоўваецца ў памяці}}. \quad (5.5b)$$

Разгледзім прымяненне (5.4) для знаходжання кампаненты E_z на пэўным кроку па часе ў пункце i_L , левай мяжой паміж абласцямі 1 і 2. Дапусцім, што гэтая кампанента E_z захоўваецца ў кампутарнай памяці як поўнае поле. Непасрэднае прымяненне (5.4) дае

$$E_{z,total}|_{i_L}^{n+1} = \underbrace{E_{z,total}|_{i_L}^n}_{\text{захоўваецца ў памяці}} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \underbrace{\left(H_{y,total}|_{i_L+1/2}^{n+1/2} - H_{y,scat}|_{i_L-1/2}^{n+1/2} \right)}_{\text{захоўваецца ў памяці}}. \quad (5.6)$$

У (5.6) кампанента H_y у пункце $i_L+1/2$ (справа ад i_L , дзе знаходзіцца кампанента E_z) захоўваецца ў памяці кампутара як поўнае поле, у той час як кампанента H_y у пункце $i_L-1/2$ (злева ад i_L , дзе знаходзіцца кампанента E_z) захоўваецца ў памяці як рассеянае поле. Такім чынам на мяжы абласцей 1 і 2 выраз (5.6) з'яўляецца неправамерным, таму што адбываецца адыманне непадобных велічыняў H_y у правай частцы ўраўнення. Для карэктнасці мы павінны правесці адыманне паміж кампанентамі поўнага поля H_y , якія знаходзяцца ў суседніх пунктах, каб атрымаць кампаненту поўнага поля E_z у дыскрэтны момант часу як у (5.5а).

Аднак (5.6) можна паправіць, калі проста дадаць іншы складнік, які з'яўляецца функцыяй вядомай падаючай хвалі:

$$E_{z,total} \Big|_{i_L}^{n+1} = \underbrace{E_{z,total} \Big|_{i_L}^n}_{\text{захоўваецца ў памяці}} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(\underbrace{H_{y,total} \Big|_{i_L+1/2}^{n+1/2} - H_{y,scat} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2}}_{\text{захоўваецца ў памяці}} \right) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \underbrace{H_{y,inc} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2}}_{\text{сядмае}} \quad (5.7)$$

так як

$$-H_{y,scat} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} H_{y,inc} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} = -H_{y,total} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} \quad (5.8)$$

Гэта можа быць зроблена як папраўка, прымененая толькі ў пункце i_L пасля таго, як спачатку выкарыстаны алгарытм (5.4) для ўсіх E_z , якія размяшчаюцца ў рашотцы. Папраўка прыводзіць у парадак толькі тыя пункты ў лічбавай рашотцы (i_L), дзе ўзнікаюць памылкі з-за прымянення (5.4), і пазбягае непатрэбнага разрыву цыклу па часе для разліку E_z .

Аднак для таго, каб вырашыць усе праблемы, звязаныя з карэктнасцю, на мяжы паміж абласцямі 1 і 2, неабходна разгледзіць стандартны метада канечных рознасцяў у часовай вобласці для праходу ў дыскрэтны моманты часу кампаненты поля H_y у свабоднай прасторы ў любым пункце на мал. 5.1:

$$H_y \Big|_{i-1/2}^{n+1} = H_y \Big|_{i-1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} (E_z \Big|_i^n - E_z \Big|_{i-1}^n) \quad (5.9)$$

Як і ў выпадку (5.5а) і (5.5б) можна проста паказаць, што (5.9) з'яўляецца правамоцным і карэктным, калі ўсе тры кампаненты поля ў правым баку ўраўнення знаходзяцца ў адной вобласці рашоткі. Аднак пры прымяненні (5.9) у часавым праходзе кампаненты H_y у пункце $i_L-1/2$ узнікае некарэктнасць. Калі кампанента H_y захоўваецца ў памяці як рассеянае поле, то прамое прымяненне (5.9) прыводзіць да

$$H_{y,scat}|_{i_L-1/2}^{n+1/2} = \underbrace{H_{y,scat}|_{i_L-1/2}^{n-1/2}}_{\text{захоўваецца ў памяці}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left(\underbrace{E_{z,total}|_{i_L}^n - E_{z,scat}|_{i_L-1}^n}_{\text{захоўваецца ў памяці}} \right). \quad (5.10)$$

У (5.10) кампанента E_z у пункце i_L (справа ад $i_L-1/2$, дзе знаходзіцца кампанента H_y) захоўваецца ў кампутарнай памяці як поўнае поле, тады як кампанента E_z у пункце i_L-1 (злева ад $i_L-1/2$, дзе знаходзіцца кампанента H_y) захоўваецца ў памяці як рассеянае поле. Такім чынам на мяжы абласцей 1 і 2 выраз (5.10) з'яўляецца некарэктным, так як ён ўтрымлівае адыманне непадобных велічыняў E_z у правым баку ўраўнення. Для карэктнасці неабходна правесці адыманне паміж кампанентамі E_z рассеянага поля, якія знаходзяцца ў суседніх пунктах, каб атрымаць кампаненту H_y рассеянага поля.

Аднак (5.10) можна зрабіць правільным, калі проста дадаць іншы складнік, які з'яўляецца функцыяй вядомай падаючай хвалі:

$$H_{y,scat}|_{i_L-1/2}^{n+1/2} = \underbrace{H_{y,scat}|_{i_L-1/2}^{n-1/2}}_{\text{захоўваецца ў памяці}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left(\underbrace{E_{z,total}|_{i_L}^n - E_{z,scat}|_{i_L-1}^n}_{\text{захоўваецца ў памяці}} \right) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \underbrace{E_{z,inc}|_{i_L}^n}_{\text{вядомае}}, \quad (5.11)$$

так як

$$E_{z,total}|_{i_L}^n - E_{z,inc}|_{i_L}^n = E_{z,scat}|_{i_L}^n. \quad (5.12)$$

Гэта можа быць зроблена як папраўка, увецзеная толькі ў пункце лічбавай рашоткі $i_L-1/2$ пасля прымянення стандартнага метаду КРЧВ (5.9) для ўсіх H_y ў рашотцы. Дадзеная папраўка прыводзіць у парадак толькі тыя пункты ў рашотцы ($i_L-1/2$), дзе ўзнікаюць памылкі ў працэсе прымянення (5.10), пазбягаючы лішняга разрыву цыклу пры праходзе па часе H_y .

Падобныя працэдуры ажыццяўляюцца для таго, каб захаваць карэктнасць лічбавага дыферэнцавання і на правай мяжы абласцей 1 і 2. Як паказана на мал. 5.1, прымаецца, што дадзеная мяжа размяшчаецца на кампаненце E_z у пункце рашоткі i_R , а E_z разглядаецца як поўнае поле. Умовы карэктнасці ў гэтым выпадку з'яўляюцца аналагічнымі (5.7) і ў кароткім выглядзе запісваюцца як

$$E_z|_{i_R}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_R}^{n+1} \right\}_{(5.25)} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \underbrace{H_{y,inc}|_{i_R+1/2}^{n+1/2}}_{\text{вядомае}}, \quad (5.13)$$

дзе фігурныя дужкі абазначаюць стандартныя аперацыі праходу па часе (5.4) ў дачыненні да E_z , што прымяняюцца перад даданнем карэктуючага складніка падаючай хвалі.

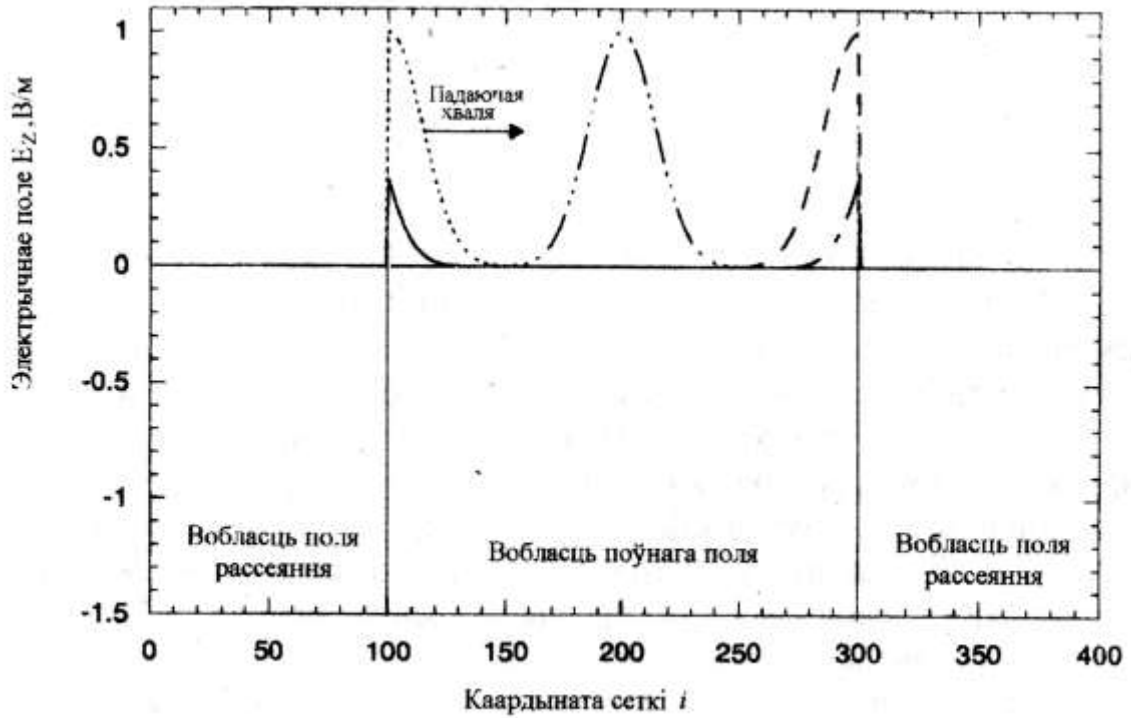
Умовы карэктнасці, аналагічныя для (5.11), задаюцца выразам:

$$H^y \Big|_{i_R+1/2}^{n+1/2} = \left\{ H^y \Big|_{i_R+1/2}^{n+1/2} \right\}_{(5.30)} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \underbrace{E_{z,inc} \Big|_{i_R}^n}_{\text{вядомая}}, \quad (5.14)$$

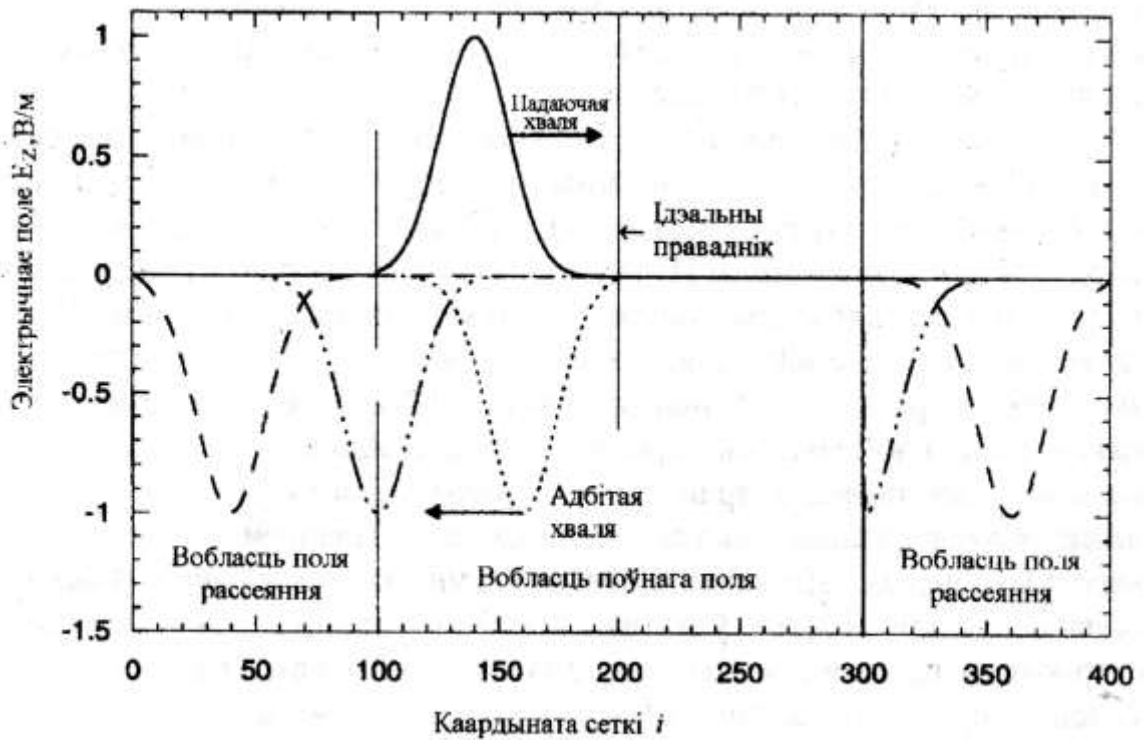
дзе фігурныя дужкі абазначаюць стандартныя аперацыі праходу па часе (5.9) ў дачыненні да H^y , што прымяняюцца перад даданнем карэктуючага складніка падаючай хвалі.

Мал. 5.2 паказвае эфект прымянення метаду ПП/ПР (5.7), (5.11), (5.13) і (5.14). На мал. 5.2а прымаецца, што свабодная прастора існуе ўсюды ў аднамернай лінейнай рашотцы з $c\Delta t = \Delta$. Хваля, якая мае гаўсаву форму ў часе, узбуджаецца на левай мяжы падзелу вобласці разліку ў пунктах рашоткі $i_L=100$. Гэтая хваля распаўсюджваецца віртуальна ў адным накірунку ўнутры рашоткі. Асабліва у правым баку ад i_L у вобласці поўнага поля яна распаўсюджваецца ў $+x$ -напрамку з поўнай амплітудай і з адсутнасцю скажэнняў; у той час як злева ад i_L у вобласці поля рассеяння адбываецца вельмі малая ўцечка хвалі, меншая ў больш чым 10^5 разоў. У выніку $+x$ -накіраваная хваля цалкам праходзіць праз вобласць поўнага поля і дасягае правай мяжы падзелу вобласці разліку ў пункце $i_R = 300$. Затым хваля знікае з рашоткі з неістотным адбіццём і праходжаннем у вобласць поля рассеяння за i_R . У цэлым у адсутнасці рассеяльніка ў вобласці поўнага поля ў акаляючай вобласці рассеянага поля прысутнічаюць неістотныя палі.

На мал. 5.2б прымаецца, што ліст ідэальнага электрычнага правадніка (ІЭП) з $E_z = 0$ знаходзіцца ў цэнтры вобласці поўнага поля ў пункце $i = 200$. Гэты ліст узбуджае $+x$ -накіраваную адбітую хвалю, якая ўрэшце праходзіць праз левую мяжу ПП/ПР у $i_L = 100$. Гэты праход завяршаецца з неістотным пераадбіццём і поўным прапусканнем - левая мяжа ПП/ПР з'яўляецца празрыстай для хвалі, адбітай ад ліста ідэальнага электрычнага правадніка. У правым баку ад ІЭП ў вобласці поўнага поля нулявое поле існуе на ўсіх кроках па часе. Аднак, направа ад ліста ідэальнага электрычнага правадніка у вобласці поля рассеяння ўрэшце ўзнікае $+x$ -накіраваная хваля, ідэнтычная падаючай хвалі, але з адваротным знакам. Дадзеная з'ява не з'яўляецца памылкай. Фактычна рассеяная хваля існуе ўнутры вобласці ценю ліста ідэальнага электрычнага правадніка з-за дапушчэнняў (5.3). Там, дзе поўнае поле раўняецца нулю, як, напрыклад, у вобласці ценю ліста з ідэальнага электрычнага правадніка, рассеяныя і падаючыя палі павінны быць роўнымі, але з адваротнымі знакамі, каб іх сума (поўнае поле) складала нуль. Таму рассеяная хваля з адмоўнай амплітудай павінна з'явіцца ў



а



б

Мал. 5.2. Падзел на вобласці поўнага поля і поля рассеяння для аднамернай прасторавай рашоткі у выпадку, калі у вобласці разліку знаходзіцца вакуум (а) і лустэрка з ідэальнага электрычнага правадніка (б) [143]

вобласці рассеянага поля справа ад $i_R = 300$ пасля пэўнага часу, пакуль падаючая хваля дойдзе да гэтай вобласці [143].

5.2.3. Двухмерны выпадак

Падыход падзелу вобласці разліку на вобласць поўнага поля і поля рассеяння можа быць непасрэдна распаўсюджаны на мадэляванне двухмерных ТМ і ТЕ палёў метадам канечных рознасцяў у часовай вобласці. Дадзеная тэхніка дазваляе генэраваць у прасторавай рашотцы падаючую плоскую хвалю з адвольнай формай, працягласцю і напрамкам распаўсюджвання. Як прыклад ужывання падыходу падзелу вобласці разліку для двух вымярэнняў разгледзім дэталі мадыфікацыі алгарытму, якія патрабуюцца для ТМ_Z выпадку.

Мал. 5.3 адлюстроўвае прымяненне ПП/ПР метаду да двухмернай ТМ_Z сеткі. Звяртаючыся да мал. 5.3а спачатку разгледзім падзел вобласці 1 і 2 у пункце $j = j_0$, у якім знаходзяцца кампаненты поўнага поля $E_{z,total}$ і $H_{y,total}$. Каб прайсці па часе кампаненты $E_{z,total}|_{i,j_0-1/2}$ (абазначаюцца кропкамі ў кругах), нам неабходна ведаць $H_{x,total}|_{i,j_0+1/2}$ і $H_{x,total}|_{i,j_0-1/2}$. Відавочна, што першае $H_{y,total}$ вядомае і захоўваецца ў кампутарнай памяці, так як пункт рашоткі $(i, j+1/2)$ знаходзіцца ў вобласці поўнага поля. Аднак другое $H_{y,total}$ адсутнічае ў памяці вылічальнай машыны так як $(z, j-1/2)$ ляжыць у вобласці поля рассеяння. Толькі значэнне $H_{x,scat}|_{i,j_0-1/2}$ захоўваецца ў памяці вылічальнай машыны. Але ведаючы, што

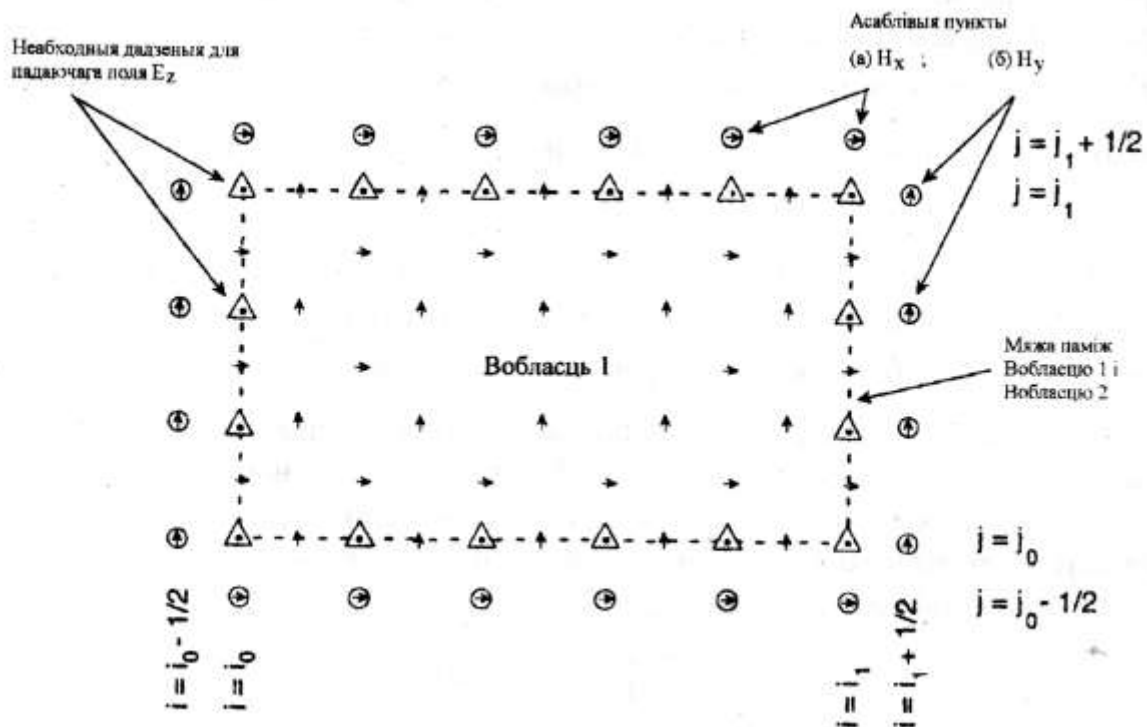
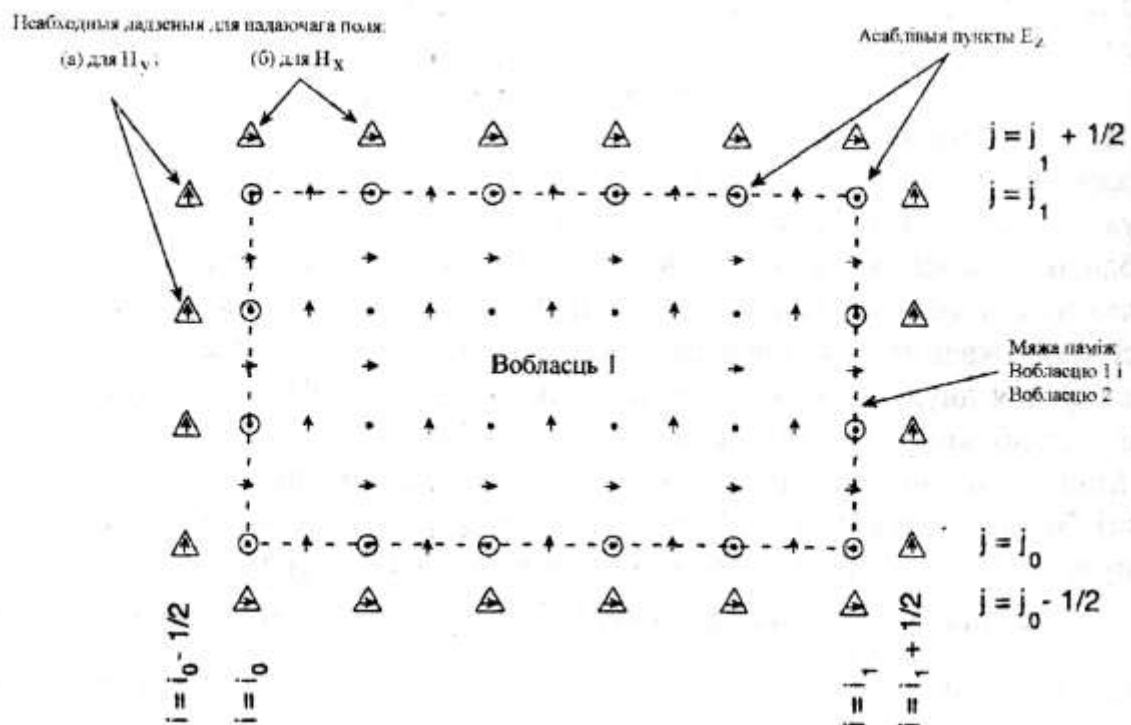
$$H_{x,total}|_{i,j_0-1/2} = H_{x,scat}|_{i,j_0-1/2} + H_{x,inc}|_{i,j_0-1/2} \quad (5.15)$$

для ўсіх дыскрэтных момантаў у часе, мы можам нязначна змяніць стандартныя суадносіны для праходу па дыскрэтным момантам у часе для $E_{z,total}|_{i,j_0}$ каб дасягнуць карэктнасці. Для прастаты дапусцім, што сетка з'яўляецца квадратнай. Выкарыстоўваючы кароткія абазначэнні, папярэдне ўстаноўленыя ў (5.13) і (5.14), атрымаем наступныя ўмовы карэктнасці, якія прымяняюцца для ўсіх кампанентаў E_z (аколеныя кропкі), што месцяцца ў пярэднім краі вобласці 1 на мал. 5.3а:

Пярэдні край вобласці 1 ($j = j_0, i = i_0, \dots, i_1$)

$$E_z|_{i,j_0}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_0}^{n+1} \right\}_{(3.41a)} + \underbrace{\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta} H_{x,inc}|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2}}_{\text{вядомая напружка}}, \quad (5.16a)$$

дзе фігурныя дужкі абазначаюць стандартныя аперацыі пры праходзе па часе значэнняў E_z , якія прымяняюцца перад даданнем папраўкі. Няўна ў



Мал 5.3. Кампаненты поля, які выкарыстоўваюцца для ўвядзення падаючай хвалі, ў двухмернай ТМ рашотцы на мяжы абласцей поўнага поля і поля рассеяння [143]

(5.16а) прысутнічае дапушчэнне, што мяжа паміж абласцямі поўнага і рассеянага поля знаходзіцца ў вакууме.

З астатнімі кампанентамі E_z , што знаходзяцца на мяжы вобласці 1 і 2, таксама на мал. 5.3а пазначанымі аколенымі кропкамі, праводзяць такія ж дзеянні для таго, каб дасягнуць карэктнасці. Патрабуемыя аперацыі запісваюцца наступным чынам:

Задні край вобласці 1 ($j = j_1, i = i_0, \dots, i_1$)

$$E_z|_{i,j_1}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_1}^{n+1} \right\}_{(3.41a)} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta} H_{x,inc}|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2}}_{\text{вядомая напружка}}. \quad (5.16б)$$

Левы край вобласці 1 ($i = i_0, j = j_0, \dots, j_1$)

$$E_z|_{i_0,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0,j}^{n+1} \right\}_{(3.41a)} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta} H_{y,inc}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2}}_{\text{вядомая напружка}}. \quad (5.16в)$$

Правы край вобласці 1 ($i = i_1, j = j_0, \dots, j_1$)

$$E_z|_{i_1,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_1,j}^{n+1} \right\}_{(3.41a)} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta} H_{y,inc}|_{i_1-1/2,j}^{n+1/2}}_{\text{вядомая напружка}}. \quad (5.16г)$$

Для таго, каб выкарыстаць ўмовы карэктнасці (5.16) неабходны дадзеныя падаючых H_x і H_y кампанентаў поля ў пунктах рашоткі 0.5Δ па-за мяжой падзелу абласцей разліку. На мал. 5.3а яны пазначаюцца трохкутнікамі. Неабходна зазначыць, што правільная апрацоўка чатырох вуглавых пунктаў мяжы ў $E_z|_{i_0,j_0}$, $E_z|_{i_0,j_1}$, $E_z|_{i_1,j_0}$ і $E_z|_{i_1,j_1}$ (дзе дзве суседнія H -кампаненты знаходзяцца ў вобласці 2) забяспечваецца перакрыццём аперацый, апісаных у (5.16а), (5.16б), (5.16в) і (5.16г).

Звярнуўшыся да мал. 5.3б можна ўбачыць, што праблема карэктнасці існуе таксама і для $H_{x,scat}$ і $H_{y,scat}$ кампанентаў (пазначаныя аколенымі стрэлкамі), якія знаходзяцца на 0.5Δ па-за мяжой падзелу абласцей разліку. Для таго, каб патрэбным чынам правесці праход па часе для кожнай з гэтых кампанентаў, неабходна ведаць значэнне $E_{z,scat}$, якая знаходзіцца на мяжы падзелу вобласці 1 і 2.

Рашэнне праблемы карэктнасці для $H_{x,scat}$ і $H_{y,scat}$ з'яўляецца аналагічным удакладненнем, праведзеным у (5.16) для $E_{z,total}$. Ведаючы, што

$$E_{z,total}|_{i,j} = E_{z,scat}|_{i,j} + E_{z,inc}|_{i,j} \quad (5.17)$$

для ўсіх крокаў па часе, мы можам нязначна змяніць нармальныя суадносіны для кроку па часе для H -кампанентаў, каб дасягнуць

карэктнасці. Напрыклад, разгледзім разлік кампанентаў H_x рассеянага поля (аколеныя стрэлкі), якія знаходзіцца прама па-за пярэднім краем вобласці 1. Ізноў разглядаючы прамавугольную сетку, маем

Па-за пярэднім краем вобласці 1 ($j = j_0 - 1/2, i = i_0, \dots, i_1$)

$$H_x \Big|_{i, j_0 - 1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x \Big|_{i, j_0 - 1/2}^{n+1/2} \right\}_{(3.41б)} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z, inc} \Big|_{i, j_0}^n}_{\text{вядомая напружка}} \quad (5.18a)$$

Як і ў папярэдніх запісах, фігурныя дужкі азначаюць стандартныя аперацыі пры праходзе па часе значэнняў H_x , якія прымяняюцца перад даданнем напружкі. Няўна ў (5.18a) прысутнічае дапушчэнне, што ПП/ІР мяжа знаходзіцца ў вакууме.

З астатнімі кампанентамі H_x і H_y , якія знаходзяцца на мяжы вобласці 1 і 2, таксама на мал. 5.3б пазначанымі аколенымі стрэлкамі, праводзяць такія ж дзеянні для таго, каб дасягнуць карэктнасці. Патрабуемыя аперацыі запісваюцца наступным чынам:

Па-за заднім краем вобласці 1 ($j = j_1 + 1/2, i = i_0, \dots, i_1$)

$$H_x \Big|_{i, j_1 + 1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x \Big|_{i, j_1 + 1/2}^{n+1/2} \right\}_{(3.41б)} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z, inc} \Big|_{i, j_1}^n}_{\text{вядомая напружка}} \quad (5.18б)$$

Па-за левым краем вобласці 1 ($i = i_0 - 1/2, j = j_0, \dots, j_1$)

$$H_y \Big|_{i_0 - 1/2, j}^{n+1/2} = \left\{ H_y \Big|_{i_0 - 1/2, j}^{n+1/2} \right\}_{(3.41в)} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z, inc} \Big|_{i_0, j}^n}_{\text{вядомая напружка}} \quad (5.18в)$$

Па-за правым краем вобласці 1 ($i = i_1 + 1/2, j = j_0, \dots, j_1$)

$$H_y \Big|_{i_1 + 1/2, j}^{n+1/2} = \left\{ H_y \Big|_{i_1 + 1/2, j}^{n+1/2} \right\}_{(3.41г)} - \underbrace{\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z, inc} \Big|_{i_1, j}^n}_{\text{вядомая напружка}} \quad (5.18г)$$

Для таго, каб выкарыстаць ўмовы карэктнасці (5.18), неабходны дадзеныя кампанентаў падаючага поля E_z ў пунктах рашоткі дакладна на мяжы абласцей разліку. На мал. 5.3б яны пазначаюцца трохкутнікамі.

Умовы карэктнасці (5.16) і (5.18) належным чынам злучаюць вобласці поўнага поля і поля рассеяння для двухмернага выпадку ТМ_Z моды. Прамым вынікам прымянення гэтых умоваў з'яўляецца ўвядзенне плоскай хвалі ў зоне поўнага поля, вобласці 1, з малой уцечкай поля ў зону рассеянага поля, вобласць 2. Хваля, узбуджаная ў вобласці 1,

валодае ўсімі ўласцівасцямі, вызначанымі для \vec{E}_{inc} і \vec{H}_{inc} ў розных папраўках, выкарыстаных ў (5.16) і (5.18): форма хвалі, працягласць і вугал падзення. Далей мяжа паміж абласцямі 1 і 2 з’яўляецца празрыстай для ўсіх сыходзячых рассеяных хваляў, дазваляючы ім праходзіць без адбіцця альбо затухання ў вобласць 2. У цэлым падыход падзелу вобласці разліку на вобласць поўнага поля і поле рассеяння задавальняе ўсім патрабаванням, неабходным для ўвядзення плоскай хвалі у вобласць разліку.

5.2.4. Разлік падаючага поля

На мал. 5.3 можна ўбачыць, што для выкарыстання ўмоў карэктнасці метаду падзелу вобласці разліку на вобласць поўнага поля і вобласць поля рассеяння для TMZ моды неабходныя дадзеныя для E_z , H_x і H_y кампанентаў падаючага поля паблізу падзелу вобласці 1 і 2. Разгледзім просты падыход да разліку гэтых дадзеных для адвольных вуглоў падзення хвалі. Гэта падыход заснаваны на працэдуры прагляду табліцы, што дапамагае пазбегнуць разліку вялікай колькасці матэматычных функцый (сінусоід альбо экспанент) для таго, каб апісаць паводзіны падаючай хвалі ў прасторы і часе.

Спачатку разгледзім мадэляванне двухмернай TM_Z падаючай плоскай хвалі. Прымаецца, што хваля распаўсюджваецца з хвалевым вектарам \vec{k}_{inc} , які арыентаваны пад вуглом ϕ у адносінах да +x-восі КРЧВ сеткі, дзе $0^\circ < \phi < 90^\circ$.

На мал. 5.4а адлюстравана схематычная дыяграма, карысная для аналізу дадзенага выпадку. Ключавым момантам з’яўляецца тое, што межавыя ўмовы (5.16) і (5.18) забяспечваюць увядзенне ў вобласць поўнага поля патрэбнай плоскай хвалі, якая ўзнікае на пярэднім левым вугле вобласці 1. Гэты пункт пазначаецца як O_1 з каардынатамі (i_0, j_0) . Па сутнасці O_1 з’яўляецца першым пунктам вобласці поўнага поля, якая “кантактуе” з фронтам падаючай хвалі. Для прамавугольнай сеткі, астатнія пункты ў вобласці 1 кантактуюць з фронтам хвалі пасля колькасці крокаў па часе, роўнай

$$n_{\text{delay}} = \frac{d\Delta}{\tilde{v}_p(\phi)\Delta t}, \quad (5.19)$$

дзе $\tilde{v}_p(\phi)$ яўляецца лічбавай фазавай хуткасцю падаючай хвалі пры вугле распаўсюджвання ϕ ; d – адлегласць ад пункта O_1 да месца перасячэння хвалевага вектара і перпендыкуляра, апушчанага на хвалевы вектар з пункта размяшчэння кампаненты поля, якая шукаецца. Адлегласць d можа быць выражана ў прастай форме

$$d = \hat{k}_{inc} \cdot \vec{r}_{comp}, \quad (5.20)$$

дзе \hat{k}_{inc} – адзінкавы падаючы хвалевы вектар, які задаецца выражэннем:

$$\hat{k}_{inc} = \hat{x} \cos \phi + \hat{y} \sin \phi, \quad (5.21)$$

а \vec{r}_{comp} радыус-вектар, праведзены з O_1 да месца знаходжання невядомай кампаненты поля, які задаецца

$$\vec{r}_{comp} = (i_{comp} - i_0)\hat{x} + (j_{comp} - j_0)\hat{y}. \quad (5.22a)$$

Адлегласць затрымкі d , вызначаная з дапамогай (5.20), з’яўляецца неабходнай для разліку падаючага поля ў патрэбным месцы сеткі. Аднак для $\phi > 90^\circ$ для фронту падаючай хвалі больш не адбываецца першага кантакту з вобласцю 1 у пункце. Фактычна, па меры таго як вугал хвалевага вектара паварочваецца на $+360^\circ$, узнікаюць тры новыя пункты першапачатковага кантакту, якія прадстаўляюць сабой астатнія тры вуглы вобласці 1:

$$90^\circ < \phi < 180^\circ \quad \text{крыніца } O_2 \text{ у } (i_1, j_0),$$

$$180^\circ < \phi < 270^\circ \quad \text{крыніца } O_3 \text{ у } (i_1, j_1),$$

$$270^\circ < \phi < 360^\circ \quad \text{крыніца } O_4 \text{ у } (i_0, j_1).$$

Гэтыя пункты паказаны на мал. 5.46. Для гэтых выпадкаў, каардынаты вектара \vec{r}_{comp} у (5.22) павінны быць зменены:

$$90^\circ \leq \phi \leq 180^\circ \quad \vec{r}_{comp} = (i_{comp} - i_1)\hat{x} + (j_{comp} - j_0)\hat{y}, \quad (5.22б)$$

$$180^\circ \leq \phi \leq 270^\circ \quad \vec{r}_{comp} = (i_{comp} - i_1)\hat{x} + (j_{comp} - j_1)\hat{y}, \quad (5.22в)$$

$$270^\circ \leq \phi \leq 360^\circ \quad \vec{r}_{comp} = (i_{comp} - i_0)\hat{x} + (j_{comp} - j_1)\hat{y}. \quad (5.22г)$$

Зразумела, што \vec{E}_{inc} і \vec{H}_{inc} могуць быць разлічаны ў любым месцы сеткі з выкарыстаннем аналітычнага выразу для прастора-часавых паводзінаў падаючай хвалі (г.зн., сінусаідальнай функцыі альбо экспаненты), калі вядомыя n_{delay} і d для дадзенага пункта з (5.19) і (5.20). Аднак існуе неабходнасць правядзення вялікай колькасці вылічальных аперацый для разліку падаючай хвалі, каб выканаць межавыя ўмовы, якія патрабуюцца пры падзеле вобласці разліку на вобласць поўнага поля і поля рассеяння. Напрыклад, прыблізна 240000 разлікаў сінусаідальных і экспаненцыйных функцый патрабуецца для кожнага кроку па часе для шасцібаковай мяжы падзелу вобласці 1 і вобласці 2 ў прасторавай рашотцы памерам у $100 \times 100 \times 100$ ячэек. Для таго, каб зменшыць колькасць разлікаў сінусаідальна альбо экспанент на кожным часавым кроку,

у метадзе КРЧВ выкарыстоўваецца падыход, заснаваны на працэдуры прагляду дапаможнай табліцы.

Звяртаючыся да мал. 5.4а. дапусцім, што аднамерная крыніца ў лічбавай сеткі размяшчаецца ўздоўж хвалевага вектара падаючай хвалі так, што крыніца O_1 вобласці 1 галоўнай TM_z сеткі супадае з $E_{inc}|_{m_0}$. Ідэя заключаецца ў выкарыстанні лінейнай сеткі для крыніцы, якая мае тыя ж Δ , Δt і нумар кроку па часе p як і асноўная TM_z сетка, для разліку распаўсюджвання ў свабоднай прасторы падаючай хвалі. Такім чынам на гісновай сеткі для крыніцы ствараецца табліца пошуку для прастора-часовага змянення падаючых палёў. З дапамогай вядомай адлегласці да пэўнага пункта TM_z сеткі d шляхам інтэрпаляцыі значэнняў поля блізкіх да пункта m_0+d у сеткі крыніцы можа быць атрымана ў гэтым пункце значэнне падаючага поля. Як паказана на мал. 5.4а гэта мае геаметрычную інтэрпрэтацыю апускання перпендыкуляра з пункта TM_z сеткі, у якім мы шукаем значэнне падаючага поля, на лінейную сетку крыніцы, а затым інтэрпаляцыі ў пункце перасячэння перпендыкуляра і сеткі крыніцы.

Неабходна зазначыць, што дадзеная працэдура патрабуе разліку падаючай хвалі як функцыі часу толькі ў адзіным пункце сеткі крыніцы m_0-2 :

$$E_{inc}|_{m_0-2}^n = E_0 g(n\Delta t), \quad (5.23)$$

дзе g – адвольная функцыя ад часу. Такім чынам толькі адна сінусаідальная альбо экспаненцыйная функцыя павінна быць разлічана на кожным кроку па часе для таго, каб увесці хвалю ў сетку крыніцы і праз яе у поўную двухмерную TM_z сетку.

З формул (5.1) і (5.2) можа быць лёгка атрымана сістэма канечна-рознасных ураўненняў. Прымаючы станоўчыя накірункі для \vec{E}_{inc} і \vec{H}_{inc} , як паказана на мал. 5.4а, атрымаем

$$E_{inc}|_m^{n+1} = E_{inc}|_m^n + \frac{\Delta t}{\left[\frac{\tilde{v}_p(\phi=0^\circ)}{\tilde{v}_p(\phi)} \right] \epsilon_0 \Delta} \cdot (H_{inc}|_{m-1/2}^{n+1/2} - H_{inc}|_{m+1/2}^{n+1/2}), \quad (5.24a)$$

$$H_{inc}|_{m+1/2}^{n+1/2} = H_{inc}|_{m+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\left[\frac{\tilde{v}_p(\phi=0^\circ)}{\tilde{v}_p(\phi)} \right] \mu_0 \Delta} \cdot (E_{inc}|_m^n - E_{inc}|_{m+1}^n). \quad (5.24b)$$

Неабходна зазначыць, што каэфіцыент суадносінаў фазавых хуткасцяў у TM_z сетцы $\tilde{v}_p(\phi=0^\circ)/\tilde{v}_p(\phi)$, які нямнога меншы за 1, уведзены як множнік на μ_0 і ϵ_0 для таго, каб крыху павялічыць хуткасць хвалі ў сетцы крыніцы. Гэтае паскарэнне неабходна для ўраўнавання фазавых хуткасцяў падаючай хвалі ў TM_z сетцы (якая распаўсюджваецца пад вуглом ϕ) і хвалі ў сетцы крыніцы. З тымі ж Δ і Δt у абодвух сетках, хваля ў сетцы крыніцы будзе распаўсюджвацца павольней чым хваля ў TM_z сетцы, таму што яна паводзіць сябе нібыта знаходзіцца на восі ў TM_z сетцы (г. зн. $\phi = 0^\circ$). Такім чынам можна разлічыць патрэбныя суадносіны лічбавых фазавых хуткасцяў на пачатку запуску праграмы на метадзе канечных рознасцяў у часовай вобласці, калі вызначаюцца каэфіцыенты для праходу па часе.

Хаця прыведзенае вышэй апісанне выкарыстоўваецца як прыклад выпадку мал. 5.4а, зразумела, што выкарыстанне дапаможнай аднамернай рашоткі для знаходжання значэнняў падаючага поля добра падыходзіць і для астатніх трох выпадкаў на мал. 5.4б. Змены вугла падзення проста змяняе месца, якое першым кантакіуе з фронтам падаючай хвалі, як паказана на малюнку. Ува ўсіх выпадках $E_{inc}|_{m_0}$ крыніца сеткі супадае з адпаведнай крыніцай TM_z сеткі.

Лінейная інтэрпаляцыя можа быць выкарыстана для атрымання значэнняў падаючага поля на аснове вядомых адлегласці затрымкі d і значэнняў на аднамернай сетцы крыніцы. Для зручнасці абазначым найбольшы цэлы лік рэчаіснай лічбы r як $IFIX(r)$. Затым прымаючы d вядомым з (5.20), (5.21) і (5.22), для электрычнага поля ў пункце d атрымаем:

$$\begin{aligned} d' &= d - IFIX(d), \\ E_{inc}|_d^n &= (1 - d') \cdot E_{inc}|_{m_0 + IFIX(d)}^n + d' \cdot E_{inc}|_{m_0 + IFIX(d) + 1}^n. \end{aligned} \quad (5.25a)$$

Для маінітнага поля ў пункце d атрымаем

$$\begin{aligned} d'' &= d + 1/2, \\ d' &= d'' - IFIX(d''), \\ H_{inc}|_d^{n+1/2} &= (1 - d') \cdot H_{inc}|_{m_0 - 1/2 + IFIX(d'')}^{n+1/2} + d' \cdot H_{inc}|_{m_0 + 1/2 + IFIX(d'')}^{n+1/2}. \end{aligned} \quad (5.25b)$$

Апошнім этапам у разліку значэнняў падаючага поля, неабходных для выкарыстання межавых умоваў у падыходзе падзелу лічбавай рашоткі на вобласць поўнага поля і поля рассеяння, з'яўляецца разлік кампанентаў вектара поля ў x -, y - і z -каардынатных накірунках. Для TM_z выпадку маем

$$E_{z,inc}|_d^n = E_{inc}|_d^n, \quad (5.26a)$$

$$H_{x,inc}|_d^{n+1/2} = H_{inc}|_d^{n+1/2} \sin \phi, \quad (5.26б)$$

$$H_{y,inc}|_d^{n+1/2} = -H_{inc}|_d^{n+1/2} \cos \phi, \quad (5.26в)$$

дзе $E_{inc}|_d^n$ і $H_{inc}|_d^{n+1/2}$ атрымліваюцца з (5.25а) і (5.25б). Кампаненты падаючага поля разлічаныя на аснове (5.26а), (5.26б) і (5.26в), затым падстаўляюцца ў межавыя ўмовы паміж вобласцю 1 і вобласцю 2, распісаныя ў сістэмах (5.16) і (5.18).

5.2.5. Непасрэдная фармулёўка рассеянага поля

Непасрэдная фармулёўка рассеянага поля запазычана з метаду інтэгральнага ўраўнення ў частотнай вобласці (метад момантаў). Канцэпцыя гэтага метаду таксама заснавана на лінейнасці ўраўненняў Максвела і раскладання поўнага электрычнага і магнітнага поля на вядомае падаючае поле і невядомае рассеянае поле, згодна з (5.3).

У дадзеным выпадку, аднак, метад КРЧВ выкарыстоўваецца для праходу па дыскрэтных момантах часу толькі рассеяных электрычных і магнітных палёў. Гэта значыць, што лічбавая сетка не разбіваецца на вобласці гюўнага поля і поля рассеяння, а прымаецца, што рассеянае поле знаходзіцца паўсюль. Ніякай падаючай хвалі не распаўсюджваецца ўздоўж сеткі. Калі патрабуецца форма хвалі поўнага E - альбо H -поля, то яна атрымліваецца ў канцы працэдуры кроку шляхам складання разлічанай формы хвалі рассеянага поля і вядомай часовай залежнасці падаючай хвалі ў патрэбным пункце.

Разгледзім прымяненне непасрэднага метаду рассеянага поля пры мадэляванні структуры з ідэальнага электрычнага правадніка. На паверхні такой структуры згодна з межавымі ўмовамі тангенцыйны склданік поўнага электрычнага поля павінен раўняцца нулю:

$$\vec{E}_{\tan}|_{total} = 0. \quad (5.27)$$

Таму, згодна з (5.3а):

$$\vec{E}_{\tan}|_{scat} = -\vec{E}_{\tan}|_{inc} \quad (5.28)$$

павінна захоўвацца на паверхні структуры на ўсіх кроках па часу. Гэта выклікае лакальную генерацыю на паверхні рассеянай хвалі. Рассеяная хваля на паверхні мае тангенцыйныя кампаненты $\vec{E}_{\tan}|_{scat}$ роўныя, але супрацьлеглыя па знаку тангенцыйным кампанентам $\vec{E}_{\tan}|_{inc}$ падаючай хвалі, якія з'яўляюцца вядомымі ў часе і прасторы. Прымаецца, што

падаючая хваля распаўсюджваецца ў вакууме; гэта значыць, у адсутнасці мадэлюемай структуры і можа быць выражана як простая аналітычная хвалевая функцыя прасторы і часу. Такім чынам на кожным краі ячэйкі прасторавай рашоткі, якая ахоплівае малую частку паверхняй структуры, метада КРЧВ павінен вызначаць лакальную кампаненту \vec{E} , роўную і супрацьлеглую па знаку падаючай \vec{E} ў гэтым пункце прасторы ў дадзены момант часу.

Існуюць два прынцыповыя недахопы непасрэднай фармулёўкі поля рассеяння ў адносінах з тэхнікай падзелу вобласці разліку на вобласць поўнага поля і вобласць поля рассеяння ў выпадку прымянення да структур з ідэальнага электрычнага правадніка:

- Для таго, каб ажыццявіць у ідэальным электрычным правадніку межавыя ўмовы, метада поля рассеяння патрабуе, каб тангенцыйны складнік падаючай хвалі электрычнага поля быў разлічаны ўва ўсіх пунктах прасторавай рашоткі, якія супадаюць з паверхняй мадэлюемай структуры. З-за таго, што размяшчэнне гэтых пунктаў змяняецца з кожнай структурай, то праграмаванне ўмоваў крыніцы хвалі ў метадазе рассеянага поля залежыць ад структуры і можа аказацца цяжкай пры разглядзе структур са складанай формай. Больш таго, паверхняй складанай формы могуць патрабаваць вялікай колькасці кампутарных аперацый для разліку патрэбных падаючых электрычных палёў ува ўсіх пунктах паверхні.
- У прасторавых абласцях, дзе поўныя электрычныя і магнітныя палі з'яўляюцца малымі, як, напрыклад, унутры добраэкранаваных рэзанатараў, падаючыя і рассеяныя палі прыблізна роўныя і супрацьлеглыя. У такім выпадку кампутарныя недакладнасці, якія ўзніклі з-за прамянення дадзенага алгарытму, могуць значна павялічыцца пры далейшых разліках, калі патрабуецца атрымаць поўнае поле. Гэта шырока вядомая пры разліках з'ява мае назву шуму адымання, які абмяжоўвае дынамічны дыяпазон метадау рассеянага поля пры разліку поўнага поля.

Непасрэдны падыход рассеянага поля мае адну асноўную перавагу перад тэхнікай поўнага поля/поля рассеяння:

- На аснове метадау рассеянага поля падаючыя палі ўва ўсіх пунктах прасторавай рашоткі, якія супадаюць з паверхняй мадэлюемай структуры разлічваюцца з дапамогай аналітычнага выразу дакладна. Такім чынам падаючая хваля не ўводзіцца спецыяльна для таго., каб узбудзіць структуру, і такім чынам пазбягаюцца фазавыя памылкі з-за дысперсіі, выкліканай дыскрэтнасцю вобласці разліку. Гэта

з'яўляецца важным па меры павелічэння электрычнай даўжыні мадэлюемых структур.

На працягу доўгага часу мадэляванне на аснове метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці праводзілася з дапамогай як метаду поўнага поля/поля рассеяння так і непасрэднага метаду рассеянага поля. Тэхніка поўнага поля/поля рассеяння можа аказацца асабліва карыснай пры мадэляванні хваляводаў, уключна з лініямі перадач і высокачастотных схем. Абодва падыходы добра спраўляюцца з задачамі рассеяння ў свабодную прастору. Аднак неабходна мець на ўвазе ўсе перавагі і абмежаванні кожнага падыходу.

5.3. Паглынаючыя межавыя ўмовы дакладна падабраных слаёў

Адным з асноўных патрабаванняў да метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці з'яўляецца эфектыўнае і дакладнае вырашэнне задач узаемадзеяння электрамагнітнай хвалі ў неабмежаванай вобласці. Для такіх задач неабходна ўводзіць паглынаючыя межавыя ўмовы на знешніх межах сеткі для таго, каб змадэляваць працяг сеткі на бясконцасць [145].

Адным з падходаў да рэалізацыі паглынаючых межавых умоваў з'яўляецца размяшчэнне знешніх межаў прасторавай рашоткі ў паглынаючае асяроддзе. У ідэале паглынаючае асяроддзе мае таўшчыню у некалькі ячэек рашоткі, не адбівае падаючыя хвалі ва ўсім спектры частотаў, высокапаглынальнае і эфектыўнае ў вобласці бліжняга поля крыніцы альбо рассеивальніка. З 1994 г. быў прыменены новы падыход, створаны Ж.-П. Берэнгерам, які ўвёў высока эфектыўны паглынальны матэрыял, які ўтваралі дакладна падабраныя слаі (ДПС) [143]. Навізна Берэнгераўскіх дакладна падабраных слаёў заключалася ў тым, што плоскія хвалі адвольнага вугла падзення, палярызацыі і частаты паглыналіся на мяжы.

Для таго, каб стварыць грунт для абмеркавання паглынаючых дакладна падабраных слаёў, разгледзім фізіку сінусаідальнай плоскай хвалі, якая падае на ўмоўны стратны матэрыял пад адвольным вуглом Θ адносна восі x . Няхай TE_z -палярызаваная хваля падае з вобласці 1, бясстратнай паўпрасторы $x < 0$, на вобласць 2, паўпрастору $x > 0$ з электраправоднасцю σ і магнітнымі стратамі σ^* . Магнітнае поле падаючай хвалі задаецца формулай $\vec{H}^{\text{inc}} = \hat{z}H_0 \exp(-j\beta_{1x}x - j\beta_{1y}y)$ дзе птушачка азначае вектарную велічыню. Тады, поўныя палі ў вобласці 1 задаюцца

$$\begin{aligned}\bar{H}_1 &= \hat{z}H_0(1 + \Gamma e^{2j\beta_{1x}x})e^{-j\beta_{1x}x - j\beta_{1y}y}, \\ \bar{E}_1 &= \left[-\hat{x} \frac{\beta_{1y}}{\omega\epsilon_1} (1 + \Gamma e^{2j\beta_{1x}x}) + \hat{y} \frac{\beta_{1x}}{\omega\epsilon_1} (1 - \Gamma e^{2j\beta_{1x}x}) \right] H_0 e^{-j\beta_{1x}x - j\beta_{1y}y}.\end{aligned}\quad (5.29a)$$

Палі, пераданія ў вобласць 2, задаюцца

$$\begin{aligned}\bar{H}_1 &= \hat{z}H_0\tau e^{-j\beta_{2x}x - j\beta_{2y}y}, \\ \bar{E}_1 &= \left[-\hat{x} \frac{\beta_{2y}}{\omega\epsilon_2 \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_2}\right)} + \hat{y} \frac{\beta_{1x}}{\omega\epsilon_2 \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_2}\right)} \right] H_0\tau e^{-j\beta_{2x}x - j\beta_{2y}y}.\end{aligned}\quad (5.29b)$$

Γ і τ - каэфіцыенты адбіцця і прапускання, адпаведна, і

$$\left. \begin{aligned}\beta_{1x} &= k_1 \cos\theta; & \beta_{1y} &= k_1 \sin\theta;\end{aligned} \right\} x < 0, \quad (5.30a)$$

$$\left. \beta_{2x} = \sqrt{(k_2)^2 \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_2}\right) \left(1 + \frac{\sigma^*}{j\omega\mu_2}\right) - (\beta_{2y})^2} \right\} x > 0, \quad (5.30b)$$

дзе $k_i = \omega\sqrt{\mu_i\epsilon_i}$ для $i = 1, 2$. Улік непарыўнасці тангенцыяльных палёў уздоўж мяжы паміж вобласцю 1 і вобласцю 2 у $x = 0$ прыводзіць да $\beta_{2y} = \beta_{1y} = k_1 \sin\theta$ і

$$\Gamma = \frac{\frac{\beta_{1x}}{\omega\epsilon_1} - \frac{\beta_{2x}}{\omega\epsilon_2(1 + \sigma/j\omega\epsilon_2)}}{\frac{\beta_{1x}}{\omega\epsilon_1} + \frac{\beta_{2x}}{\omega\epsilon_2(1 + \sigma/j\omega\epsilon_2)}}; \quad \tau = 1 + \Gamma. \quad (5.31)$$

Наогул $\Gamma \neq 0$ для адвольнага вугла падзення θ . Аднак у асобных выпадках пры нармальным падзенні ($\theta = 0$) хвалі мы маем

$$\Gamma = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2}, \quad (5.32)$$

дзе імпедансы хвалі ў вобласці 1 і 2 задаюцца

$$\eta_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}; \quad \eta_2 = \sqrt{\frac{\mu_2(1 + \sigma^*/j\omega\mu_2)}{\epsilon_2(1 + \sigma/j\omega\epsilon_2)}}. \quad (5.33)$$

Затым, калі прыраўняць $\epsilon_1 = \epsilon_2$ і $\mu_1 = \mu_2$ і ўвесці ўмову

$$\sigma^*/\mu_1 = \sigma/\epsilon_1 \quad \rightarrow \quad \sigma^* = \sigma\mu_1/\epsilon_1 = \sigma(\eta_1)^2, \quad (5.34)$$

то атрымаем $k_1 = k_2$ і $\eta_1 = \eta_2$. Гэта прыводзіць да $\Gamma = 0$, мяжа падзелу вобласці 1 і вобласці 2 не адбівае нармальна падаючыя хвалі. З (5.30б) у гэтым выпадку можна вывесці, што

$$\beta_{2x} = \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_1}\right) k_1 = k_1 - j\sigma\eta_1, \quad (5.35)$$

атрымліваючы пераданыя палі ў вобласці 2

$$\vec{E}_2 = \hat{y}\eta_1 H_0 e^{-jk_1 x} e^{-\sigma\eta_1 x}, \quad (5.36a)$$

$$\vec{H}_2 = \hat{z}H_0 e^{-jk_1 x} e^{-\sigma\eta_1 x}. \quad (5.36b)$$

Можна бачыць, што пры нармальным падзенні хваля, пераданая ў вобласць 2, экспаненцыйна затухае ў накірунку нармалі. Больш таго, у адрозненне ад распаўсюджвання ў стратным асяроддзі, дадзеная хваля з'яўляецца недысперсійнай. Гэта значыць, што яе хвалевае хуткасць не залежыць ад частаты. Таму паўпрастора 2 з каэфіцыентамі магнітных і электрычных стратаў, вызначаных у (5.34) дакладна падабрана да вобласці 1 для нармальна падаючых хваляў.

Асяроддзе са стратамі (паглынанням), абмеркаванае вышэй, выкарыстоўвалася з абмежаваным поспехам як паглынаючы слой для таго, каб пазбавіцца ад знешніх межаў прасторавай рашоткі [143]. Галоўная складанасць заключаецца ў тым, то дадзенае асяроддзе ўзгоднена з унутранай рашоткай толькі для нармальна падаючых хваляў. Таму хвалі, якія падаюць пад вуглом, часткова адбіваюцца ў вобласць разліку і скажаюць рашэнне. У выніку паглынальнік мусіць быць размешчаны на эфектыўным аддаленні ад любой крыніцы так, каб падаючыя хвалі былі прыблізна плоскімі і нармальна падаючымі, што з'яўляецца непрактычным для вялікіх абласцей задачы.

Ж.-П. Берэнгер заўважыў, што паглынальнік на межах вобласці разліку можа быць падабраны такім чынам, каб ён не залежыў ад частаты і вугла падзення падаючай хвалі, дзякуючы прыёму раскладання поля. Па сутнасці гэта дазваляе сфарміраваць так званы дакладна падабраны слой, які прымыкае да знешніх межаў прасторавай рашоткі і служыць для паглынання ўсіх падаючых хваляў.

Разгледзім плоскую TE_z хвалю, падаючую на плоскасць $x = 0$ паўпрасторы вобласці 2. Унутры гэтай вобласці ўраўненні Максвела, мадыфікаваныя згодна з Ж.-П. Берэнгерам, запісваюцца як

$$\epsilon_2 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (5.37a)$$

$$\epsilon_2 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_y E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad (5.376)$$

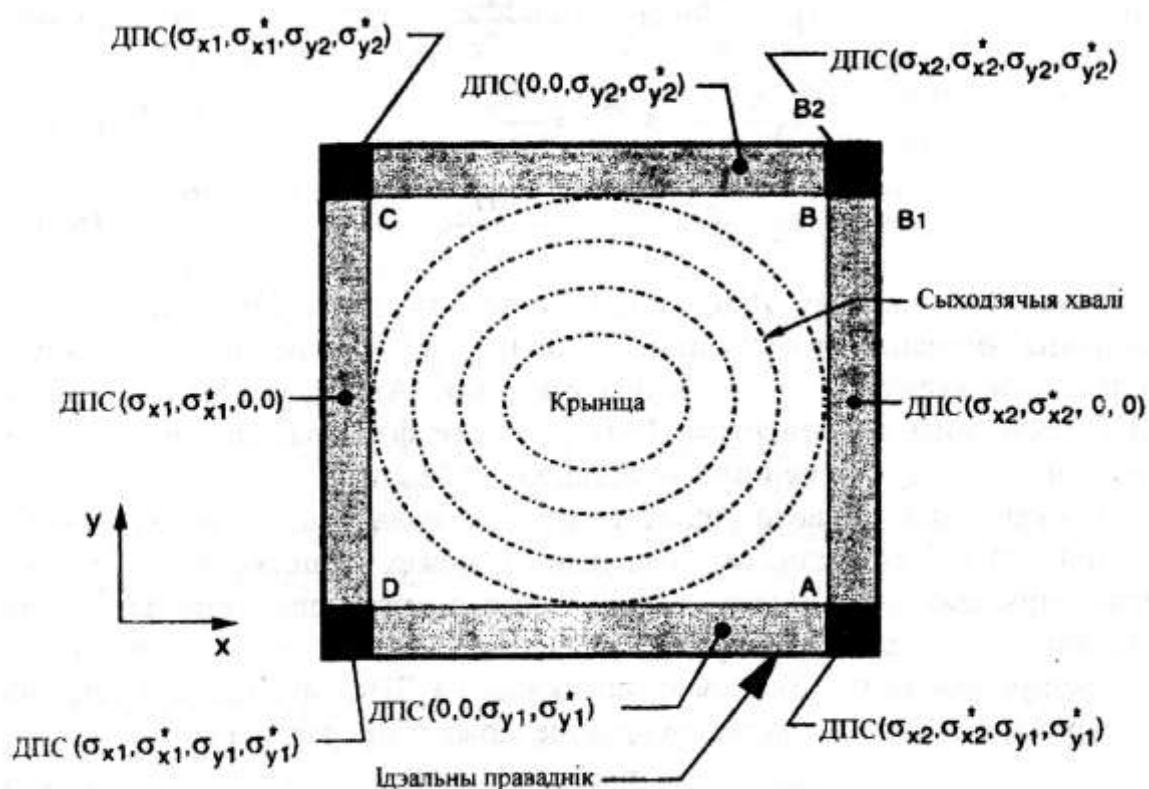
$$\mu_2 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (5.37в)$$

$$\mu_2 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = -\frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (5.37г)$$

Тут H_z прымаецца расчэпленай на дзве сумарныя падкампаненты

$$H_z = H_{zx} + H_{zy} \quad (5.38)$$

Папярэдні аналіз можа быць паўтораны для дакладна падабраных слаёў, перпендыкулярных у u -накірунку. Гэта дазволіла Ж.-П. Берэнгеру прапанаваць двухмерную TE_z прасторавую сетку, паказаную на мал. 5.5, якая выкарыстоўвае дакладна падабраныя слаі для таго, каб значна зменшыць адбіццё знешніх межаў. У дадзеным выпадку зона разліку ў свабоднай прасторы аколаны ДПС і сценкамі з ідэальнага электрычнага



Мал. 5.5. Структура прасторавай рашоткі з дакладна падабранымі сляямі Ж.-П. Берэнгера ў якасці паглынаючых межавых умоваў для двухмернага выпадку метаду канечных рознасцяўу часавай вобласці [143]

правадніка. З левага і правага боку сеткі (x_1 і x_2) кожнага ДПС мае σ_x і σ_x^* , падабраныя згодна з (5.34) разам з $\sigma_y = 0 = \sigma_y^*$ для таго, каб забяспечыць прапусканне без адбіцця ў вобласці вакууму дакладна падабраных слаёў. Ніжняя і верхняя бакі сеткі (y_1 і y_2) кожнага слою валодае σ_y і σ_y^* , падабранымі згодна з (5.34) разам з $\sigma_x = 0 = \sigma_x^*$. На чатырох вуглах сеткі, дзе перакрываюцца два слоя, прысутнічаюць усе чатыры каэфіцыенты затухання ($\sigma_x, \sigma_x^*, \sigma_y, \sigma_y^*$) роўныя адпаведным каэфіцыентам у гэтых сляях.

Для выпадку ТМ_z-палярызаванай падаючай хвалі прымяняецца расчэпленне поля ў выглядзе $E_z = E_{zx} + E_{zy}$. Аналагічна (5.37), ДПС-мадыфікаваныя ўраўненні Максвела для ТМ_z-выпадку запісваюцца наступным чынам:

$$\mu_2 \frac{\partial H_x}{\partial t} + \sigma_y^* H_x = -\frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad (5.39a)$$

$$\mu_2 \frac{\partial H_y}{\partial t} + \sigma_x^* H_y = -\frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (5.39б)$$

$$\epsilon_2 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_x E_{zx} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad (5.39в)$$

$$\epsilon_2 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_y E_{zy} = -\frac{\partial H_x}{\partial y}. \quad (5.39г)$$

Вывад уласцівасцяў ДПС, праведзены аналігічна ТЕ_z выпадку, дае нязначна змененыя рэзультаты. У большасці ўраўненняў змяняюцца толькі пранікальнасці ϵ_2 і μ_2 , а таксама і σ^* . Аднак, умовы ўзгаднення ДПС застаюцца нязмененымі. Гэта дазваляе фарміраваць паглынаючы слой па суседству са знешнімі межамі, як і ў ТЕ_z выпадку.

Для канечнай лічбавай рашоткі дакладна падабраныя слаі валодаюць таўшчынёй d і завяршаюцца на знешніх межах рашоткі. Калі знешнія межы прымаюцца за сценку з ідэальнага электрычнага правадніка, як паказана на мал. 5.5, пэўная магутнасць адбіваецца ў асноўную разліковую вобласць. Для хвалі, падаючай на ДПС пры вугле θ адносна да нармалі паверхні w , дадзенае адбіццё можа быць разлічана

$$R(\theta) = e^{-2\sigma_w \eta d \cos \theta}, \quad (5.40)$$

дзе η і σ_w хвалевае імпеданс ДПС і яго электраправоднасць, адпаведна, якія разглядаюцца пры распаўсюджванні ў напрамку па нармалі да паверхні. У кантэксте КРЧВ мадэлявання, $R(\theta)$ разглядаюць як “памылку адбіцця”, так як яна з’яўляецца адбіццём ад сценкі ідэальнага

электрычнага правадніка, якая знаходзіцца за дакладна падабранымі сляямі. Неабходна зазначыць, што памылка пры адбіцці з'яўляецца аднолькавай як для расчэпленнага поля ДПС, так і для аднавоснага ДПС, так як абодва заснаваныя на аднолькавым хвалевым ураўненні. Дадзеная памылка экспаненцыйна змяншаецца з павелічэннем σ_w і d . Аднак памылка адбіцця павялічваецца як $\exp(\cos \theta)$, дасягаючы найгоршага выпадку для $\theta = 90^\circ$. Пры гэтым вугле слізгацення, $R = 1$ і ДПС з'яўляецца поўнаасцю неэфектыўнай. Каб зрабіць яго дзейсным пры КРЧВ мадэляванні, патрэбна, каб $R(\theta)$ была як мага меншай. Зразумела, для тонкага ДПС, неабходна мець σ_w як мага большай, каб зменшыць $\beta(\theta)$ да прымальна малых велічыняў, асабліва пры θ , блізкай да 90° .

Тэарэтычна праходжанне хвалі без адбіцця можа мець месца ўздоўж ДПС незалежна ад лакальнай адсутнасці непарыўнасці σ і σ^* якая прысутнічае пры непарыўным падаючым электрамагнітным полі. Аднак у метады канечных рознасцяў у часовай вобласці альбо любых іншых дыскрэтных прадстаўленнях ураўненняў Максвела, лічбавыя памылкі ўзнікаюць з-за канечнага прасторавага квантавання. Таму, прымяняючы ДПС з адсутнасцю непарыўнасці σ і σ^* у лічбавай рашотцы метаду КРЧВ прыводзіць да значнага пабочнага адбіцця хвалі на дакладна падабраных сляях. Для таго, каб зменшыць памылку адбіцця, было прапанавана, каб страты ДПС уздоўж нармалі паступова павялічваюцца ад нуля [143]. У рамках гэтай ідэі разгледзім x -накіраваную плоскую хвалю, падаючую пад вуглом θ да ДПС таўшчынёй d , з пярэдняй плоскай мяжой, якая размяшчаецца на плоскасці $x = 0$. Разглядаючы градуіраваную праводнасць ДПС як $\sigma_x(x)$, атрымаем каэфіцыент адбіцця

$$R(\theta) = e^{-2\eta \cos \theta \int_0^d \sigma_x(x) dx}. \quad (5.41)$$

Паліноміальная градуіроўка. Было прапанавана некалькі профіляў для градуіроўкі $\sigma_x(x)$. Найбольш паспяховым з'яўляецца выкарыстанне паліноміальнага альбо геаметрычнага змянення стратаў ДПС з таўшчынёй x . Паліноміальная градуіроўка запісваецца проста

$$\sigma_x(x) = (x/d)^m \sigma_{x,max}; \quad \kappa_x(x) = 1 + (\kappa_{x,max} - 1) \cdot (x/d)^m. \quad (5.42)$$

Гэта павялічвае значэнне σ_x у дакладна падабраных сляях ад нуля пры $x = 0$ (паверхні ДПС) да $\sigma_{x,max}$ пры $x = d$ (ідэальны электрычны праваднік знешняй мяжы). Падстаўляючы (5.42) у (5.43) атрымаем

$$R(\theta) = e^{-2\eta \sigma_{x,max} d \cos \theta / (m+1)}. \quad (5.43)$$

Для фіксаванага d , паліноміальная градуіроўка мае два параметры: $\sigma_{x,max}$ і m . Вялікае значэнне m прыводзіць да таго, што размеркаванне

$\sigma_x(x)$ становіцца адносна плоскім каля паверхні ДПС. Аднак у глыбіні ДПС σ_x павялічваецца больш хутка, чым пры малых m . У гэтай вобласці амплітуды поля ў асноўным спадаюць і адбіццё з-за ўкладу памылкі дыскрэтызацыі меншае. Было знойдзена, што прыблізна аптымальным для многіх КРЧВ мадэляў з'яўляецца $3 < m < 4$ [143].

Для паліноміяльнай градуіроўкі параметры ДПС могуць быць вызначаны, сыходзячы з зададзенай ацэнкі хібнасці. Напрыклад, няхай m , d і жаданая памылка адбіцця $R(0)$ вядомая. Тады з (5.43) $\sigma_{x,max}$ разлічваецца як

$$\sigma_{x,max} = -\frac{(m+1)\ln[R(0)]}{2\eta d}. \quad (5.44)$$

Геаметрычная градуіроўка. Профіль каэфіцыенту стратаў ДПС для гэтага выпадку вызначаецца як

$$\sigma_x(x) = (g^{1/\Delta})^x \sigma_{x,0}; \quad \kappa_x(x) = (g^{1/\Delta})^x, \quad (5.45)$$

дзе $\sigma_{x,0}$ – праводнасць ДПС на яго паверхні, g – маштабны множнік, а Δ – крок прасторы КРЧВ. У дадзеным выпадку праводнасць ДПС павялічваецца ад $\sigma_{x,0}$ на яго паверхні да $g^{d/\Delta} \cdot \sigma_{x,0}$ на знешняй мяжы. Падстаўляючы (5.45) у (5.41) атрымаем

$$R(\theta) = e^{-2\eta\sigma_{x,0}\Delta(g^{d/\Delta})^{\cos\theta/\ln g}}. \quad (5.46)$$

Для фіксаваных геаметрычная градуіроўка патрабуе два параметры: g і $\sigma_{x,0}$. $\sigma_{x,0}$ павінна быць малым для таго, каб мінімізаваць пачатковую памылку дыскрытызацыі, а метрыка $g > 1$ абумоўлівае ступень павелічэння праводнасці ўнутры ДПС. Вялікія значэнні g згладжваюць профіль праводнасці каля $x = 0$ і робяць яго больш крутым у глыбіні ДПС. Звычайна g , d і $R(0)$ папярэдне заданыя і вызначаюць

$\ln[R(0)]\ln(g)$

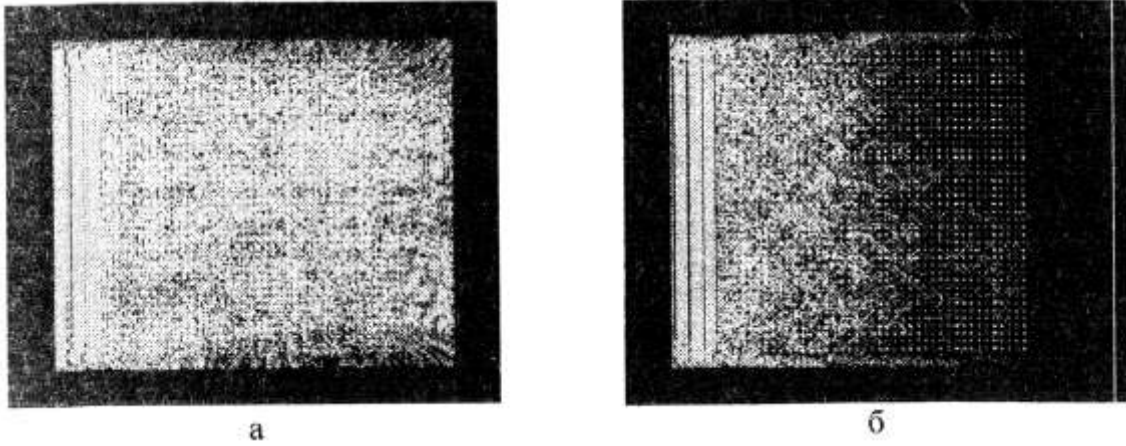
$$\sigma_{x,0} = -\frac{\ln[R(0)]\ln(g)}{2\eta\Delta(g^{d/\Delta} - 1)}. \quad (5.47)$$

Было знойдзена, што прыблізна аптымальным для многіх КРЧВ мадэляў з'яўляецца $2 < g < 3$.

5.4. Разлікі фатонных структур

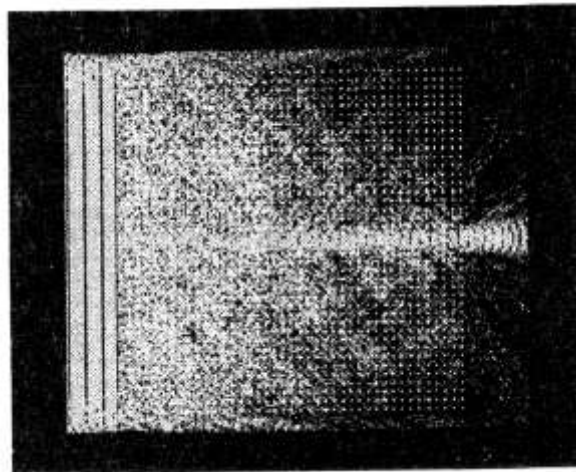
На аснове метаду канечных рознасцяў у часавай вобласці было разгледжана ўзаемадзеянне плоскай хвалі з двухмерным фатонным крышталём. Параметры фатоннай структуры падбіраліся такім чынам, каб выконваліся ўмовы $d_1 = \lambda_0/4n_1$ і $d_2 = \lambda_0/4n_2$ [146], дзе λ_0 – даўжыня хвалі ў свабоднай прасторы, d_1 – пастаянная рашоткі двухмернага фатоннага крышталю (адлегласць паміж стрыжнямі), n_1 – паказнік

праламлення прасторы паміж стрыжнямі (у выпадку вакууму $= 1$), d – дыяметры стрыжняў, n_2 – паказнік праламлення стрыжняў.



Мал. 5.6. Узаемадзеянне плоскай хвалі з двухмерным фатонным крышталём у выпадку, калі частата хвалі не патрапляе ў забароненую зону (а), частата знаходзіцца ў забароненай зоне (б)

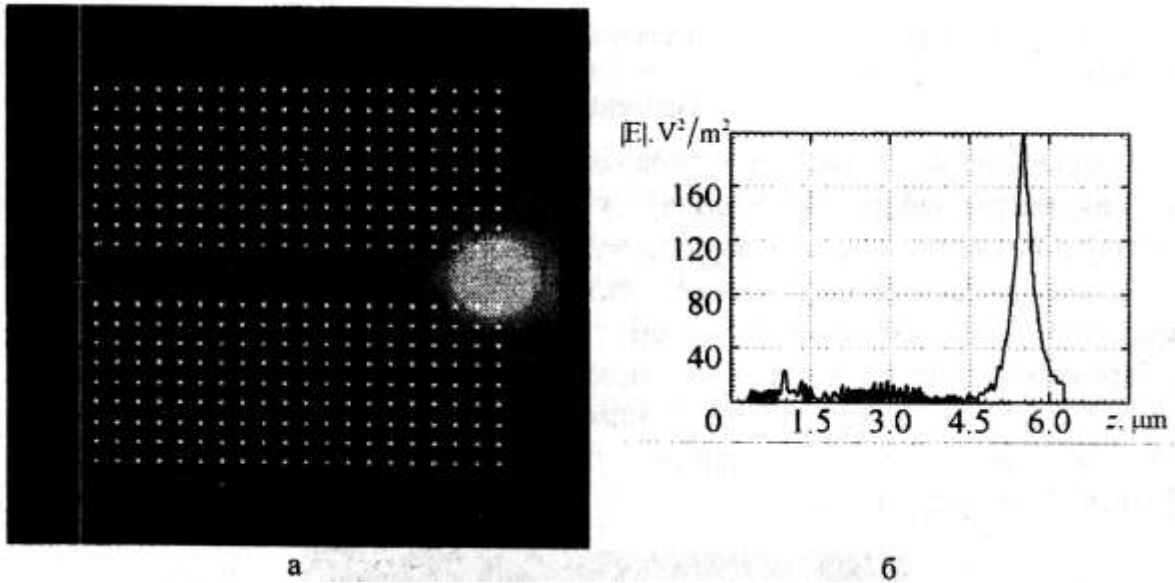
Дасканалая фатонная структура валодае такой асноўнай ўласцівасцю, як наяўнасць забароненых зонаў, у якіх недапушчальным з’яўляецца распаўсюджванне пэўнага дыяпазону частотаў хваляў [147]. На мал. 5.6 паказана узаемадзеянне плоскай электрамагнітнай хвалі з такой фатонна-крышталічнай структурай. Калі частата хвалі не патрапляе ў забароненую зону, то святло праходзіць праз фатонны крышталі (мал. 5.6а). Калі ж частата хвалі знаходзіцца ўнутры забароненай зоны, то адбываецца экспаненцыйнае згасанне выпраменьвання ўнутры фатоннай структуры (мал. 5.6б).



Мал. 5.7. Узаемадзеянне плоскай хвалі з двухмерным фатонным крышталём у выпадку, калі ў фатонным крышталі адсутнічае шэраг стрыжняў

Пры парушэнні перыядычнасці фатоннага крышталю ў структуры лоля назіраецца ўзнікненне мод, якія носяць назву дэфектных [148–150]. На мал. 5.7 паказаны выпадак, калі з сярэдзіны двухмернага фатоннага крышталю выняты два шэрагі стрыжняў. У такіх умовах фатонная структура функцыянуе як хвалявод, прапускаючы выпраменьванне ўздоўж створанага каналу.

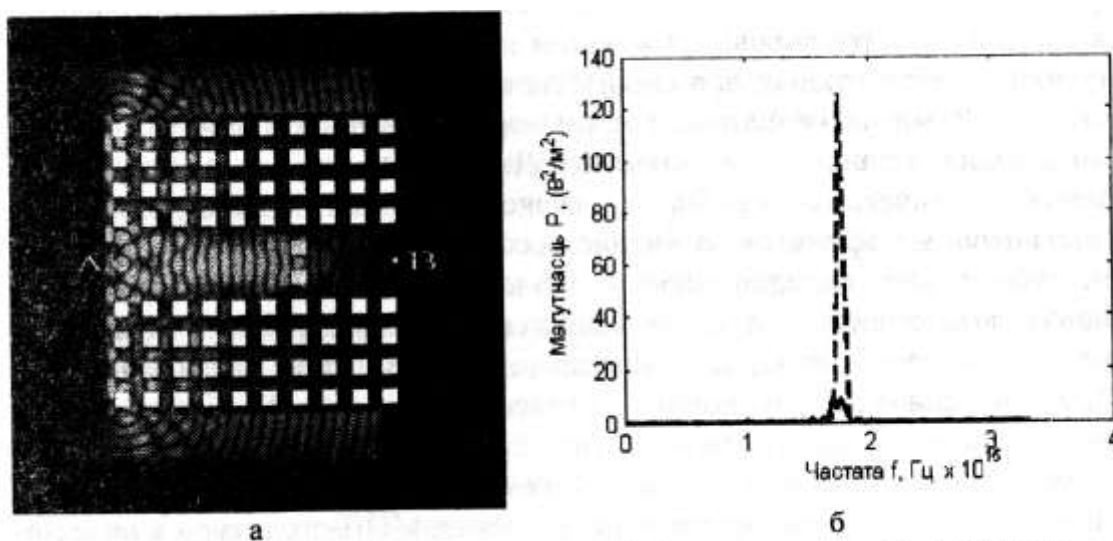
Для рашэння ўраўненняў Максвела ў выпадку распаўсюджвання хвалі ў асяроддзі з аптычным узмацненнем зручна ўвесці комплексную дыэлектрычную пранікальнасць у форме $\epsilon = (n - ik)^2$. Комплексная дыэлектрычная пранікальнасць раўняецца квадрату паказніка праламлення, які складаецца з рэчаіснай часткі n і каэфіцыента паглынання (узмацнення) k (уяўная велічыня).



Мал. 5.8. Размеркаванне поля ў двухмерным фатонным крышталю у дыскрэтны момант часу $s = 2700$

На аснове метаду канечных рознасцяў у часовай вобласці [151] было разлічана распаўсюджанне электромагнітнага поля ў двухмерным фатонным крышталю (мал. 5.8а). Параметры фатоннай структуры былі падабраныя такім чынам, каб выпраменьванне з даўжынёй хвалі 864 нм знаходзілася ў цэнтры забароненай зоны: $n_1 = 3.64$, $d_1 = 59,34$ нм і $n_2 = 1$, $d_2 = 216$ нм. Два цэнтральныя шэрагі былі выняты для таго, каб стварыць хвалявод, у канцы якога былі размешчаны два актыўных элементы з GaAs. Разлік каэфіцыента ўзмацнення праводзіўся для наступных параметраў: рознасць квазіўзроўняў Фермі $\Delta F = 1,45$ эВ; $n = p = 1.94 \cdot 10^{24}$ м⁻³; $T = 300$ К Як паказана на мал. 5.8б, актыўныя элементы на канцы хвалявода ўзмацняюць электромагнітную хвалю.

Адным з лічбавых метадаў, прыдатных для даследавання нелінейных эфектаў у двухмерных фатонных структурах, з’яўляецца метада дапаможнага дыферэнцыяльнага ўраўнення, заснаваны на метада канечных рознасцяў у часовай вобласці [143]. Разглядаемая структура адлюстравана на мал. 5.9а. Фатонная структура ўяўляла сабой матрыцу 10x10 квадратных стержняў. Два цэнтральныя шэрагі былі вынятыя для таго, каб стварыць хвалявод, у якім два пакінутыя элементы, электрычная палярызаванасць якіх мае нелінейную сувязь з велічыняй электрычнага поля. Разлікі паказалі, што ў выпадку, калі стержні, пакінутыя ў хваляводзе, прымаляюцца за лорэнцаўскі нелінейны асяродак, то магнітнасць аптычнага поля на выхадзе структуры шматкратна павялічвалася (мал. 5.9б).



Мал. 5.9. Даследуемая фатонная структура (а); спектр электрамагнітнага поля ў пункце В для выпадку лінейных (суцэльная лінія) і нелінейных (пункцірная лінія) характарыстык цэнтральных элементаў (б)

Такім чынам, з дапамогай метада канечных рознасцяў у часовай вобласці было даследавана ўзаемадзеянне электрамагнітнага выпраменьвання з рознымі канфігурацыямі двухмернага фатоннага крышталю. Разглядаючы двухмерную структуру з фатоннымі забароненымі зонамі, было выяўлена, што ў выпадку, калі частата падаючага выпраменьвання патрапляе ў забароненую зону, фатонны крышталю не прапускае яго, у іншым выпадку фатонная структура з’яўляецца празрыстай для падаючага выпраменьвання. Пры парушэнні перыядычнасці двухмернага фатоннага крышталю фатонная структура пачынае функцыянаваць як хвалявод. Пры размяшчэнні актыўных элементаў у канцы гэтага хваляводу з’яўляецца магчымым узмацненне выпраменьвання з адфільтраванай частатой.

6. ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ ДЛЯ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ПО ТЕХНОЛОГИИ МОП

В настоящее время интерес к исследованиям микро- и наноразмерных объектов в оптике возрастает. Вызывается он, прежде всего, миниатюризацией таких компонентов интегральной оптики как волноводы, фильтры, мультиплексоры, демультимплексоры и другие. Однозначную возможность интегрирования в одном кристалле различных оптических приборов обработки информации открыло изобретение фотонных кристаллов. Размеры элементов, формируемых в фотонном кристалле, имеют порядок длины волны излучения. Дальнейшим шагом к миниатюризации оптических приборов является использование плазмон-поляритонных эффектов. Изучение особенностей дифракции излучения на субволновых металлических и диэлектрических объектах открывает новые возможности получения искусственных материалов с заданными при проектировании характеристиками. К такому роду задач относится проектирование дифракционных оптических фильтров. Применительно к фотоэлементам, изготавливаемым по технологии МОП (металл-оксид-полупроводник), дифракционные оптические фильтры призваны заменить цветные фильтры, которые наносятся на МОП-структуру в виде дополнительного слоя чаще всего полимерных материалов, обладающих необходимым спектральным пропусканием. Дифракционный фильтр представляет собой набор отверстий в металлических слоях МОП-структуры. Форма спектра пропускания его определяется особенностями дифракции излучения на этих отверстиях. Выгода от использования дифракционных элементов, формируемых в металлических слоях МОП-структуры, состоит в отказе от чуждого МОП-технологии дополнительного этапа нанесения материала цветного фильтра. Дифракционный фильтр можно реализовать, лишь немного изменив топологию одного или нескольких слоёв МОП-структуры, что не сильно усложнит процесс производства.

Впервые такой метод конструирования дифракционных фильтров был предложен в работе группы американских учёных [152-154]. Получение удовлетворительной формы спектра пропускания с помощью дифракции излучения на отверстиях в металлических слоях является крайне нетри-

виальной задачей. В частности, не представляется возможным применить хорошо разработанные методы управления дифракцией излучения с помощью фотонных кристаллов, так как они обладают сильной анизотропией распространения света [155-157].

Поскольку решение задачи нахождения электромагнитного поля при дифракции излучения на субволновых структурах аналитически можно получить только для ограниченного набора объектов, то при разработке дифракционных элементов чаще всего используют методы численного моделирования. Основной целью данного исследования является отыскание последовательного метода проектирования дифракционных фильтров и получение результата, который бы доказал практическую применимость идеи создания таких фильтров в фотоэлементах, изготавливаемых по технологии МОП.

6.1. Устройство МОП-фотоэлемента

Фотоэлемент, изготовленный по технологии МОП, представляет собой светочувствительный *p-n*-переход, формируемый в кремниевой подложке микросхемы. Такое исполнение позволяет размещать на одном кристалле матрицу фотоэлементов, а также усиливающие и управляющие электронные компоненты на основе МОП-транзисторов. Поэтому МОП-фотоэлементы ещё называют активными сенсорами в отличие от ПЗС-фотоэлементов (приборы с зарядовой связью), которые невозможно интегрировать с электронными компонентами на одном кристалле. МОП-фотоэлементы, производившиеся с конца 70-х годов прошлого столетия, обладали низким качеством изображения, большим уровнем шума и низким фактором интеграции, проигрывая по всем этим характеристикам ПЗС-камерам. Однако развитие технологии МОП, применяемой при производстве микропроцессоров и других микросхем, позволило потеснить ПЗС-камеры с рынка цифровых камер. Уже в середине 90-х годов, камеры на основе фотоэлементов МОП обладали рядом существенных преимуществ для космических приложений по сравнению с ПЗС, поскольку потребляли меньшую мощность и были более устойчивы к космической радиации [158]. Работы различных исследовательских групп [159-161] развили преимущества фотоэлементов МОП и обеспечили доминирующую позицию этих фотоэлементов на рынке высококачественных цифровых камер в настоящее время. К преимуществам фотоэлементов МОП следует отнести низкую потребляемую мощность, высокую степень интеграции, низкий уровень шумов по сравнению с ПЗС, возможность интегрирования на одном кристалле датчиков и усилителей, унификацию процесса производства.

Для получения цветных изображений каждый пиксел матрицы из фотоэлементов МОП делают чувствительным к конкретному участку спектра и размещают согласно определённой мозаике массива цветных фильтров. Устройство цветного фотоэлемента МОП схематически показано на рис. 6.1. Количество и взаимное расположение слоёв МОП структуры может отличаться у разных производителей и в различных устройствах.

Внедрение слоя цветных фильтров несколько ухудшает характеристики МОП-фотоэлемента. В первую очередь, это вызвано тем, что свет может рассеиваться в слое цветного фильтра и попадать на соседний пиксел, ответственный за другой цвет. Такой эффект называется перекрёстной связью по цвету (color cross talk), поэтому камеры, предназначенные для работы в режиме высокой чувствительности, чаще всего делают монохроматическими. В отличие от других электронных компонентов, расположенных на кристалле, цветной фотоэлемент МОП требует отдельного процесса нанесения цветных фильтров, что делает его дороже по сравнению с монохроматическим аналогом.

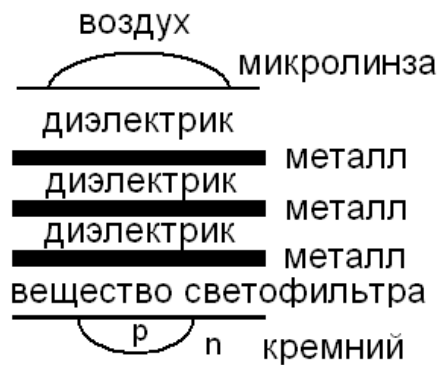


Рис. 6.1. Схема цветного фотоэлемента МОП

6.2 Схема реализации дифракционного оптического фильтра

Чтобы обойти недостаток рассмотренной технологии производства, предложено формировать цветной фильтр, основанный на дифракционных эффектах, в металлических слоях МОП-структуры [152-154]. Фотоэлемент с таким цветным фильтром назван авторами интегральным цветным пикселом ICP (Integrated Color Pixel). В качестве дифракционного элемента авторы использовали одномерную решётку канавок в металлическом слое. Был теоретически рассчитан спектральный отклик ICP, а также приведены экспериментальные измерения (рис. 6.2). Следует отметить плохое соответствие измеренных данных теоретическим и невыраженную спектральную селективность исследуемых объектов, прослеживаемую во всех представленных результатах [152-153]. Причиной этому могут быть особенности выращенных структур, так как в ка-

честве фотоэлемента применялся фотодиод, не проводилось исследований с фототранзистором, и вызывает вопросы уровень шумов в измеряемом элементе. Для численного моделирования структур использовалось программное обеспечение OptiFDTD 2.0, что является коммерческой реализацией алгоритма FDTD (Finite-Difference Time-Domain) конечных разностей во временной области для моделирования дифракции электромагнитного излучения. В этой программе нельзя задать кремний в качестве материала моделируемых структур. Эта особенность программного обеспечения может быть источником ошибок и вызывает сомнения в правомочности соответствия теоретически рассчитанных спектров пропускания экспериментально измеренным.

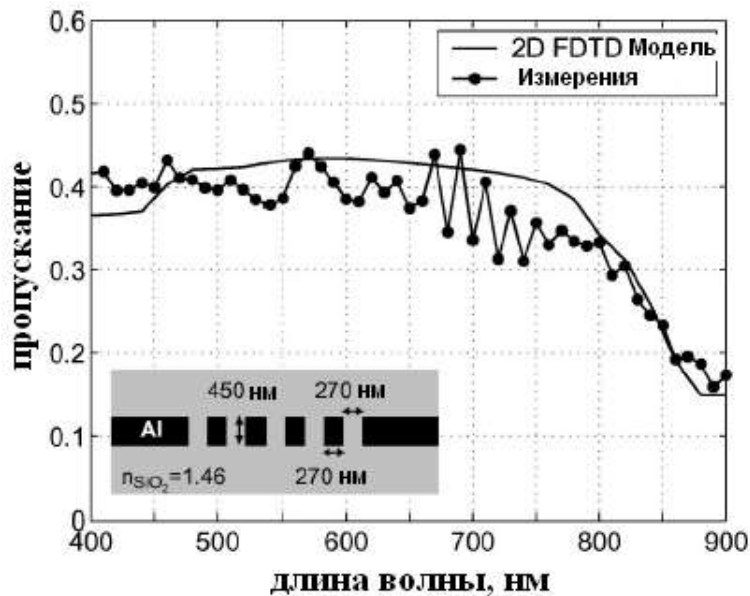


Рис. 6.2. Рассчитанный и измеренный энергетический спектр пропускания одномерной решётки канавок в алюминиевом слое [152]

Кроме того, в работах [152-153] приведены спектры пропускания решёток из идеально проводящего материала и утверждается, что эти результаты не должны качественно отличаться от случая с решётками из реального металла, который обладает дисперсией в видимой области спектра. При этом результаты моделирования изолированных одномерных решёток приводятся для случая одной поляризации излучения – когда вектор напряжённости электрического поля световой волны направлен параллельно канавкам (здесь и далее такую поляризацию будем обозначать ТМ-поляризацией). Предполагается, что спектр пропускания одномерных металлических решёток для другой поляризации (ТЕ-поляризации, когда вектор напряжённости электрического поля падающей волны перпендикулярен канавкам) будет таким же. В настоящей ра-

боте нами оспаривается это утверждение на основе собственных результатов моделирования, а также показано, что различие в форме спектров для ортогональных поляризаций является препятствием для создания цветных фотоэлементов с тремя или более каналами цветности [162-164]

Таким образом, требуется дальнейшее исследование в этой области для более объективной оценки возможности создания дифракционных оптических фильтров. Из работ [152-154] можно лишь сделать вывод, что дифракционные решётки могут обеспечить некоторую спектральную селективность, но вопрос о возможности конструирования цветной матрицы фотоэлементов, конкурентоспособной по сравнению с существующими решениями, ещё остаётся открытым.

6.3 Метод конечных разностей для моделирования дифракции электромагнитного излучения

В качестве инструмента для моделирования дифракции электромагнитных волн на изолированных металлических решётках в данной работе был выбран метод конечных разностей во временной области, или метод FDTD (Finite-Difference Time-Domain) [165-169]. Суть метода FDTD заключается в разбиении пространства на точки, составляющие узлы сетки алгоритма, в которых рассчитываются компоненты напряжённости электрического и магнитного полей по уравнениям Максвелла. Все производные в дифференциальных уравнениях Максвелла аппроксимируются разностями.

По сравнению с интегральными методами, методами конечных объёмов и другими, требующими решения систем алгебраических уравнений, метод FDTD обладает следующими преимуществами:

- геометрия задаваемых структур не влияет на вычислительные затраты FDTD;
- поддержка анизотропных, поглощающих сред и сред, обладающих дисперсией, что крайне важно для моделирования металлов, поскольку они обладают выраженной дисперсией в видимой области;
- возможность задавать различные граничные условия – зеркальные, поглощающие, периодические;
- возможность получать спектральные характеристики в широком диапазоне частот за один вычислительный эксперимент;
- обязательная сходимость и простота реализации, которая позволяет дополнить возможности метода по сравнению с коммерческими программами;

- возможность рассчитывать диаграммы рассеяния света в дальнем поле как в угловом, так и в спектральном диапазонах, что крайне важно для задач метрологии;

- широкая область применения – моделирование микро- и наноразмерных оптических элементов, микроразмерных электрических цепей, приборов СВЧ, моделирование рассеяния радиоволн на авиационных объектах, в задачах локации, расчёт диаграмм направленности радиоантенн и другие.

К недостаткам метода FDTD можно отнести:

- дисперсию сетки разбиения, приводящую к изменению фазовой скорости распространения электромагнитных волн в области расчёта;

- накопление фазовых ошибок по мере распространения электромагнитных волн по сетке разбиения;

- ошибки устраняются повышением числа точек разбиения пространства, а значит, увеличивается требуемая память и процессорное время;

- величина шага по времени определяется величиной пространственного шага разбиения;

- аппроксимация гладких поверхностей прямоугольниками, поскольку расчётное пространство разбивается на прямоугольную сетку – как следствие, основными недостатками метода FDTD являются значительные вычислительные затраты: время вычисления и требуемая память, поскольку для повышения точности необходимо повышать число узлов сетки разбиения пространства или задавать большое количество временных шагов для получения стабильного решения. При минимальном разумном количестве точек разбиения, составляющем 20-40 точек на длину волны, размеры моделируемого на персональном компьютере пространства не превышают 40x40 мкм для двухмерных задач и 3x3x3 мкм для трёхмерных задач. Однако алгоритм FDTD достаточно просто можно приспособить для параллельных вычислений на многоядерных компьютерах.

В работе исследованы двухмерные структуры, все расчёты выполнялись на персональном компьютере. Для обеспечения корректности результата проводились вычисления с одинаковыми условиями при различных количествах узлов разбиения пространства и анализировалась сходимость решения к тому или иному результату.

6.4. Расчёт спектров пропускания структур на основе отверстий в металлических слоях

6.4.1. Одиночные одномерные решётки

В качестве объекта исследований выбраны изолированные структуры. Такой подход позволяет избежать многих ошибок, связанных с моделированием геометрии реальных МОП-структур и моделированием кремния, который обладает достаточно сложной дисперсией в видимой области спектра, не описываемой моделью Друде или Лоренца. Вообще говоря, спектральный отклик фотоэлемента МОП определяется спектром пропускания многослойной структуры диэлектриков, выращиваемых на кремниевой пластине, спектром пропускания цветного фильтра и спектральной зависимостью преобразования света, достигшего *p-n*-перехода, в ток. Сделано также допущение, что спектр излучения, регистрируемый фотоэлементом с цветным фильтром, определяется произведением спектра пропускания цветного фильтра на спектр пропускания фотоэлемента без цветного фильтра.

Во всех вычислениях использовались граничные условия PML (Perfectly Matched Layer), при которых поглощаются световые волны различных направлений и частот, что моделирует в вычислительном эксперименте бесконечность. В качестве среды, окружающей алюминиевые слои, выбирался вакуум. Фактически, если поместить рассматриваемые структуры в какую-либо среду, это отразится на спектрах умножением значений по оси частот на показатель преломления среды. Для возбуждения широкого спектра частот падающее излучение по времени представляло собой короткий импульс, спектр которого использовался для нормировки при получении спектров пропускания структур. Необходимо заметить, что вычисление спектра излучения при FDTD моделировании дифракционных решёток необходимо производить, интегрируя сигнал по площади, которая соответствует площади *p-n*-перехода. Это вызвано тем, что после прохождения дифракционных решёток световая волна образует устойчивое в пространстве распределение максимумов и минимумов, уникальное для каждой длины волны. Таким образом, спектры, вычисленные от точки к точке, будут отличаться.

На рис. 6.3 представлены результаты моделирования энергетического спектра пропускания одномерной металлической решётки. В случае ТМ-поляризации одномерная решётка обрезает спектр пропускания с длинноволновой стороны. Для ТЕ-поляризации решётка ведёт себя противоположным образом – обрезает спектр пропускания с коротковолновой стороны, что можно объяснить плазмон-поляритонным резонансом, возникающем при этой поляризации световых волн. Длина волны в окру-

жающем материале, соответствующая границе пропускания одномерной решётки, равна периоду самой решётки. Соответственно, выбирая период решётки, можно управлять частотной селективностью фильтра, что отмечалось в работе [152].

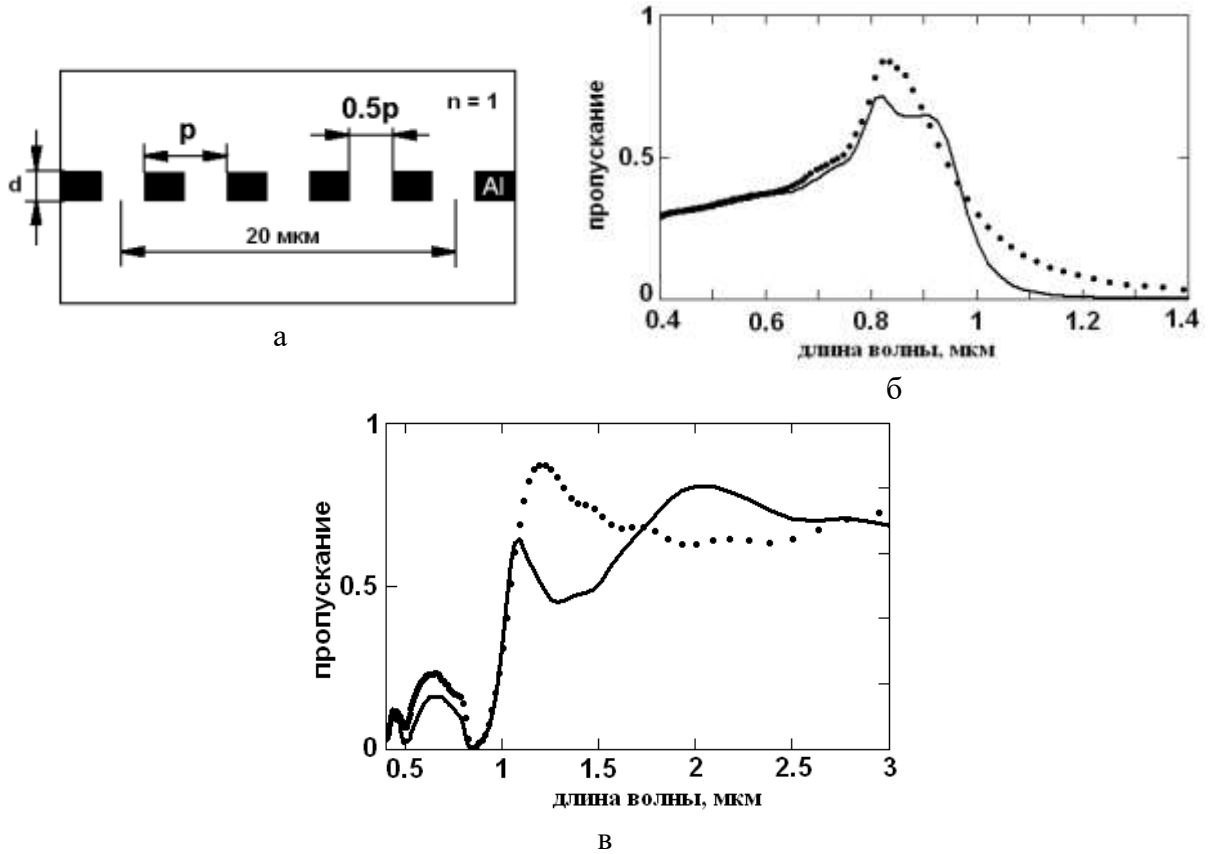


Рис. 6.3. Расчёт спектров пропускания одномерной алюминиевой решётки: схема размещения решётки в расчётной области (а), нормированные энергетические спектры пропускания решёток различной толщины для излучения ТМ-поляризации (б) и для ТЕ-поляризации(в)

Сплошная линия соответствует толщине алюминиевого слоя $d=700$ нм, точки – $d=300$ нм. Период решёток $p=800$ нм

Однако при изменении периода решётки соотношение между периодом и толщиной решётки становится другим, что повлияет на форму спектра, как это проиллюстрировано на рис. 6.3 для решёток различной толщины. Другим недостатком одномерных решёток служит различное поведение спектров пропускания для взаимно ортогональных поляризаций (рис. 6.4).

Для достижения спектральной селекции в трёх каналах цветности можно воспользоваться приёмом, описанным в [154], взяв линейную

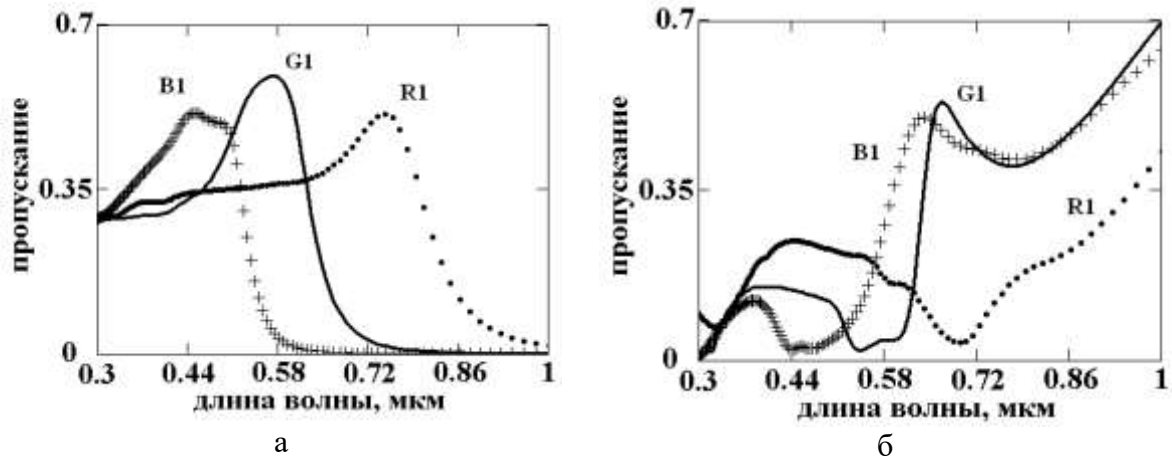


Рис. 6.4. Энергетические спектры пропускания решёток с различным периодом одинаковой толщины для излучения ТМ-поляризации (а) и для излучения ТЕ-поляризации (б)

Сплошная линия соответствует периоду решётки $p=540$ нм, точки – $p=720$ нм, плюсы – $p=432$ нм. Толщина решёток $d=432$ нм

комбинацию сигналов от фотодетекторов, настроенных на различные длины волн. Возьмём в качестве спектральных откликов фотодетекторов спектры пропускания решёток, изображённые на рис. 6.4, где также каждой решётке поставлены в соответствие свои обозначения – $B1$, $G1$, $R1$. Введём матрицу линейного преобразования:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & -0.5 & -0.5 \\ 0 & -1.05 & -1 \\ 0 & 0 & 0.9 \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

Допустим, мы измерили сигналы от трёх фотодетекторов, описываемых спектрами $B1$, $G1$ и $R1$, тогда умножив матрицу (6.1) на столбец этих трёх значений, мы получим три величины, соответствующие сигналам от фотодетекторов со спектральными откликами $B2$, $G2$ и $R2$ (рис. 6.5):

$$\begin{pmatrix} R2 \\ G2 \\ B2 \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} R1 \\ G1 \\ B1 \end{pmatrix}. \quad (6.2)$$

Рис. 6.5 демонстрирует, что с помощью линейной комбинации сигналов невозможно добиться спектральной селективности в трёх каналах цветности для обеих ортогональных поляризаций. Это качество одномерных решёток ограничивает возможности их применения в приложениях, где используется свет только одной поляризации, или для выделения одной поляризационной компоненты излучения [170, 171].

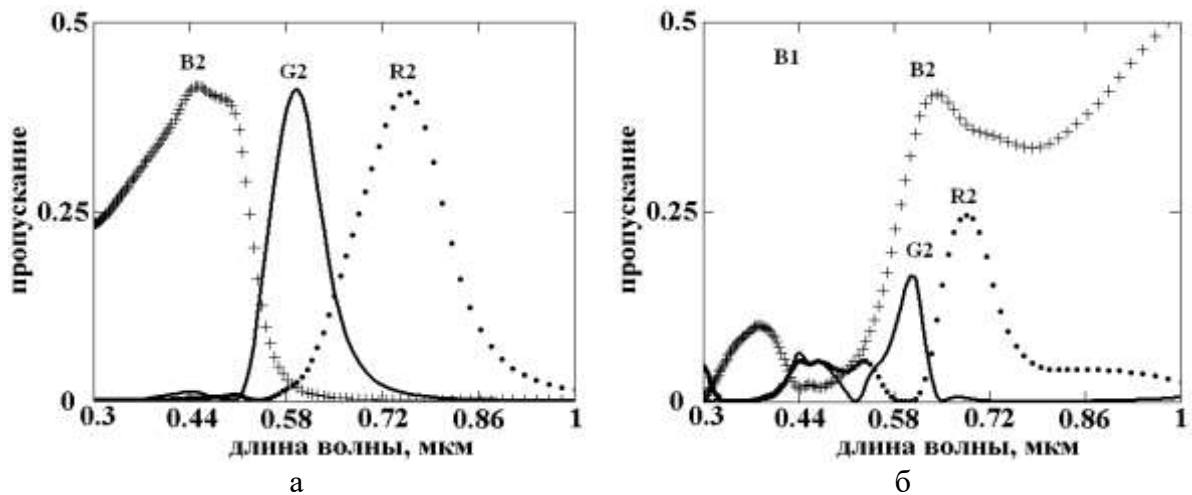


Рис. 6.5. Результаты линейного преобразования с матрицей (6.1) энергетических спектров пропускания R1, G1, B1 для излучения ТМ-поляризации (а) и ТЕ-поляризации (б)

6.4.2 Разработка дифракционного элемента с одинаковым спектром пропускания для различных поляризаций падающего излучения

В качестве соображений для проектирования дифракционного фильтра, нечувствительного к поляризации падающего излучения, можно принять следующие предпосылки:

- следует отказаться от одномерных периодических структур, поскольку, как это показано выше, они обладают сильной поляризационной избирательностью;
- дифракционный элемент должен по возможности давать одинаковое пространственное распределение интенсивности дифрагирующей волны для всех поляризаций.

Эти утверждения в некоторой степени противоречат друг другу, поскольку схожую для всех частот и поляризаций картину дифракции электромагнитных волн легче всего добиться как раз таки с помощью периодических структур. В силу этих соображений была исследована структура, основанная на ограниченных участках одномерных решёток (рис. 6.6).

Настройка фильтра на определённую длину волны осуществляется исключительно изменением взаимного расположения отверстий на двух металлических слоях, что удовлетворяет требованию минимизации усложнения процесса производства МОП-микросхем.

Достоинством структуры, изображённой на рис. 6.6, является совпадение по длине волны максимума в спектрах пропускания для обеих ортогональных поляризаций, а также то, что длина волны,

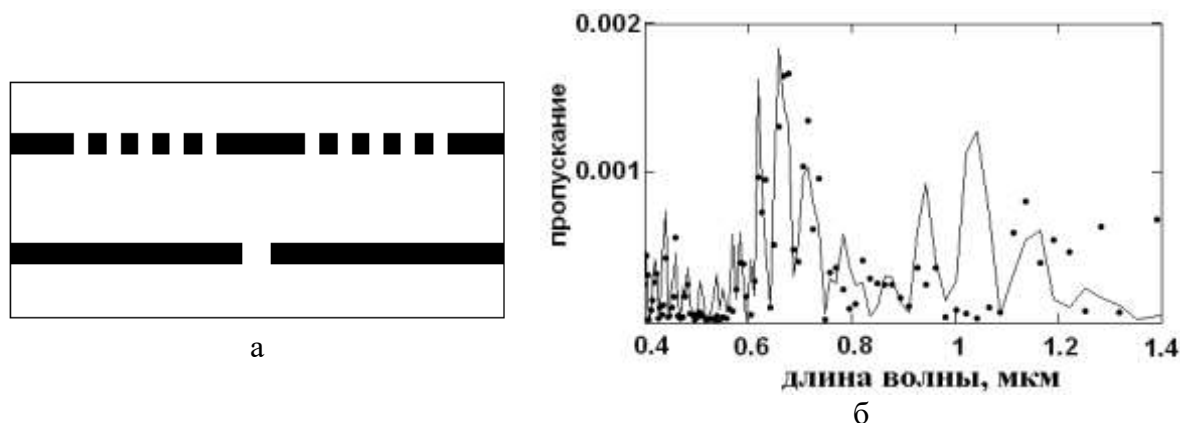


Рис. 6.6. Расчёт энергетические спектров пропускания апертурно ограниченных решёток: схема структуры (а), нормированные энергетические спектры пропускания структуры для излучений ТМ-поляризации (сплошная линия) и ТЕ-поляризации (точки) (б)

Период решёток, расположенных на верхнем алюминиевом слое, составляет 1 мкм

соответствующая этому максимуму, меньше, чем период решёток. Таким образом, снижается требование к критическому разрешению процесса производства элементов. Недостатком является низкий коэффициент пропускания такой структуры.

6.4.3 Способ получения спектральной селекции в трёх каналах цветности с помощью одномерных решёток

Авторы [154] показали возможность создания трёхканального цветного фильтра на основе двухмерных решёток, однако отмечают отсутствие возможности моделирования этих структур. По такой же причине в настоящей работе исследуются только одномерные решётки, поскольку трёхмерное моделирование по алгоритму FDTD требует использования суперкомпьютера. По результатам [154] можно заключить, что коэффициент пропускания двухмерной решётки снижается, по крайней мере, в два раза по сравнению с одномерной решёткой. Реализация спектральной фильтрации в трёх каналах цветности на основе одномерных решёток, таким образом, может представлять интерес из-за хорошей чувствительности фильтра.

В качестве последовательной концепции при проектировании оптических фильтров на основе одномерных решёток предлагается идея обращённых дифракционных элементов, которую можно использовать для любых структур, обладающих различной формой спектра пропускания для взаимно ортогональных поляризаций падающего излучения. Термин «обращённые дифракционные элементы» означает, что используются одинаковые дифракционные элементы, ориентированные под прямым углом друг к другу. Таким образом, спектр пропускания для ТМ поляри-

зации одного элемента обращается в спектр пропускания для ТЕ поляризации другого элемента.

Допустим, имеется структура с коэффициентом пропускания $T^{TE}(\lambda)$ для ТЕ поляризации и $T^{TM}(\lambda)$ для ТМ поляризации. На эту структуру падает излучение, которое можно разложить на ортогонально поляризованные компоненты с распределением интенсивности $S^{TE}(\lambda)$ для ТЕ-поляризованной компоненты и $S^{TM}(\lambda)$ для ТМ-поляризованной компоненты. Фотоэлемент, расположенный за структурой, не имеющий собственной спектральной избирательности регистрирует интегральный сигнал C_1 :

$$C_1 = \int S^{TE}(\lambda) \cdot T^{TE}(\lambda) d\lambda + \int S^{TM}(\lambda) \cdot T^{TM}(\lambda) d\lambda. \quad (6.3)$$

Допустим, такое же излучение падает на идентичную структуру, только повернутую на 90 градусов, в этом случае сигнал от фотоэлемента будет выражаться формулой:

$$C_2 = \int S^{TE}(\lambda) \cdot T^{TM}(\lambda) d\lambda + \int S^{TM}(\lambda) \cdot T^{TE}(\lambda) d\lambda \quad (6.4)$$

Разность значений C_1 и C_2 дает сигнал, прошедший через элемент с одинаковым спектром пропускания для ТЕ и ТМ поляризаций:

$$\begin{aligned} |C_1 - C_2| &= \int S^{TE}(\lambda) \cdot |T^{TE}(\lambda) - T^{TM}(\lambda)| d\lambda + \int S^{TM}(\lambda) \cdot |T^{TM}(\lambda) - T^{TE}(\lambda)| d\lambda = \\ &= \int (S^{TE}(\lambda) + S^{TM}(\lambda)) \cdot T(\lambda) d\lambda, \end{aligned} \quad (6.5)$$

где

$$T(\lambda) = |T^{TE}(\lambda) - T^{TM}(\lambda)| \quad (6.6)$$

Спектр $T(\lambda)$ должен быть избирательным, чтобы можно было описанным способом восстановить спектральное распределение интенсивности падающего излучения без разделения на поляризационные компоненты. Рассмотрим, насколько обладают этим свойством спектры решёток $R1$, $G1$ и $B1$, подставив их в выражение (6.5) (рис. 6.7). В спектрах, изображённых на рис. 6.7, хорошо выделяются минимумы пропускания, которые можно обратить в максимумы, если добавить в преобразование дополнительный элемент – фотодетектор без спектрального фильтра. Отсутствие спектрального фильтра означает, что пропускание структуры тождественно единице для всех длин волн, обозначим сигнал фотоэлемента в это случае C_3 . Введём новое преобразование:

$$|C_3 - |C_1 - C_2|| = \int S^{TE}(\lambda) \cdot |1 - |T^{TE}(\lambda) - T^{TM}(\lambda)|| d\lambda + \int S^{TM}(\lambda) \cdot |1 - |T^{TM}(\lambda) - T^{TE}(\lambda)|| d\lambda \quad (6.7)$$

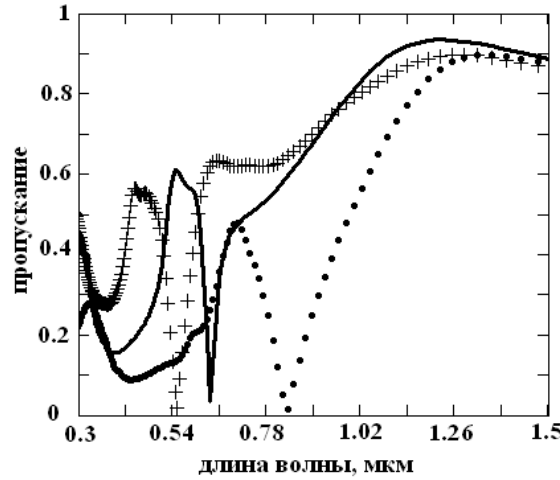


Рис. 6.7. Результат преобразования (6.5) спектров пропускания одномерных металлических решёток с различным периодом
Период решёток: $p=0.72$ мкм (точки), $p=0.54$ мкм (сплошная линия), $p=0.432$ мкм (плюсы)

Эквивалентный спектр пропускания будет рассчитываться по формуле:

$$T_2(\lambda) = |1 - |T^{TE}(\lambda) - T^{TM}(\lambda)|| \quad (6.8)$$

На рис. 6.8. представлены результаты применения этого преобразования, к достоинствам которых можно отнести высокую детектирующую способность, поскольку результирующий коэффициент пропускания по энергии в максимуме близок к единице.

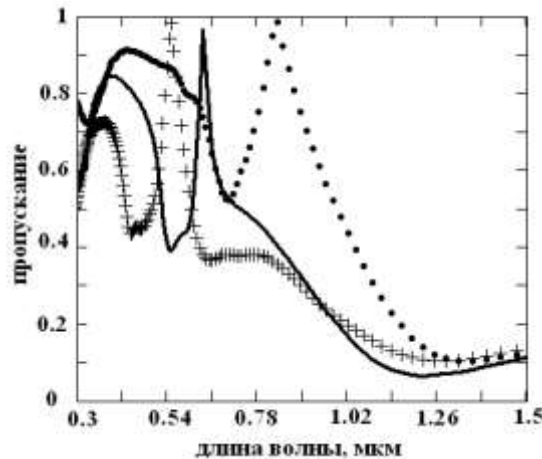


Рис. 6.8. Результат преобразования (6.8) спектров пропускания одномерных металлических решёток с различным периодом
Период решёток: $p=0.72$ мкм (точки), $p=0.54$ мкм (сплошная линия), $p=0.432$ мкм (плюсы)

При увеличении периода решётки по сравнению с толщиной спектральная избирательность ухудшается, поскольку в коротковолновой области возрастает дополнительный максимум пропускания, который накладывается на другие каналы. Для сохранения хорошей спектральной избирательности при настройке фильтра на определённую длину волны необходимо изменять толщину металлического слоя, чтобы соблюсти нужное отношение периода решётки к толщине. Такое требование нежелательно, однако если унифицировать технологический процесс в соответствии с ним, оно может устроить изготовителя.

Другим недостатком метода обращённых дифракционных элементов является большое количество детекторов на один цветной пиксел, что снижает степень интеграции. Действительно, на основе приведённых вычислений на одну точку придётся семь детекторов: по два детектора на каждый из трёх каналов цветности и один детектор без цветного фильтра.

Таким образом, предложен новый подход по созданию оптического фильтра в фотоэлементах МОП: слой материала, выполняющий функцию спектральной селекции, заменяется дифракционным элементом на основе стандартных металлических и диэлектрических слоёв МОП-структуры. Этот подход позволит существенно снизить стоимость и сложность процесса производства фотоэлементов по технологии МОП за счёт отказа от отдельного процесса нанесения цветных фильтров. В соответствии с этим подходом изготовление дифракционных оптических фильтров можно осуществлять в едином процессе изготовления электронных компонент микросхемы.

Рассмотрено применение метода конечных разностей при моделировании дифракции электромагнитного излучения для отыскания оптимальных параметров структур. Предложен последовательный подход проектирования дифракционных оптических фильтров на основе отверстий в металлических слоях. Представлены результаты моделирования решёток канавок в металлическом слое, которые демонстрирует возможность создания массива цветных фотодетекторов с тремя каналами цветности. Расчётный коэффициент пропускания цветных дифракционных фильтров близок к единице.

7. КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ ПОДКОЖНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Лазерная диагностика сред с сильным светорассеянием является актуальной задачей. Особенно важным является осуществление неразрушающей диагностики, позволяющей делать заключение об изменении свойств исследуемого объекта без необратимых последствий для последнего. Проведение диагностики возможно с использованием различных методов. Преимуществами оптических методов, в частности, с применением лазеров является неионизирующий характер излучения, малая длина волны, что позволяет работать со средами, имеющими в своем составе объекты субмикронного размера, и возможность наблюдения за быстропротекающими процессами, что важно, например, для исследований в биологии и медицине.

Для диагностики свойств сред с сильным рассеянием получили развитие различные оптические методы, как с использованием непрерывного, так и импульсного излучения. В качестве примеров можно привести задачи определения содержания глюкозы и оксигенации крови в тканях человека *in vivo*, диагностики качества бумаги непосредственно в процессе ее производства. Многие биоткани (в частности, кожа) служат хорошей иллюстрацией сред с сильным рассеянием. Работа с ними ведется в разных диапазонах длин волн, что определяется целями исследований. Для диагностики биотканей часто используется лазерное излучение, длины волн которого находятся в так называемом “диагностическом окне”, т.е. в диапазоне 630-1500 нм, расположенном между областями сильного поглощения гемоглобина и воды. На этих длинах волн взаимодействие биотканей с излучением обусловлено, в первую очередь, рассеянием. Изменение содержания составляющих биоткани компонентов (например, глюкозы) влияет на рассеивающие свойства биологической среды. Изменения этих свойств могут быть зарегистрированы, в частности, по изменению формы, пиковой интенсивности, энергии лазерных импульсов при взаимодействии со средой, что, в свою очередь, позволяет делать заключение об изменении содержания исследуемых компонентов.

Для повышения эффективности современных методов лазерной диагностики, а также для разработки новых способов необходимо подробное изучение особенностей процесса распространения света в рассеивающих средах. Однако на настоящий момент не существует точной теории для описания распространения света в структурно неоднородных средах, а

экспериментальные исследования осложнены трудностями поддержания постоянства их структурно-динамических параметров и ограничениями при исследованиях, например, связанными с возможностью регистрации сигнала. В связи с этими обстоятельствами все большую роль приобретает компьютерное моделирование процесса распространения света.

Оно позволяет более тщательно изучить особенности процесса распространения лазерного пучка в модельных средах а также исследовать зависимость получаемых результатов от различных параметров измерительной системы и исследуемого объекта, что бывает весьма затруднительно в эксперименте. Это позволяет выработать рекомендации по наиболее эффективному проведению диагностических измерений.

Методы лазерной диагностики основаны на том, что большинство структурно-морфологических и химических изменений в объекте исследования влечет за собой изменения его оптических свойств. Как следствие этого, характер распространения света зависит от состояния объекта. Проводя измерения характеристик света, рассеянного объектом, можно диагностировать отклонения от нормы, если предварительно определить соответствие между результатами измерений и состоянием объекта. При применении оптических методов неразрушающей диагностики необходимо обеспечить отсутствие воздействия зондирующего излучения на структуру исследуемого объекта, что накладывает существенные ограничения на его интенсивность.

Для интерпретации получаемых результатов и корректного проведения диагностики исследуемого объекта необходимо знать параметры распространения в нем света, что достигается сравнением экспериментальных данных и результатов компьютерного моделирования или теоретических расчетов, если таковые применимы в рассматриваемом случае.

Распространение излучения в биотканях описывается теорией переноса излучения и часто носит характер многократного рассеяния. Из-за сложности решения основного уравнения этой теории применяются различные упрощения, а также ряд методов численного моделирования, которое позволяет оптимизировать условия проведения эксперимента и помочь в интерпретации результатов. Одним из таких методов является метод Монте-Карло, который позволяет учесть особенности геометрии образца, но требует больших временных затрат. Последняя проблема теряет остроту с развитием вычислительной техники. Применительно к распространению света в сильнорассеивающих и поглощающих средах этот метод основан на многократном повторении численного эксперимента по расчету случайной траектории фотона в исследуемой среде с

последующим обобщением полученных результатов. При накоплении достаточно большого количества статистических данных метод позволяет проводить сравнения с экспериментальными результатами, а также предсказывать результаты экспериментов. Точность такого моделирования определяется затратами машинного времени, а также соответствием модели моделируемому объекту.

Важной проблемой моделирования является корректный выбор значений модельных параметров объекта, используемых для расчета, которые не могут быть измерены явно. С этим связана одна из основных задач оптики сильнорассеивающих сред – так называемая обратная задача, т.е. определение оптических свойств исследуемой среды по результатам измерения параметров рассеянного ею света с помощью теоретических или численных методов расчета, выбираемых в зависимости от структуры самой среды. Следует отметить, однако, что в ряде случаев, в частности для многих биотканей, имеет место значительное расхождение значений их оптических свойств, полученных различными авторами.

Диагностика оптических свойств сред с сильным рассеянием позволяет отслеживать изменение свойств биоткани, которые, в случае необходимости, можно изменять, например, путем введения определенных веществ, влияющих на пропускание, отражение и поглощение излучения исследуемой средой. В качестве примера можно привести просветление покровных тканей для задачи диагностики внутренних органов или придание блеска бумаге. Для изменения свойств часто используются частицы из металла, полупроводника или диэлектрика, размеры которых лежат в микро- и нанометровом диапазоне. Особое значение имеет имплантация наночастиц диоксида титана в приповерхностный слой кожи для ослабления УФ-излучения. Определение параметров частиц, наиболее эффективно ослабляющих излучение при его распространении в коже является актуальной задачей.

Целью данного исследования является разработка методов лазерной диагностики сред с сильным рассеянием. Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- разработать метод расчета распространения короткого лазерного импульса в среде с сильным светорассеянием;
- исследовать возможность регистрации параметров рассеянного в переднее полупространство импульса в зависимости от оптических свойств и геометрических параметров среды;
- исследовать распределение интенсивностей баллистического и диффузного компонентов рассеянного импульса, а также распределе-

ние интенсивностей поглощенного и рассеянного внутри среды излучения при различных оптических параметрах этой среды;

- изучить возможность использования коротких лазерных импульсов для диагностики сред с сильным рассеянием на примере среды, имитирующей кожу с опухолевым новообразованием (злокачественным и доброкачественным).

7.1. Принципы оптической томографии

Оптическая томография (ОТ) открывает принципиально новые возможности получения высокоразрешающих изображений микроструктуры биологических объектов. Данный метод диагностики позволяет при решении обратных задач интегральной геометрии получить из наборов исходных проекций объемное изображение исследуемой области тела, состоящее из тонких срезов (поперечных сечений). ОТ представляет собой двухступенчатый метод исследования. На первом этапе объект зондируется проникающим излучением с разных направлений и результаты регистрируются. На втором этапе вся информация обрабатывается в компьютере. Таким образом, томографические измерения являются косвенными – измеряемая величина связана с исследуемой каким-либо функциональным соотношением. Восстановление томограммы сводится к решению обратной задачи [172, 173].

В последнее время разработано несколько подходов к решению задач оптической томографии по восстановлению внутренних структур в сильно рассеивающих средах (СРС), в том числе биологических [173-175]. Под внутренними структурами обычно понимается пространственное распределение макроскопических характеристик СРС, например, коэффициента поглощения и коэффициента рассеяния излучения. В последнее время разработано много моделей распространения излучения в СРС для систем медицинской лазерной томографии [176]. На рис.7.1 приведена классификация методов оптической томографии.

Глубина проникновения лазерного излучения в биоткани человеческого организма зависит от длины волны. В ближнем инфракрасном спектральном диапазоне (примерно от 0,74 до 1,8 мкм) биологические ткани считаются относительно прозрачными. Максимальная прозрачность отмечается в интервале 0,8–1,2 мкм [177, 178]. Оптическая прозрачность биотканей в этом диапазоне неоднократно подтверждена в работах отечественных и ряда зарубежных авторов (рис.7.2). Показано, что излучение может проникать на несколько сантиметров вглубь биологических тканей благодаря отсутствию в них сильных собственных хромофоров, поглощающих свет в указанном диапазоне длин волн (рис.7.3).



Рис.7.1. Классификация методов оптической томографии

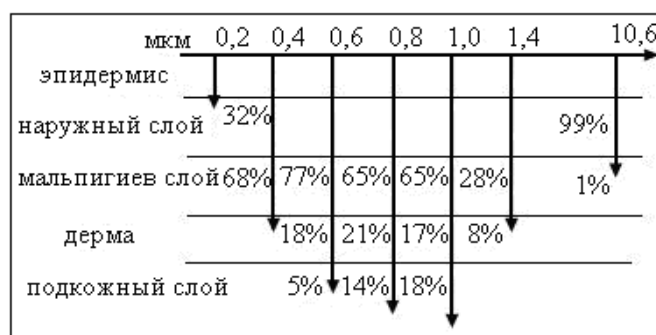


Рис.7.2. Глубина проникновения лазерного излучения через кожные покровы человека [179]

Глубина проникновения излучения зависит также от поглощения его различными тканями. В частности кожа, подкожная клетчатка, мышцы поглощают от 20 до 30%; кости около 50% излучения.

Следует учитывать, что в биотканях очень велико рассеяние излучения, что затрудняет получение четких изображений неоднородностей, возникающих в ткани за счет различных патологий, например образования опухоли, локального увеличения объема крови за счет кровоизлияния или разрастания микрососудов.

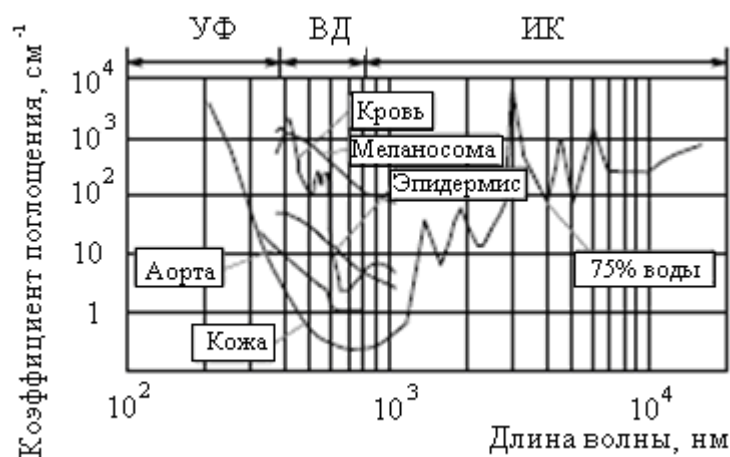


Рис. 7.3. Спектры коэффициентов поглощения различных биотканей, иллюстрирующие эффект существования окна прозрачности в видимом и ближнем ИК диапазонах

Для получения проекций тело освещают потоком излучения и получают распределение его интенсивности в плоскости приемной системы $R(s, \varphi)$. Если тело достаточно прозрачно для излучения, то лучи распространяются вдоль прямых линий l , положение которых определяется уравнением

$$x \cos \varphi + y \sin \varphi - s = 0,$$

где s – расстояние от начала координат до соответствующего луча.

Интенсивность $R(s, \varphi)$ пропорциональна интегралу от искомого распределения плотности тела $\rho(x, y)$ вдоль траектории луча

$$R(s, \varphi) \sim \int_{-\sqrt{a^2-s^2}}^{\sqrt{a^2-s^2}} \rho(s \cos(\varphi) - y' \sin \varphi \cdot s \sin \varphi + y' \cos \varphi) dy',$$

где a – радиус окружности, охватывающей исследуемое поперечное сечение, а связь между исходной системой координат $[x, y]$ и повернутой на угол φ , т. е. $[x', y']$ определяется соотношением

$$x' \cos \varphi + y' \sin \varphi - s = 0.$$

Преобразование $R(s, \varphi)$ называют прямым преобразованием Радона [180]. Для иллюстрации на рис. 7.4 приведены распределение плотности сечения двух объектов, описываемое функцией

$$\rho(x, y) = \sum_{j=1}^2 \exp \left[\frac{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2}{2b^2} \right],$$

и соответствующее ему преобразование Радона

$$R(s, \varphi) = \sum_{j=1}^2 b \sqrt{2\pi} \exp \left[(x_j \cos \varphi + y_j \sin \varphi - s)^2 / 2b^2 \right],$$

где $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$.

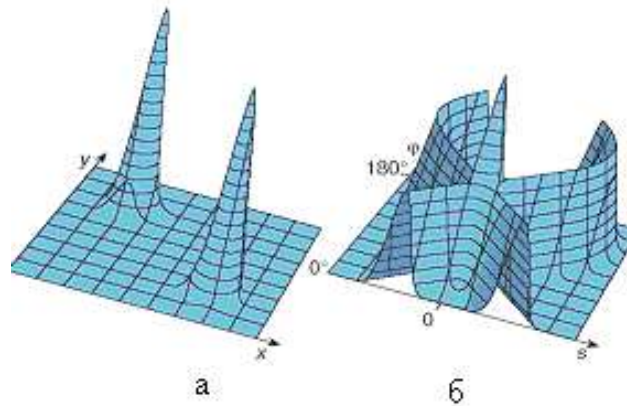


Рис. 7.4. Распределение плотности в срезе тела (а) и соответствующий образ Радона (б)

Для восстановления распределения $\rho(x, y)$ используют обратное преобразование Радона на основе сверточного алгоритма

$$\rho(x, y) = \int_0^\pi \hat{R}(x \cos \varphi + y \sin \varphi, \varphi) d\varphi,$$

где расчет модифицированных проекций \hat{R} осуществляют сверткой

$$\hat{R}(x \cos \varphi + y \sin \varphi, \varphi) = \hat{R}(s, \varphi) = \int_{-a}^a h(s_i) R(s - s_i, \varphi) ds$$

проекции $R(s, \varphi)$ (при фиксированном угле φ) с функцией, имеющий вид:

$$h(s_i) = (1 / 2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} |\omega| \cos(\omega s_i) d\omega.$$

На рис. 7.5г показан результат восстановления плотности тела $\rho(x, y)$ сверточным алгоритмом по модифицированным проекциям, изображение которых представлено на рис. 7.5в. Некоторые искажения восстановленного $\rho(x, y)$ объясняются ограниченным числом как проекций, полученных под разными углами, так и числом лучей, т. е. дискретностью по оси s .

При прохождении ультракоротких импульсов через СРС необходимо учитывать различное поведение отдельных групп фотонов [179, 181].

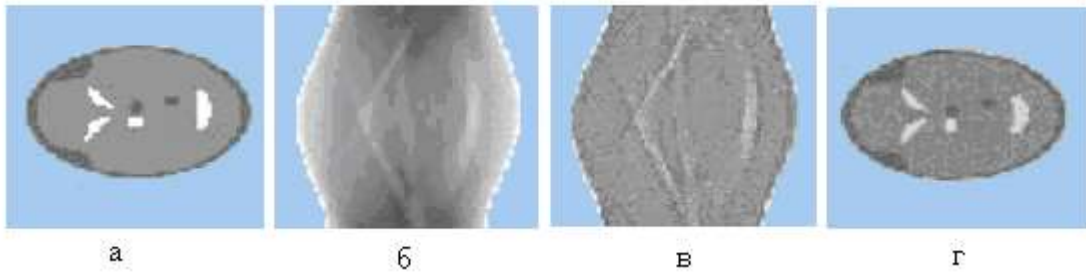


Рис.7.5. Восстановление томографического изображения сверточным алгоритмом: а – исходное эталонное распределение $\rho(x, y)$, б – проекции $R(s, \varphi)$, в – модифицированные проекции $\hat{R}(s, \varphi)$, г – результат восстановления сверточным алгоритмом Радона

Самые немногочисленные баллистические фотоны (БФ) движутся по прямой траектории, в то время как траектории остальных фотонов носят случайный характер (рис.7.6). Ослабление излучения, соответствующего БФ, подчиняется экспоненциальному закону, поэтому наилучшее качество изображения достигается при их регистрации.



Рис.7.6. Схема распространения сверхкороткого (пикосекундного) лазерного импульса излучения в неоднородной среде

Представляющие большой практический интерес мало изученные промежуточные фотоны (ПФ) 2 движутся зигзагообразно вблизи прямой линии подобно БФ, но испытывая, как и остальные фотоны, достаточно много актов рассеяния. Так как ПФ намного многочисленнее БФ, именно с ними можно надеяться добиться качества ОТ при диагностике биотканей, подобного получаемому с помощью методов традиционной томографии.

Таким образом, при получении изображений в СРС важное значение приобретает выяснение условий селекции различного вида фотонов и, в частности, определение соотношения БФ и рассеянных фотонов (РФ), тем более, что такого рода исследования немногочисленны. Для разделения вклада БФ и РФ необходима регистрация временного распределения прошедшего излучения, причем разделение возможно

только в том случае, когда это распределение является бимодальным, т.е. состоящим из двух пиков - БФ и РФ. Положение пика БФ определяется временем прохождения светом расстояния от источника до детектора, количество БФ определяется законом экспоненциального ослабления, а их временное распределение повторяет форму импульса исходного излучения. Форма и положение пика РФ и его смещение относительно баллистического пика зависят от параметров СРС и характера миграции фотонов в среде. Количество же РФ можно определить на базе некоторой, принятой за исходную, математической модели описания прохождения излучения через СРС.

В течение последних 30-ти лет с переменным успехом предпринимались попытки использования неионизирующего излучения, такого как видимый и инфракрасный свет для визуализации опухоли внутри биоткани. При оптической диагностике исследуемая часть тела облучается, и наблюдается тень от опухоли. Из-за сильного рассеяния света в биоткани такая непрерывная оптическая диагностика дает плохое качество изображений. Тень малой опухоли в глубине ткани трудно увидеть, поэтому эту технику нельзя применить для раннего обнаружения опухоли. Однако с развитием лазеров, ультракоротких импульсов и техники их детектирования, этот метод может быть значительно улучшен селективной регистрацией ранопришедшего света и устранением большей части шума, обусловленного многократным рассеянием. Времяразрешенная визуализация с использованием различных методов сверхбыстрой оптической регистрации была представлена несколькими научными группами, и результаты свидетельствуют о том, что объекты, спрятанные в мутной среде, могут быть обнаружены. Поэтому методы использования неионизирующего лазерного излучения сверхмалой длительности и времяразрешенное детектирование являются перспективными методами для визуализации опухолей и других образований в биоткани.

Трудности регистрации пикосекундных оптических импульсов пока не позволяют добиться лучшего по сравнению с рентгеновскими и магнитно-резонансными томографами пространственного разрешения.

При рассмотрении взаимодействия лазерного излучения с биотканью существенную роль играет также изменение когерентности лазерного пучка. На сегодняшний день для создания когерентной томографии используются два подхода. Первый по своей сути близок к импульсной томографии, так как основан на регистрации прямо прошедших фотонов. Селекция этих фотонов осуществляется за счет сохранения ими когерентности по отношению к падающему пучку при оптическом гетеродинамировании (интерференции), поэтому он может регистрировать томо-

граммы и в непрерывном режиме. Второй подход основан на селекции рассеянных (отраженных) фотонов локальными неоднородностями биоткани за счет использования интерферометров с низкокогерентными источниками света (суперлюминесцентными светодиодами, фемтосекундными лазерными системами). Такие томографы имеют пространственное разрешение порядка 5–15 мкм, но область их применения ограничивается тонкими сравнительно прозрачными тканями: кожей, тканями глаза (роговица, хрусталик, ретина и пр.), слизистыми оболочками и т.п. Сканирующая конфокальная микроскопия, использующая для селекции прошедших от заданного объема рассеянных фотонов конфокальный принцип (две оптически сопряженные диафрагмы малых размеров в плоскости предметов и изображений), является основой развития другого важного направления в оптической томографии биотканей и клеток. Именно для этого направления в последнее время появились наиболее впечатляющие результаты по трехмерной визуализации живой ткани, в частности кожи, с разрешением, позволяющим распознавать различные типы клеток, а также одновременно наблюдать движущиеся клетки крови в микрососудах. Однако конфокальные сканирующие микроскопы, используемые для получения томограмм биотканей, представляют собой дорогостоящие устройства с высоким уровнем компьютеризации, требующие принятия серьезных мер по защите от вибраций.

7.2. Реализация метода оптической когерентной томографии

Метод исследования структуры биотканей, в котором используется принцип низкокогерентной интерферометрии, неоднократно освещался в ряде современных работ. На рис.7.7 приведена схема волоконно-оптического интерферометра с низкокогерентным источником, которую можно применять для визуализации структуры биообъектов [182-183].

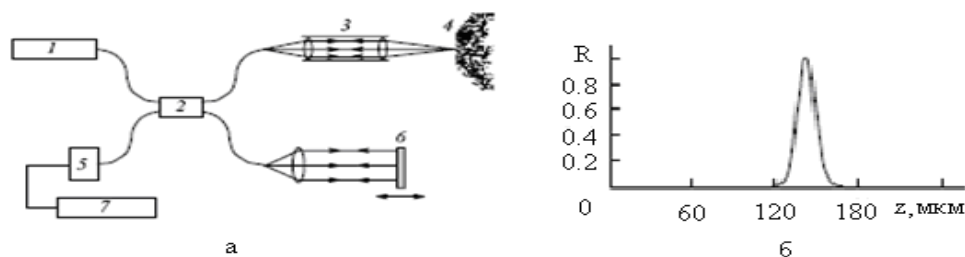


Рис. 7.7. Схема волоконно-оптического интерферометра с частично когерентным источником излучения как базовое устройство ОКТ (1- полупроводниковый GaAs лазер; 2 – волоконно-оптический интерферометр; 3 – объектный канал; 4 – объект; 5-детектор; 6 – опорный канал; 7 – блок обработки) (а) и типичная функция импульсного отклика ОКТ-системы (б)

Сканирование вдоль z -направления по глубине производится путем движения отражателя в опорном плече интерферометра, при этом амплитуда детектируемого сигнала пропорциональна значению коэффициента отражения среды на глубине зондирования. В поперечном сечении сканирование осуществляется путем последовательного перемещения оси зондирующего пучка с помощью, например, электромеханической сканирующей системы.

Наличие в исследуемом объекте локальных областей с оптическими характеристиками, отличающимися от средних значений, приводит к изменениям амплитуды детектируемого сигнала. Таким образом, зависимость амплитуды сигнала от времени в течение одного цикла продольного сканирования может быть использована для восстановления распределения значений коэффициентов отражения и поглощения по глубине при заданном положении зондирующего пучка.

С целью увеличения соотношения сигнал-шум осуществляется усреднение локальных значений коэффициента отражения, полученных из последовательности реализаций детектируемого сигнала в результате периодического сканирования данной области образца. На рис.7.8 в качестве примера представлено распределение выходного сигнала ОКТ-системы. Всплески детектируемого сигнала на начальной и заключительной стадиях цикла продольного сканирования обусловлены отражениями на границе кожи. Убывание сигнала по глубине определяется распределением μ_{ext} (коэффициент ослабления излучения при прохождении биоткани).

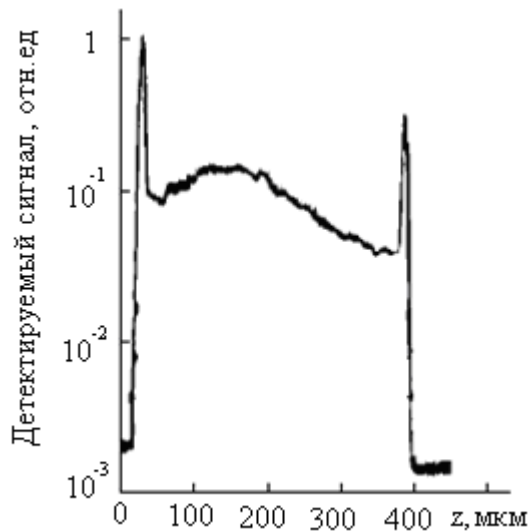


Рис 7.8. Форма выходного сигнала низкокогерентного интерферометра при зондировании объекта

Важнейшим параметром ОКТ-системы является разрешение по глубине, зависящее от ширины спектра источника и определяемое следующим соотношением:

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_c^2}{\Delta \lambda},$$

где λ_c – центральная длина волны, $\Delta \lambda$ – полуширина спектра излучения. Таким образом, если использовать в качестве источника полупроводниковый GaAs лазер с $\lambda_c=890$ нм и $\Delta \lambda=20$ нм, то Δz составит приблизительно 15 мкм. Улучшение разрешающей способности ОКТ-систем достигается путем применения широкополосных источников и приемников.

Однако в данной реализации существует и ряд проблем, которые необходимо решать при создании и совершенствовании систем ОКТ. Это в первую очередь проблема дальнейшего повышения разрешающей способности ОКТ с тем, чтобы обеспечить возможность исследований различных биологических сред на клеточном микроуровне. Для этого требуется использовать источники излучения с большой шириной спектра $\Delta \lambda$. Однако в широком диапазоне длин волн сложно обеспечить заданную форму спектра излучения и существенно проявляются дисперсионные свойства среды. В результате форма функции отклика интерферометра искажается и может иметь сложный вид, включая побочные «лепестки» огибающей, вследствие чего снижается качество изображения вплоть до возникновения ложных деталей в восстановленном изображении. Другая проблема заключается в необходимости повышения быстродействия систем ОКТ при сохранении высокой чувствительности и разрешающей способности, что обеспечило бы наблюдение живых биотканей и объектов в реальном времени.

7.3. Принципы построения изображений в оптической когерентной томографии

В оптической когерентной томографии (ОКТ) используется два подхода. Первый из них близок к импульсной лазерной томографии, так как основан на регистрации баллистических фотонов. Во втором подходе вместо лазеров используют низкокогерентные источники излучения (суперлюминесцентные светодиоды), а селекцию рассеянных (отраженных) локальными неоднородностями биоткани фотонов осуществляют с помощью интерферометра Майкельсона. При данном виде диагностики изображение получается путем проведения повторяющихся осевых измерений в различных поперечных положениях при сканировании ткани оптическим лучом. Высокое разрешение позволяет различать структуру различных оптических неоднородностей. Полученные в ре-

зультате данные образуют двухмерную картину обратного рассеяния (или отражения) от клеточных структур ткани.

Глубина проникновения в ткань обычно ограничена несколькими миллиметрами из-за рассеяния и поглощения, однако этот недостаток компенсируется возможностью достижения высокого разрешения, обычно около 1-15 мкм. Это на порядок выше, чем у методов ультразвуковой, ЯМР-томографии, рентгеновской диагностики [183]. Высокая глубина зондирования достигается при использовании источника низкой когерентности [184, 185].

Луч от источника низкой когерентности разделяется на два пучка приблизительно одинаковой мощности:

а) опорную волну, с зеркалом напротив, которое регулирует оптическую длину пути;

б) измерительную волну, которая направлена на сканируемый объект.

Интерференционные полосы малой когерентности наблюдаются при равенстве оптических длин пути измерительной и опорной волн в пределах длины когерентности излучения. Положение опорного отражателя, при котором достигается максимум визуального наблюдения полос, характеризует расстояние до отражающей поверхности или границы внутреннего отражающего слоя среды. При этом оказывается возможным одноракурсное зондирование объекта по глубине с определением расстояния до отражающего слоя.

Другой подход к одноракурсному послойному зондированию основывается на использовании методов спектральной интерферометрии. При отличной от нуля фиксированной оптической разности хода измерительной и опорной волн интенсивность света на выходе интерферометра зависит от значения длины волны, т.е. от числа длин волн, укладывающихся в этой разности. При изменении длины волны в пределах спектрального диапазона излучения наблюдаются полосы равного хроматического порядка, частота которых пропорциональна оптической разности хода. В случае объемного отражения от неоднородной среды канавчатые спектры для слоев среды суммируются, и результирующий спектр содержит информацию о неоднородности среды, т.е. распределении степени отражения излучения по глубине среды. На выходе несбалансированного интерферометра малой когерентности помещают спектральный прибор, который для каждого значения длины волны выделяет узкий спектральный интервал, определяемый разрешающей способностью спектроскопа и регистрирующей системы. При этом селекция отражающих слоев по глубине сводится к частотной селекции периодических составляющих в спектре. Преимуществом техники спектральной интерферометрии явля-

ется отсутствие необходимости в перемещении опорного отражателя интерферометра.

7.4. Оптические свойства биотканей с сильным (многократным) рассеянием

Биологические ткани являются оптически неоднородными поглощающими средами со средним показателем преломления большим, чем у воздуха. Поэтому на границе раздела биообъект-воздух часть излучения отражается (френелевское отражение), а остальная часть проникает в биоткани. За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок уширяется и затухает при распространении в биоткани. Объемное рассеяние является причиной распространения значительной доли излучения в обратном направлении (обратное рассеяние). Клеточные органеллы, такие, как митохондрии, являются основными рассеивателями для многих биотканей.

Поглощенный свет преобразовывается в тепло, переизлучается в виде флуоресценции, а так же тратится на фотобиохимические реакции. Спектр поглощения определяется типом доминирующих поглощающих центров и содержанием воды в биоткани. Абсолютные значения коэффициентов поглощения для типичных биотканей лежат в пределах $10^{-2} \div 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. В ультрафиолетовой (УФ) и инфракрасной (ИК) областях спектра превалируют поглощение, поэтому вклад рассеяния сравнительно мал, и свет неглубоко проникает в биоткань – всего на 1 или несколько клеточных слоев. Для коротковолновой видимой области глубина проникновения типичной биоткани составляет $0,5 \div 2,5 \text{ мм}$ (падение интенсивности в e раз). В этом случае имеет место как поглощение так и рассеяние, поэтому около $15 \div 40 \%$ падающего излучения отражается на этих длинах волн. Рассеяние превалирует над поглощением, а следовательно, глубина проникновения света увеличивается на $8 \div 10 \text{ мм}$ в области длин волн $0,6 \div 1,5 \text{ мкм}$. Также существенно увеличивается интенсивность отраженного биотканью излучения (за счет обратного рассеяния), вплоть до $35\text{-}70 \%$ от падающего.

Например из-за многослойной и многокомпонентной структуры кожи взаимодействие света с ней оказывается весьма сложным. Роговой слой отражает около $5 \div 7 \%$ излучения. Коллимированный пучок света преобразуется в диффузный за счет микроскопических неоднородностей на границе воздух-роговой слой. Большая часть отраженного кожей света образуется за счет обратного рассеяния различными слоями ткани (роговой слой, эпидермис, дерма, и микрососудистая система). Поглощение рассеянного света пигментами кожи дает количественную информацию о концентрации лекарственных препаратов в ткани и крови, что является

основой метода диагностики ряда заболеваний. Значительное проникновение видимого и ближнего ИК света через кожу внутрь организма человека в области длин волн так называемого терапевтического окна (0,6÷1,5 мкм) является основой ряда методов фототерапии. Твердые ткани, такие, как ребра и черепная коробка, и цельная кровь также демонстрируют сравнительно хорошее пропускание в видимой и ближней ИК областях спектра. Сравнительная прозрачность кожи в длинноволновом УФ свете, определяемая спектрами поглощения ДНК, триптофана, тирозина и меланина, позволяет осуществлять ряд методов фотохимиотерапии кожи с использованием УФ излучения.

Ослабление коллимированного (лазерного) пучка в биоткани происходит по экспоненциальному закону:

$$I(z) = I_0 \exp(-\mu_{ext} z),$$

где n - относительный показатель преломления биоткани; I_0 - интенсивность падающего света; $\mu_{ext} = \mu_a + \mu_s$ - коэффициент экстинкции; μ_a - коэффициент поглощения; μ_s - коэффициент рассеяния; z - толщина образца.

При анализе распространения света в биотканях с многократным рассеянием предполагают обычно равномерное распределение поглощающих и рассеивающих центров. Для УФ, видимого и ближнего ИК излучения типичным является анизотропное рассеяние, которое характеризуется сильной направленностью однократно рассеянных фотонов, что, вероятно, связано с наличием больших клеточных органелл, таких, как митохондрии, лизосомы, внутренние мембраны.

Достаточно строгое математическое описание процесса распространения немодулированного света в рассеивающей среде может быть сделано с помощью стационарной теории переноса излучения. Временной отклик рассеивающих сред можно рассмотреть, используя нестационарную теорию переноса излучения (ТПИ). Такой анализ оказывается важным для обоснования неразрушающих оптических технологий, которые основаны на измерении пропускания или отражения среды с временным разрешением. В общем виде нестационарное уравнение ТПИ можно записать так [186]:

$$\frac{\partial}{\partial S} I(\bar{r}, \bar{s}, t) + t_2 \frac{\partial}{\partial t} I(\bar{r}, \bar{s}, t) = -\mu_{ext} I(\bar{r}, \bar{s}, t) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} \left[\int_{-\infty}^t I(\bar{r}, \bar{s}', t') f(t, t') dt' \right] p(\bar{s}, \bar{s}') d\Omega',$$

где $I(\bar{r}, \bar{s}, t)$ - лучевая интенсивность в точке r в направлении s , $p(\bar{s}, \bar{s}')$ - фазовая функция рассеяния, μ_s - коэффициент рассеяния (величина, характеризующая среднее количество актов упругого рассеяния, в которых

участвует фотон при пробеге на единицу длины), $\mu_{ext} = \mu_a + \mu_s$ - коэффициент экстинкции; μ_a - коэффициент поглощения (величина, обратная расстоянию, на котором пучок ослабляется за счет поглощения в e раз);

$d\Omega'$ - единичный телесный угол в направлении \bar{s}' ; $\frac{\mu_s}{\mu_{ext}} \equiv \Lambda$ - альбеда еди-

ничного рассеивателя, t - время; $t_2 = (\mu_{ext}c)^{-1}$ - среднее время между взаимодействиями; c - скорость света в среде; $f(t, t')$ - описывает временную деформацию δ -образного импульса после единичного акта рассеяния. Представим $f(t, t')$ в виде экспоненциально затухающей функции:

$$f(t, t') = \frac{1}{t_1} \exp\left(-\frac{t-t'}{t_1}\right),$$

где t_1 может быть функцией \bar{r} ; t_1 - это первый момент функции распределения $f(t, t')$ и означает длительность индивидуального акта рассеяния. При $t_1 \rightarrow 0$ $f(t, t') \rightarrow \delta(t - t')$.

Лучевая интенсивность $I(\bar{r}, \bar{s}, t)$ содержит две компоненты: ослабленное падающее излучение и рассеянное. Практический интерес, как правило, представляет не сама функция $I(\bar{r}, \bar{s}, t)$, а интегралы от нее по некоторым областям фазового пространства (\bar{r}, \bar{s}, t) . В задачах дозиметрии оптического излучения в биотканях такой величиной является полная освещенность в точке:

$$U(\bar{r}, t) = \int_{4\pi} I(\bar{r}, \bar{s}, t) d\Omega.$$

Фазовая функция $p(s, s')$ описывает рассеивающие свойства среды и представляет собой функцию плотности вероятности для рассеяния в направлении \bar{s}' фотона, движущегося в направлении \bar{s} , т.е. характеризует элементарный акт рассеяния. Если рассеяние симметрично относительно направления падающей волны, то фазовая функция зависит только от угла θ между направлениями \bar{s} и \bar{s}' , т.е. $p(\bar{s}, \bar{s}') = p(\theta)$.

Предположение о случайном распределении рассеивателей в среде, что означает отсутствие в структуре биоткани пространственной корреляции, ведет к следующей нормировке:

$$\int_0^\pi p(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta = 1.$$

Параметр анизотропии рассеяния излучения в среде определяется как средний косинус угла рассеяния:

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \int_0^{\pi} p(\theta) \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta d\theta,$$

где θ – угол рассеяния. Значение g меняется в пределах от -1 до 1: $g=0$ соответствует случаю изотропного (релеевского) рассеяния, $g=1$ – полному рассеянию вперед (рассеянию Ми на крупных частицах), $g = -1$ – полному рассеянию назад.

Часто измеренную фазовую функцию рассеяния удобно аппроксимировать какой-либо простой аналитической формулой. Выбор аппроксимации функции рассеяния определяется соображениями адекватности и математической простоты. Наиболее простым является случай изотропного рассеяния: $p(s,s')= 1/4\pi$. Однако часто однократное рассеяние света средами с сильным рассеянием (в частности, биотканью) сильно анизотропно, поэтому в настоящее время используются несколько более сложных аналитических аппроксимаций для фазовых функций в таких случаях. Многие исследователи используют однопараметрическую функцию Хензи-Гринштейна:

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g \cos \theta)^{3/2}},$$

где g - фактор анизотропии.

Интегродифференциальное уравнение нестационарного уравнения ТПИ является сложным для анализа распространения света в рассеивающих средах, поэтому часто оно упрощается путем представления решения в виде сферических гармоник. Такое упрощение приводит к системе связанных дифференциальных уравнений в частных производных, которую можно свести к одному уравнению диффузионного типа (которое справедливо при $\mu_a \ll \mu_s(1-g)$). Для однородной полубесконечной среды при условии, что размеры источника и приемника на поверхности ткани малы по сравнению с расстоянием между ними, а импульс может быть рассмотрен как одиночный, оно имеет следующий вид:

$$(\nabla^2 - c\mu_a D^{-1} - D^{-1} \frac{\partial}{\partial t}) \cdot U(\bar{r}, t) = -Q(\bar{r}, t),$$

где $Q(\bar{r}, t) = D^{-1} \cdot q(\bar{r}, t)$, $q(\bar{r}, t)$ - функция источника, т.е. число фотонов, инжектируемых в единицу объема;

$$D = c [3 \cdot (\mu_a + \mu_s')]^{-1} -$$

коэффициент диффузии фотонов; $\mu_s' = (1-g)\mu_s$ - редуцированный (транспортный) коэффициент рассеяния; c – скорость света в среде. Средняя транспортная длина фотона:

$$l^* = (\mu_a + \mu_s)^{-1}.$$

Понятие транспортной длины имеет смысл только для режимов многократного рассеяния. Транспортная длина l^* означает такую длину, на которой происходит полная стохастизация направления распространения фотона. Другими словами, фотон “забывает” свое первоначальное направление движения. Следует отметить, что в среде с анизотропным рассеянием имеет место соотношение: $l^* \gg l_{ph}$. Диффузионная теория оказывается хорошим приближением при малых значениях фактора анизотропии ($g < 0.1$) и больших альбедо ($\Lambda \rightarrow 1$), но, например, для большинства биотканей $g \approx 0,6 \div 0,9$, а для крови даже может достигать 0,995, поэтому применение диффузионной теории ограничено.

Оптической толщиной объекта называется величина $\tau = \int_0^s \mu_{ext} ds$. Принимается, что при значениях $\tau = 10 \div 20$ диффузионное приближение можно использовать вплоть до значений $g \sim 0,9$. Диффузионное приближение оказывается неприменимым вблизи поверхности объекта, где преобладающим является однократное рассеяние.

Найти строгое решение уравнения переноса можно с помощью метода дискретных ординат (многопоточковая теория). В таком случае это уравнение преобразуется в матричное дифференциальное уравнение для освещенности по многим дискретным направлениям (углам). При увеличении числа углов решение приближается к точному. Используется также разложение освещенности в ряд по сферическим гармоникам с разделением транспортного уравнения на компоненты для сферических гармоник. При достаточном числе сферических гармоник это тоже ведет к точному решению. В оптике биотканей широкое применение нашли более простые методы решения уравнения переноса, такие как двухпоточковая модель Кубелки-Мунка, трех-, четырех- и семипоточковые модели. Это равносильно представлению многих потоков по методу дискретных ординат двумя (одномерная задача) или шестью (трехмерная задача) диффузными потоками.

При лазерном зондировании биоткани такое представление естественно и плодотворно. Так, например, четырехпоточковая модель представляет собой два диффузных потока, распространяющихся навстречу друг другу (модель Кубелки-Мунка), и два коллимированных лазерных пучка – один падающий, а другой отраженный от задней границы образца. Очевидно, что в модели направление диффузных потоков выбирается совпадающим с соответствующими направлениями лазерных пучков. Семипоточковая модель – это простейшее трехмерное представление рас-

сеянного назад излучения и падающего лазерного пучка в полубесконечной среде. Однако простота и возможность очень быстрых расчетов дозы облучения или быстрого определения оптических параметров биоткани (решение обратной задачи рассеяния) даются ценой снижения точности.

7.5. Метод Монте-Карло, моделирование и полученные результаты

Требуемая на практике надежная послойная дозиметрия лазерного излучения внутри биоткани, проблема оптической диффузной томографии и спектроскопии биообъектов определяют необходимость развития методов решения прямых и обратных задач переноса излучения для сред с произвольной конфигурацией и любыми граничными условиями. Для решения таких задач перспективен метод Монте-Карло (МК), широко применяемый для численного решения уравнения теории переноса излучения. В последние годы успешно развиваются приложения метода МК в оптике биотканей. Метод МК базируется на численном моделировании транспорта фотонов в рассеивающей среде. Случайное блуждание фотонов внутри образца биоткани прослеживается от точки влета в образец до его поглощения или выхода из образца. Известные алгоритмы позволяют учесть несколько слоев биоткани с различными оптическими свойствами, конечный размер падающего пучка, отражение света от границ раздела слоев.

Реализация метода МК производится совокупностью приемов, позволяющих получать необходимые решения при помощи многократных случайных испытаний. Оценки искомой величины выводятся статистическим путем. Использование этого метода не предполагает решения нестационарного уравнения теории переноса излучения. Применение этого метода базируется на использовании макроскопических оптических свойств среды, которые предполагаются однородными в пределах исследуемой области. Известные алгоритмы позволяют учесть несколько слоев среды с различными оптическими свойствами, конечный размер падающего пучка, отражение света от границ раздела слоев. В написанной программе метод Монте-Карло реализуется в виде многократных испытаний по транспорту фотона внутри среды.

Физическая модель слоев кожи приведена на рис.7.9. При моделировании кожа представляет собой плоскопараллельный слой толщиной порядка 1 см. Для каждого слоя оптические свойства принимались неизменными, т.е. задача обладала симметрией по отношению к сдвигу в плоскости, параллельной границе раздела слоев. При этом статистический метод базировался на приближении лазерного пучка к потоку большого числа фотонов $N_{ph}=10^5$.

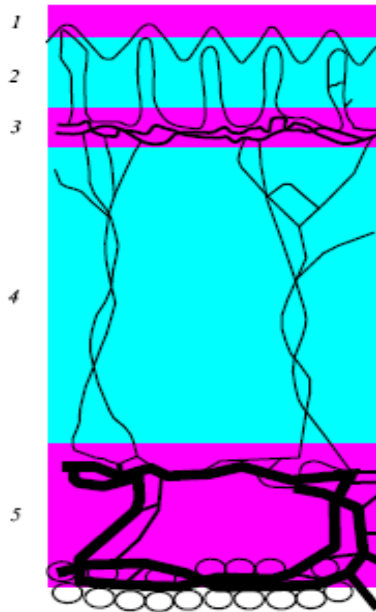


Рис.7.9. Модель кожи:

1-эпидермис, 2-верхняя дерма, 3-верхнее сплетение микрососудов, 4-ретикулярная дерма, 5 – глубокое сосудистое сплетение

При расчетах предполагалось, что лазерные пучки коллимированы и падают перпендикулярно поверхности среды (рис.7.9). При этом исследовалось распространение пучков с гауссовым профилем, длиной волны $\lambda = 890$ нм, длительностью импульса $t_i = 10$ пс, частотой следования импульсов $f = 120$ МГц. Схема моделируемого эксперимента представлена на рис.7.10.

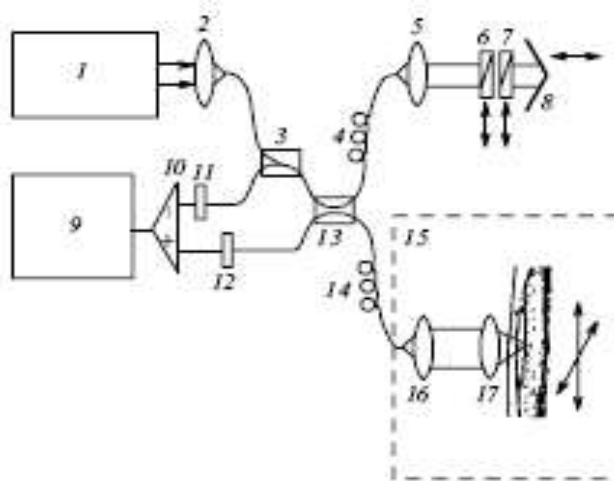


Рис.7.10. Схема моделируемого эксперимента:

1 – GaAs лазер; 2,5,16,17 – линзы с компенсацией дисперсионных отражений; 3, 13 – волоконно-оптические разветвители; 4, 14 – волоконно-оптические поляризаторы; 6,7 – компенсаторы дисперсионных искажений; 8 – опорное зеркало; 9 – блок обработки; 10 – усилитель; 11, 12 – детекторы; 15 – система сканирования образца

Среда задавалась следующими параметрами: толщиной L_m , коэффициентами рассеяния μ_s и поглощения μ_a , средним косинусом угла рассеяния g , относительным показателем преломления n . Эти параметры меняются в следующих пределах: $L_m = 1 \div 15$ мм, $\mu_s = 200 \div 350$ мм⁻¹, $\mu_a = 1.5 \div 2,7$ мм⁻¹, $g = 0.85 \div 0.98$, $n = 1.5$. Такими значениями характеризуются кожа и биологические жидкости (кровь) в диапазоне длин волн 600-1500 нм (диагностическое окно).

Частицы среды представляются покоящимися шариками, которые могут поглощать или рассеивать падающие на них фотоны. На глубине 3 мм располагается небольшая неоднородность $3 \times 6 \times 3$ мм, характеризующаяся более высоким коэффициентом поглощения, чем у однородной ткани. Используемые при расчетах и моделировании значения коэффициентов для длин волн 800-900 нм приведены в табл.7.1. Расчеты проводились для лазера с длиной волны излучения $\lambda=890$ нм, в качестве активного материала которого использовался GaAs, и длительностью импульса порядка 10пс и энергией порядка 10 пДж. Полагалось, что приемный объектив системы находится под углом 7° к нормали поверхности. Такой угол позволяет обеспечить доставку излучения к объекту без потерь и достаточно точно принять рассеянное биотканью излучение.

Таблица 7.1.

Оптические свойства слоев кожи в диапазоне длин волн 800-900 нм [187]

Вид ткани	Относительный показатель преломления n	Коэф. расс. μ_s (мм ⁻¹)	Коэф. погл. μ_a (мм ⁻¹)	Толщина (мм)	Средний косинус угла рассеяния, g
Эпидермис	1,6	350	1,5	0,006 5	0,79
Дерма	1,5	200	2,7	0,565	0,82
Подкожная жировая клетчатка	1,5	300	2,0	0,032	0,8
Опухоль	0,13	240	3,2	6	0,95
Злокачественная опухоль	0,13	280	3,4	6	0,95

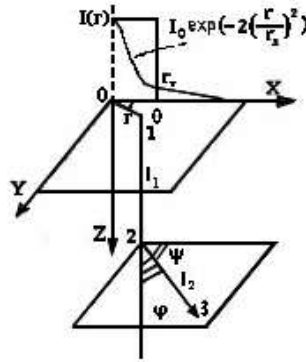


Рис.7.11. Схема движения отдельного фотона

Схематически взаимодействие отдельного фотона с биотканью показано на рис.7.11. В точке 1 определенная часть энергии фотона поглощается, а также осуществляется рассеяние, т.е. фотону присваивается новое направление движения с учетом коэффициента рассеяния среды. В этой же точке случайным образом, но с учетом коэффициентов поглощения и рассеяния выбирается новая глубина проникновения L_d до точки 2. Этот процесс длится, пока энергия фотона не становится ниже предельной или до выхода фотона за границы рассматриваемой области [188,189].

Реализуемый метод МК для решения транспортного уравнения заключается в отслеживании путей фотонов, испытывающих случайные дискретные изменения направления движения, до их выхода из анализируемой области или уменьшения их «мощности» до пренебрежимого уровня. При численном расчете анализируемая область разбивается на кубы со стороной h , и положение фотона в пространстве описывается тройкой целых чисел (a_1, a_2, a_3) , соответствующих координатам x, y, z , при этом подразумевая, что в тексте программы они заменяются на ближайшее целое число после деления на h .

Случайными величинами являются координаты входа фотона в образец, длина пробега до столкновения и направление рассеяния, которые имеют различные функции распределения.

Если имеется генератор случайных чисел α с функцией распределения F_α , то для получения случайного числа β с заданной функцией F_β используем соотношение

$$\beta = F_\beta^{-1}(F_\alpha(\alpha)),$$

где F_β^{-1} - обратная функция распределения величин β . Функция распределения связана с плотностью вероятности

$$F(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} p(\xi) d\xi.$$

Для равномерного распределения исходной величины α на интервале $[0,1]$ (плотность вероятности $p(\alpha)=1$), функция распределения $F(\alpha)=\alpha$, поэтому выражение для получения случайного числа β можно упростить

$$\beta = F_{\beta}^{-1}(\alpha).$$

Выберем следующее распределение интенсивности в пучке:

$$I_{col}(\rho, 0) = I_{col}(0) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{d^2}\right).$$

Ему соответствует нормальное распределение вероятности с дисперсией $D=d^2/2$. Случайную величину с нормальным распределением удобно получить, используя свойство, что распределение суммы нескольких случайных величин с любым исходным распределением при большом количестве слагаемых стремится к нормальному распределению. Для случайной координаты x_f падения фотона на образец получаем

$$x_f = d \sqrt{\frac{6}{i_m}} \sum_{i=1}^{i_m} \left(\xi_i - \frac{1}{2}\right).$$

Здесь перед суммой случайных чисел стоит множитель, равный квадратному корню из отношения заданной и исходной дисперсий, и учтено, что дисперсия равномерного распределения ξ равна $1/12$. Аналогично можно найти координату y_f .

При экспоненциальном уменьшении мощности волны плотность вероятности для длины свободного пробега L можно записать

$$p(L) = \mu_{ext} \exp(-\mu_{ext} L)$$

Здесь учтено, что $\int_0^{\infty} p(L) d(L) = 1$. Соответствующая функция распределения имеет вид $F(L) = 1 - \exp(-\mu_{ext} L)$.

Таким образом, используя случайное число ξ , равномерно распределенное в интервале $(0,1)$, находим соответствующее ему случайную длину свободного пробега

$$L_f = -\frac{\ln(1 - \xi)}{\mu_{ext}}.$$

Учитывая начальное положение фотона (x, y, z) и его направление движения (θ_0, φ_0) можно найти координаты точки рассеяния:

$$x = x_0 + L \sin \theta_0 \cos \varphi_0,$$

$$y = y_0 + L \sin \theta_0 \sin \varphi_0,$$

$$z = z_0 + L \cos \theta_0.$$

При рассеянии «мощность» фотона уменьшается за счет процессов поглощения:

$$I = I_0 \exp(-\mu_{ext} L).$$

Рассмотрим движущийся фотон, направление движения которого в собственной системе координат совпадает с направлением оси z . В силу симметрии фазовой функции все направления угла φ равновероятны, т.е. случайный угол φ_f находится как

$$\varphi_f = 2\pi\xi.$$

Функция распределения для $\cos\theta$

$$F(\cos\theta) = \frac{1}{2g} \left(\frac{1-g^2}{\sqrt{1+g^2-2g\cos\theta}} - 1 + g \right).$$

Таким образом, случайная величина $\cos\theta$ находится из

$$\cos\theta_f = 2\xi - 1 \text{ при } g=0,$$

$$\cos\theta_f = \frac{1}{2g} \left(1 + g^2 - \left(\frac{1-g^2}{1-g+2g\xi} \right)^2 \right) \text{ при } g \neq 0.$$

В покоящейся системе координат направление движения фотона задается углами θ_0, φ_0 . Требуется найти новое направление движения фотона (θ, φ) при рассеянии на относительный угол (θ_f, φ_f).

В системе координат фотона новое направление после рассеяния есть

$$\vec{\xi}_0 = \vec{e}'_x \sin\theta_f \cos\varphi_f + \vec{e}'_y \sin\theta_f \sin\varphi_f + \vec{e}'_z \cos\theta_f.$$

Единичный вектор \vec{e}'_z в покоящейся системе координат выражается как

$$\vec{e}'_z = \vec{e}_x \sin\theta_0 \cos\varphi_0 + \vec{e}_y \sin\theta_0 \sin\varphi_0 + \vec{e}_z \cos\theta_0.$$

Единичный вектор \vec{e}'_x можно задать произвольно с условием $\vec{e}'_x \perp \vec{e}'_z$, например в направлении $\vec{e}'_z \times \vec{e}_z$:

$$\vec{e}'_x = \vec{e}_x \sin\varphi_0 + \vec{e}_y \cos\varphi_0.$$

Тогда единичный вектор

$$\vec{e}'_y = \vec{e}_x \cos\theta_0 \cos\varphi_0 + \vec{e}_y \cos\theta_0 \sin\varphi_0 - \vec{e}_z \sin\theta_0.$$

Таким образом, новое направление движения фотона

$$\vec{\xi} = \vec{e}_x \sin\theta \cos\varphi + \vec{e}_y \sin\theta \sin\varphi + \vec{e}_z \cos\theta,$$

где

$$\cos \theta = \cos \theta_0 \cos \theta_f - \sin \theta_0 \sin \theta_f \sin \varphi_f,$$

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \cos^2 \theta},$$

$$\cos \varphi = \frac{\cos \theta_0 \cos \varphi_0 \sin \theta_f \sin \varphi_f + \cos \varphi_f \sin \theta_f \sin \varphi_0 + \cos \theta_f \sin \theta_0 \cos \varphi_0}{\sin \theta},$$

$$\cos \varphi = \frac{\cos \theta_0 \sin \varphi_0 \sin \theta_f \sin \varphi_f - \cos \varphi_0 \sin \theta_f \sin \varphi_f + \cos \theta_f \sin \theta_0 \sin \varphi_0}{\sin \theta}.$$

При расчетах полагалось, что при прохождении фотоном различных слоев кожи, а также при прохождении им новообразования изменялись макроскопические характеристики биоткани, что влекло за собой изменение интенсивности. При восстановлении изображения используется обратное преобразование Радона – формулы для реализации которого приводились ранее [190-192].

На рис.7.12 изображен результат моделирования распространения излучения по всему кожному покрову исследуемой области. Проанализировав этот рисунок нетрудно заметить, что максимум распределения интенсивности по кожному покрову располагается на некоторой глубине кожного покрова (порядка миллиметра), что уже неоднократно отмечалось в ряде работ.

При проведении моделирования замечена значительная доля баллистических фотонов. График, показывающий соотношение баллистических (в данном случае скорее промежуточных, так как производится моделирование фотонов, незначительно отклонившихся от первоначальной траектории) и диффузионных фотонов находится на рис.7.13. Верхняя ветвь графика отображает долю диффузионных фотонов, а нижняя – долю баллистических. Анализируя график, можно заметить, что значительное расхождение в доле баллистических и диффузионных фотонах наблюдается только в приповерхностных слоях моделируемой среды. Это наблюдение позволяет судить о целесообразности построения систем визуализации внутренних структур биоткани на базе регистрации баллистических фотонов. Однако в таком случае мы возвращаемся к вопросу о селекции различных типов фотонов, что является достаточно сложной задачей. Следует заметить, что, несмотря на сравнительно малую долю баллистических фотонов, можно судить о целесообразности локального и нелокального введения контрастирующих веществ, селективно изменяющих коэффициент поглощения и слабо меняющих рассеи-

вающие свойства среды, так как изменение коэффициента поглощения влечет за собой достаточное изменение доли баллистических фотонов.

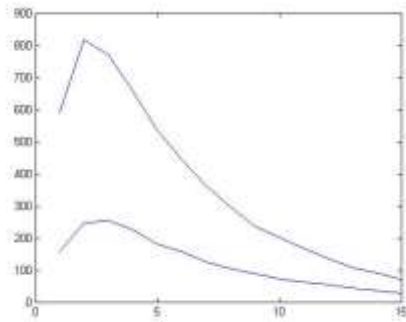


Рис.7.12. Распределение интенсивности по кожному покрову при проведении моделирования

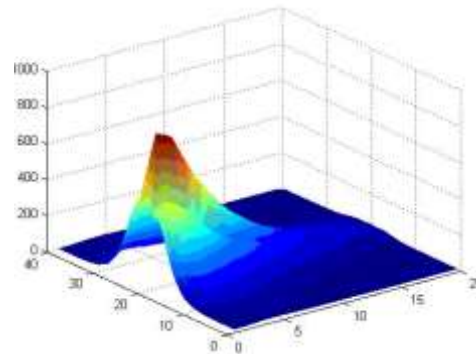


Рис.7.13. Зависимость распределения баллистических и диффузионных фотонов от глубины образца

Результат восстановления томограммы приведен на рис.7.14. Рис.7.14а показывает результат моделирования восстановления изображения при диагностике здорового кожного покрова. Рис.7.14б – с наличием новообразования. Рис.7.14в – с наличием злокачественного новообразования. Судить о характере неоднородности позволяет разница между коэффициентами поглощения излучения злокачественными и доброкачественными новообразованиями.

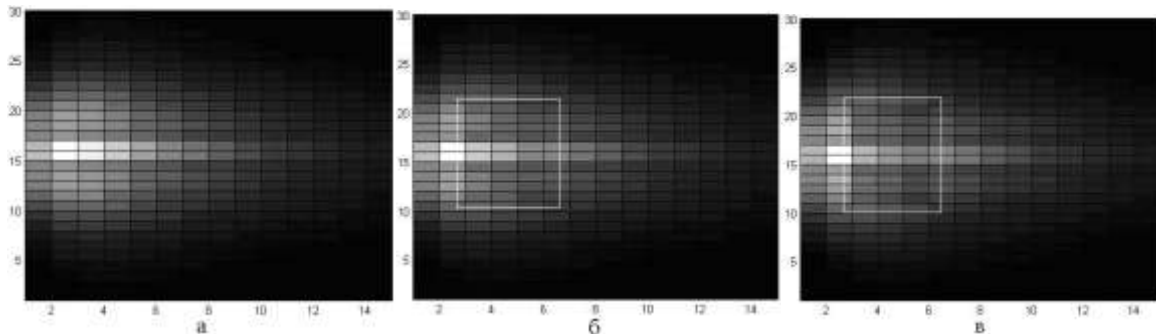


Рис.7.14. Полученные при моделировании томограммы новообразования в кожном покрове:

а - томограмма здоровой кожи, б - томограмма кожи при наличии новообразования, в – томограмма кожи при наличии злокачественного новообразования (границы новообразования обозначены)

Известно, что при использовании различных контрастирующих средств возможно как увеличение, так и уменьшение коэффициентов поглощения тканей. На сегодняшний день существует ряд работ, в которых обсуждаются и разрабатываются методы и средства просветления биотканей и увеличения контрастности между новообразованиями и здоровыми клетками. Например, при длине волны порядка 500 нм и при использовании частиц оксида титана для просветления поверхностных слоев био-

ткани путем имплантации наночастиц [193,174] были получены изменения макроскопических характеристик биоткани. приведенные в табл.7.2. Однако следует заметить, что данный метод просветления биотканей хоть и достаточно эффективен, однако его выполнение сопряжено с достаточно значительной сложностью при реализации.

Таблица 7.2.

Оптические свойства слоев кожи в диапазоне длин волн 800-900 нм при использовании просветляющих элементов [195].

Тип ткани	μ_s , мм ⁻¹	μ_a , мм ⁻¹	g	Диффузное отражение R, %	Пропускание T, %	Поглощение A, %
Кожа	0.15	20	0.8	20.4	75.2	4.4
Кожа + 0.25xФлуо	1.00	20	0.8	14.3	64.1	21.6
Кожа + 1xTiO ₂	0.15	30	0.8	26.5	68.7	4.8
Кожа + 2xTiO ₂	0.15	40	0.8	31.2	63.6	5.2
Кожа + 0.25xФлуо + 1xTiO ₂	1.00	30	0.8	18.6	57.1	24.3
Кожа + 0.25xФлуо + 2xTiO ₂	1.00	40	0.8	22.3	51.7	26.0

При проведении моделирования с измененными характеристиками биоткани (предполагалось введение наночастиц, позволяющих произвести просветление поверхностных слоев биоткани) были получены томограммы, где более отчетливо видны новообразования (рис.7.15).

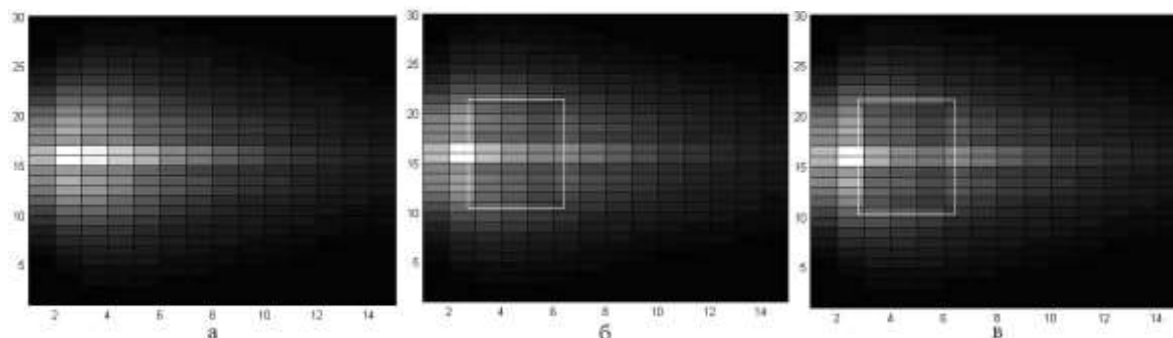


Рис. 7.15. Полученные при моделировании томограммы новообразования в «просветленном» кожном покрове:

а - томограмма здоровой кожи, б - томограмма кожи при наличии новообразования, в – томограмма кожи при наличии злокачественного новообразования (границы новообразования обозначены)

Как уже говорилось, оптическими свойствами биотканей можно достаточно эффективно управлять, используя для этого осмотически активные иммерсионные жидкости, примером которых является водный раствор глюкозы. При введении 40%-го раствора глюкозы в биоткань изме-

нение коэффициентов длится в течение часа, но коэффициент рассеяния может увеличиться на 18% [196-200]. На рис.7.16 изображены полученные томограммы новообразования при введении в кожный покров 40%-го раствора глюкозы и при возрастания коэффициентов рассеяния на 18% по прошествии часа. Однако для практической реализации данный метод хоть и весьма информативен, но достаточно неудобен, потому что при диагностике подкожных новообразований непросто потратить 1 час для изменения оптических свойств кожи. А потратив меньшее время, невозможно добиться изменения коэффициентов на достаточные величины.

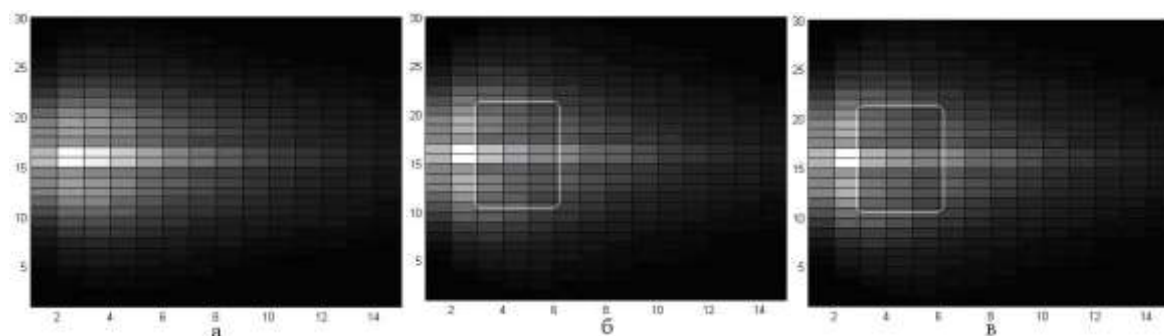


Рис.7.16. Полученные при моделировании томограммы новообразования в кожном покрове при введении 40%-го раствора глюкозы:

а - томограмма здоровой кожи, б - томограмма кожи при наличии новообразования, в – томограмма кожи при наличии злокачественного новообразования (границы новообразования обозначены)

На рис.7.17 приведены результаты для «чистой» биоткани, с наличием новообразования, с наличием злокачественного новообразования. Произведенное моделирование показало, что новообразования в обоих случаях стали заметны более отчетливо, что говорит о целесообразности использования и разработки просветляющих средств для визуализации внутренних структур биотканей.

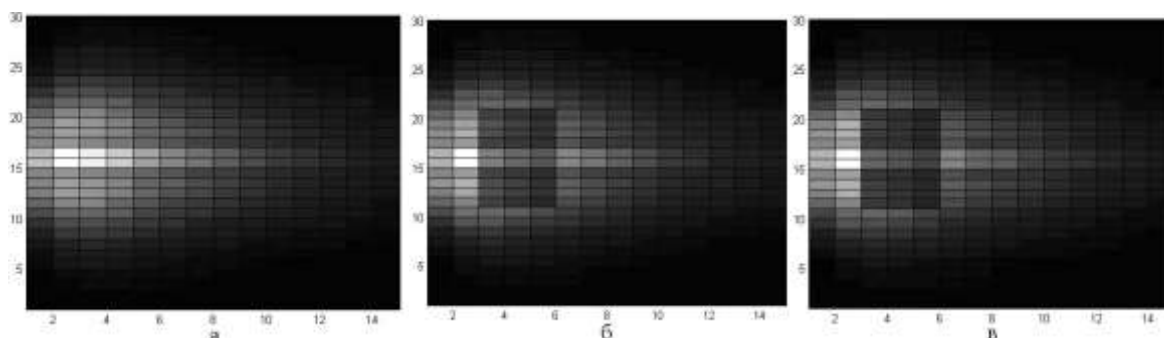


Рис.7.17. Полученные при моделировании томограммы новообразования в «просветленном» кожном покрове с модифицированными коэффициентами рассеяния и поглощения у новообразования:

а - томограмма здоровой кожи, б - томограмма кожи при наличии новообразования, в – томограмма кожи при наличии злокачественного новообразования

На данном этапе развития диагностики злокачественных новообразований существует достаточно много разнообразных контрастирующих средств, которые накапливаются в новообразованиях и позволяют увеличить коэффициент поглощения или рассеяния. Этот метод позволяет улучшить контрастность, а следовательно и качество томограммы диагностируемого объекта. На рис.7.17 показана возможность информативно и качественно выявлять различные новообразования с помощью метода оптической когерентной томографии при использовании контрастирующих средств. Если на рис.14, 15 и 16 обнаруженные новообразования были обведены для наглядности, то на рис.7.17 этого не потребовалось, так как новообразования достаточно четко видны. При изменении коэффициента рассеяния μ_s до значения, равного 400 мм^{-1} и поглощения μ_a до значения, равного $4,2 \text{ мм}^{-1}$, мы можем достаточно четко увидеть местоположение новообразования внутри кожного покрова, что свидетельствует о необходимости дальнейших исследований в области просветляющих элементов а также о целесообразности использования оптической когерентной томографии для выявления подкожных новообразований.

Следует отметить, что реализация методов ОКТ в значительной мере основывается на возможностях компьютерных технологий, обеспечивающих регистрацию изображений, преобразование, анализ и визуализацию томограмм, управление системой. При этом повышенное разрешение достигается компьютерными методами при решении обратных задач с использованием методов цифровой обработки трехмерных изображений.

Показана возможность использования оптической когерентной томографии для выявления новообразований внутри кожных покровов, причем по контрастности томограммы можно судить о характере новообразования (при восстановлении злокачественного новообразования получается более темное изображение). Однако моделирование наглядно демонстрирует еще и сложности при визуальном анализе томограмм (существует значительная нечеткость в полученных результатах), что влечет за собой необходимость использования различных контрастирующих веществ.

При моделировании показана возможность применения коротких лазерных импульсов для диагностики сред с сильным светорассеянием на примере обнаружения раковых новообразований в средах, имитирующих ткани человека.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дано теоретическое обоснование наблюдаемой экспериментально не-монотонной зависимости интенсивности ТГц-излучения от магнитного поля для узкозонных полупроводников, возбуждаемых фемтосекундными лазерными импульсами. Показано, что процесс экранировки приповерхностного электрического поля оказывает существенное влияние на форму импульса терагерцового излучения, генерируемого посредством эффекта нелинейного оптического выпрямления. Предложен метод экспериментального исследования процесса экранировки приповерхностного поля по терагерцовому отклику образца путем посылки двух импульсов накачки с варьiruемой временной задержкой.

При увеличении плотности мощности возбуждающего излучения наблюдается смещение максимума спектра фотолюминесценции лазерных гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN на кремниевой подложке в коротковолновую область. Доказано, что различие картин генерации в дальней зоне обусловлено неоднородным ростом слоев квантоворазмерной структуры. Путем численного эксперимента найдены оптимальные толщины слоев нитрида галлия, соответствующие минимальному пороговому коэффициенту усиления 1000 см^{-1} для четвертой – девятой мод.

Показано, что использование лазерного метода формирования низкоразмерных структур перспективно по причине своей технической простоты и низкой экономической стоимости.

Разработан дизайн многослойной квантоворазмерной асимметричной гетероструктуры с неоднородным возбуждением квантовых ям, имеющей широкий плоский спектр волноводного усиления в диапазоне 2–3 мкм. Такие источники необходимы при создании двух- и многочастотных излучателей с одинаковым уровнем выходной мощности, которые востребованы для создания прецизионных светодальномеров-рециркуляторов и дальномеров-рефрактометров, а также в газовом анализе при мониторинге окружающей среды.

Показана возможность создания эффективного импульсно-фазового дальномеров с измерением задержки фазы модулирующей гармоники

СВЧ диапазона при синхронизации автомодуляционных пульсаций гармоническим сигналом, а также на основе лазерного диода с насыщающимся поглотителем в резонаторе, когда спектр сигнала представляет собой ряд ярко выраженных импульсов пикосекундной длительности с гигагерцовыми частотами повторения.

Для двухволнового дальномера-рециркулятора проанализировано влияние уровней порогов в двух пороговом методе на точность определения времени прихода импульса. При рассмотрении двухмерной структуры с фотонными запрещенными зонами установлено, что в случае, если частота падающего излучения попадает в запрещенную зону, фотонный кристалл не пропускает его, в другом случае фотонная структура является прозрачной для падающего излучения. При нарушении периодичности двухмерного фотонного кристалла он начинает функционировать как волновод. При размещении активных элементов в конце этого волновода возможно усиление излучения отфильтрованной частоты.

Предложен новый подход по созданию оптического фильтра в фотоэлементах МОП: слой материала, выполняющий функцию спектральной селекции, заменяется дифракционным элементом на основе стандартных металлических и диэлектрических слоёв МОП-структуры. В соответствии с этим подходом изготовление дифракционных оптических фильтров можно осуществлять в едином процессе изготовления электронных компонент микросхемы. Предложен последовательный подход в проектировании дифракционных оптических фильтров на основе отверстий в металлических слоях. Представлены результаты, демонстрирующие возможность создания массива цветных фотодетекторов с тремя каналами цветности.

Показана возможность использования оптической когерентной томографии для выявления новообразований внутри кожных покровов, причем по контрастности томограммы можно судить о характере новообразования (при восстановлении злокачественного новообразования получается более темное изображение). Установлено, что для увеличения четкости изображения необходимо использовать различные контрастирующие вещества. Показана возможность применения коротких лазерных импульсов для диагностики сред с сильным светорассеянием на примере обнаружения раковых новообразований в средах, имитирующих ткани человека.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Zhang X.-C., Hu B.B., Darrow J.T., Auston D.H. Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56, №11. P. 1011-1013.
2. Hu B.B., Zhang X.-C., Auston D.H. Terahertz Radiation Induced by Subband-Gap Femtosecond Optical Excitation of GaAs // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67, №19. P. 2709-2712.
3. Zhang X.-C., Auston D.H. Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces // Journal of Appl. Phys. 1992. Vol. 71, №1. P. 326-338.
4. Johnston M.B., Whittaker D.M., Corchia A. et. al. Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 165301-1-165301-8.
5. Gu P., Tani M., Sakai K. et. al. Study of terahertz radiation from InAs and InSb // J. of Appl. Phys. 2002. Vol. 91, № 9. P. 5533-5537.
6. Sarukura N., Ohtake H., Izumida Sh., Zhenlin L. High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // J. of Appl. Phys. 1998. Vol.84, №1. P. 654-656.
7. Белиничер В.И., Рывкин С.М. Реактивная фотоэлектродвижущая сила в полупроводниках // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, Вып. 1. С. 353-360.
8. Малевич В.Л. Монте-Карло моделирование эффекта Дембера в n-InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении // ФТП. 2006. Т.40, Вып. 2. С. 160-165.
9. Zhang X.-C., Jin Y., Hewitt T.D. et. al. Magnetic switching of THz beams // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62, №17. P. 2003-2005.
10. Ohtake H., Murakami H., Yano T. et. al. Anomalous power and spectrum dependence of terahertz radiation from femtosecond-laser-irradiated indium arsenide in high magnetic fields up to 14 T // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №8. P. 1164-1166.
11. Takahashi H., Suzuki Y., Sakai M. et. al. Significant enhancement of terahertz radiation from InSb by use of a compact fiber laser and an external magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №13. P. 2005-2007.
12. Takahashi H., Quema A., Yoshioka R. et. al. Excitation fluence dependence of terahertz radiation mechanism from femtosecond-laser-irradiated InAs under magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, №6. P. 1068-1070.

13. *Zhang X.-C., Jin Y., Ware K. et. al.* Difference-frequency generation and sum-frequency generation near the band gap of zincblende crystals // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64, №5. P. 622-624.
14. *Rice A., Jin Y., Ma X. F. et. al.* Terahertz optical rectification from <110> zinc-blende crystals // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64, №11. P. 1324-1326.
15. *Reid M., Fedosejevs R.* Terahertz emission from (100) InAs surfaces at high excitation fluences // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86, № 011906-1 – 011906-3.
16. *Reid M., Cravetchi I.V., Fedosejevs R.* Terahertz radiation and second-harmonic generation from InAs: Bulk versus surface electric-field-induced contributions // *Phys. Rev. B* 2005 Vol. 72, №035201-1–035201-9.
17. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация терагерцового излучения в InAs при субпикосекундном лазерном возбуждении // *Лазерная и оптико-электронная техника: сб. научн. статей. Вып. 10.* Мн.: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2006. С. 12-23.
18. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация импульсов терагерцового излучения в InAs фемтосекундным лазерным возбуждением в присутствии магнитного поля // *Вестн. БГУ. Сер. 1: Физ. Мат. Информ.* 2007. №1. С. 38-44.
19. *Ziaziulia P.A., Belyi V.N., Malevich V.L., Manak I.S.* Magnetic field effect on terahertz emission from InAs surface excited by femtosecond laser pulses // *Proc. of SPIE.* 2007. Vol. 6729. Article 672929.
20. *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц // М.: Мир, 1987. 640с.
21. *Brennan K., Hess K.* High field transport in GaAs, InP and InAs // *Sol. St. Electron.* 1984. Vol. 27. P. 347-357.
22. *Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко И.Г.* Оптические свойства полупроводников. Справочник. Киев: Наук. думка, 1987. С. 84-93.
23. *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики // М.: Наука, 1989. 557 с.
24. *Malevich V.L.* Dynamics of photoinduced field screening; THz-pulse and second harmonic generation from semiconductor surface // *Surf. Sci.* 2000. Vol.454-456. P. 1074-1078.
25. *Malevich V.L.* Monte Carlo simulation of THz-pulse generation from semiconductor surface // *Semicond. Sci. Technol.* Vol. 17. P.551-556.

26. *Lim D., Downer M.C., Ekerdt J.G.* Second-harmonic spectroscopy of bulk boron-doped Si(001) // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77, №2. P. 181-183.
27. *Nakamura S., Senoh M., Iwasa N., Nagohama S.* High-Brightness InGaN Blue, Green and Yellow Light-Emitting Diodes with Quantum Well Structures // *Jap. J. Appl. Phys.* 1995. Part 2, Vol. 34, № 7A. P. L797-L799.
28. *Nakamura S., Mukai T., Senoh M.* High-Power GaN P-N Junction Blue-Light-Emitting Diodes // *Jap. J. Appl. Phys.* 1991. Part 2, Vol. 30, № 12A. P. L1998-L2001.
29. *Андріевскі́й А.В., Войнілович А.Г., Данільчык А.В. і др.* Измерение коэффициента усиления лазерной гетероструктуры GaN/InGaN методом варьирования длины возбуждающей полоски с учетом геометрии структуры // *Физика конденсированного состояния: тезисы докладов XIII Республиканской научной конференции аспирантов, магистрантов и студентов.* Гродно: ГрГУ, 2005. С. 118-121.
30. *Андріевскі́й А.В., Тарасюк Н.П.* Учет модового состава излучения при измерении коэффициента усиления полупроводниковых гетероструктур методом вариации длины возбуждающей полоски // *Материалы конференции молодых ученых и специалистов "Современные проблемы физики".* Мн.: Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 2006. С. 48-52.
31. *Андріевскі́й А.В., Данільчык А.В.* Цветовые характеристики полупроводниковых светодиодов для применения в освещении // *Современная радиоэлектроника: научные исследования и подготовка кадров: сб. материалов (по результатам работы МНПК).* Мн.: МГВРК, 2007. С. 94-98.
32. *Андріевскі́й А.В., Луценко Е.В., Данільчык А.В.* О возможности создания осветительных светодиодных модулей с переменной цветовой температурой и координатами цветности абсолютно черного тела // *6-й Белорусско-Российский семинар "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе": сборник статей.* Мн.: Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 2007. С. 116-119.
33. *Lutsenko E.V., Voinilovich A.G., Danilchuk A.V., Andryieuski A.V. et al.* CdSe QD lasers and InGaN/GaN MQW LED array perspective for optical fiber sensor applications // *IX Konferencja Naukowa "Czujniki*

- Optoelectroniczne I Electroniczne”: materialy konferencyjne. Krakow-Zakopane 19-22 czerwca 2006. Krakow: 2006. С.101-104.
34. Андреевский А.В., Манак И.С., Луценко Е.В. Исследование гетероструктур с квантовыми точками CdSe в матрице ZnSe, выращенных методами МЛЭ и УМЭ // Сборник тезисов докладов X Республиканской конференции студентов и аспирантов высших учебных заведений Республики Беларусь «НИРС-2005». Мн.: 2006. С. 217.
 35. Андреевский А.В. Моделирование тепловых характеристик полупроводниковых светодиодов на основе InGaN // Физика конденсированного состояния: тезисы докл. XV Респ. науч. конф. аспирантов, магистрантов, студентов. В 2 ч. Ч. 1. Гродно: ГрГУ, 2000. С. 5-9.
 36. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М.: Мир, 1967. 477 с.
 37. Porowski S., Grzegory I. Properties of Group III Nitrides (EMIS Data review Series11). London: INSPEC, IEE, 1994. 526 p.
 38. Porowski S. Near Defect Free GaN Substrates // MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 1999. Vol. 4S1. Art. G1.3.
 39. Vartuli C.B., Pearton S.J., Abernathy C.R. et al. Wet chemical etching survey of III-nitrides // Solid-State Electron. 1997. Vol. 41, № 12. P. 1947-1951.
 40. Hino T., Tomiya S., Miyajima S. et al. Characterization of threading dislocations in GaN epitaxial layers // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76, № 23. P. 3421-3423.
 41. Wen T.C., Lee W.I., Sheu J.K. and Chi G.C. Observation of dislocation etch pits in epitaxial lateral overgrowth GaN by wet etching // Solid-State Electron. 2002. Vol. 46, № 4. P. 555-558.
 42. Trampert A., Brandt O. and Ploog K. Crystal Structure of group III nitrides, in Gallium Nitride (GaN) I. // Semiconductors and Semimetals. 1988. Vol. 50. P.167-192.
 43. Perlin P., Jauberthie-Carillon C., Itie J.P. et al. Raman-scattering and X-ray absorption spectroscopy in gallium nitride under high pressure // Phys. Rev. B. Vol. 97, № 1. P. 83-89.
 44. Liu W. and Balandin A.A. Thermal Conduction in Al_xGa_{1-x}N alloys and thin films // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97, №7. Art. 073710.
 45. Tiede E., Thimann M., Sensse K. Über phosphoreszenzfähiges, durch Silicium aktiviertes Aluminiumnitrid // Chem. Berichte. 1928. Vol. 61, № 7. P. 1568-1573.

46. *Johnson W.C., Parsons J.B., Crew M.C.* Nitrogen compounds of gallium // *J. Chem. Phys.* 1932. Vol. 36, № 10. P. 2651-2654.
47. *Juza R., Hahn H.* Über die Kristallstrukturen von Cu₃N, GaN und InN // *Zeitschr. Anorgan. Allem. Chem.* 1938. Vol. 239, №3. P. 282-287.
48. *Davydov V.Yu., Klochikhin A.A., Seisyan R.P. et al.* Absorption and Emission of Hexagonal InN. Evidence of Narrow Fundamental Band Gap // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 2002. Vol.229, № 3. P. R1-R3.
49. *Davydov V.Yu., Klochikhin A.A., Emtsev V.V. et al.* Band Gap of InN and In-Rich In_xGa_{1-x}N alloys (0.36<x<1) // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 2002. Vol. 230, №2. P. R4-R6.
50. *Florescu D.I., Asnin V.M. and Pollak F.H.* Thermal Conductivity Measurements of GaN and AlN (Special Feature) // *Comp. Semicond.* 2001. Vol. 7, № 3. P. 62-67.
51. *Krukowski S., Witek A., Adamczyk J. et al.* Thermal Properties of indium nitride // *J. Phys. Chem. Sol.* 1998. Vol. 59, № 3. P. 289-295.
52. *Grimme H.G., Koelmans H.* Emission near the absorption edge and other emission effects of GaN // *Z. Naturforsch.* 1959. № 14a. P. 264-271.
53. *Maruska H.P., Tietjen J.J.* The preparation and properties of vapor-deposited single crystalline GaN // *Appl. Phys. Lett.* 1969. Vol. 15. P. 327-332.
54. *Ilegems M. and Montgomery H.C.* Electrical properties of n-type vapor-grown gallium nitride // *J. Phys. Chem. Sol.* 1973. Vol. 34. P.885-888.
55. *Monemar B.* Fundamental Energy Gap of GaN from photoluminescence excitation spectra // *Phys. Rev. B.* 1974. Vol. 10. P. 676-679.
56. *Osamura I., Naka S. and Murakami Y.* Preparation and optical properties of GaInN thin films // *J. Appl. Phys.* 1975. Vol. 46. P. 3432-3436.
57. *Ejder E.* Refractive index of GaN // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1971. Vol. 6. P.445-448.
58. *Pankove J.I., Miller E.A. and Berkeyheiser J.E.* GaN blue light-emitting diodes // *J. Lumin.* 1972. Vol. 5. P. 84-88.
59. *Dingle R., Shaklee K.L., Leheny R.F. et al.* Stimulated Emission and Laser Action in Gallium Nitride // *Appl. Phys. Lett.* 1971. Vol. 19, № 1. P. 5-7.
60. *Yoshida S., Misawa S. and Gonda S.* Improvement of the electrical and luminescent properties of reactive molecular beam epitaxy grown GaN films by using AlN-coated sapphire substrates // *Appl. Phys. Lett.* 1983. Vol. 42. P.427-430.
61. *Amano H., Sawaki N., Akasaki I. and Toyoda Y.* Metallorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer // *Appl. Phys. Lett.* 1986. Vol. 48. P. 353-357.

62. *Akasaki J., Amano H., Koide Y. et al.* Effects of AlN buffer layer on crystallographic structure and on electrical and optical properties of GaN and Ga_xAl_{1-x}N (0<x<0,4) films grown on sapphire substrate by MOVPE // *J. Cryst. Growth.* 1989. Vol. 98. P. 209-213.
63. *Nakamura S., Harada Y. and Senoh M.* Novel metalorganic chemical vapor deposition system for GaN growth // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 58. P.2021-2023.
64. *Nakamura S.* GaN growth using GaN buffer layer // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 30. P. L1705-L1708.
65. *Amano H., Kito M., Hiramatsu K. and Akasaki I.* P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI) // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1989. Vol. 28. P. L2112-L2115.
66. *Nakamura S., Iwasa N., Senoh M. and Mukai T.* Hole Compensation Mechanism of P-Type GaN Films // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 31. P.1258-1266.
67. *Nakamura S., Mukai T., Senoh M. and Iwasa N.* Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 31. P.L139-L145.
68. *Nakamura S., Iwasa N., Senoh M. and Mukai T.* Hole Compensation Mechanism of P-Type GaN Films // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 31. P.1258-1266.
69. *Nakamura S., Senoh M. and Mukai T.* Highly P-Typed Mg-Doped GaN Films Grown with GaN Buffer Layers// *Jpn. J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 30. P. L1708-L1711.
70. *Edmont J.A., Kong H.S. and Carter C.H. Jr.* Blue LEDs, UV photodiodes and high-temperature rectifiers on 6H-SiC // *Physica B.* 1993. Vol.185, №1-4. P. 453-460.
71. *Foresi J.S., Moustakas T.D.* Metal contacts to gallium nitride // *Appl. Phys. Lett.* 1993. Vol. 62, №22. P. 2859-2861.
72. *Fan Z., Mohammad S.N., Kim W.* Very low resistance multilayer Ohmic contact to p-GaN // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 68, № 12. P. 1672-1674.
73. *Trexler J.T., Pearton S.J., Holloway P.H. et al.* Comparison of Ni/Au, Pd/Au and Cr/Au metallizations for ohmic contacts to p-GaN // *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 1997. P. 1091-1096.

74. *Mori T., Kozawa T., Ohwaki T. et al.* Schottky barriers and contact resistances on p-type GaN // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 69, № 23. P.3537-3539.
75. *Jang J.S., Park K.H., Jang H.K. et al.* Ohmic contacts to p-type GaN using a Ni/Pt/Au metallization scheme // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1998. Vol. 16, №6. P. 3105-3107.
76. *Lee J. L., Wei L., Tanigawa S. et al.* Evidence for the passivation effect in (NH₄)₂S_x-treated GaAs observed by slow positrons // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 58, № 11. P. 1167-1169.
77. *Lee J.L., Kim J.K., Lee J.W. et al.* Effect of surface treatment by KOH solution on ohmic contact formation of p-type GaN // *Solid-State Electron.* 1999. Vol. 43, № 2. P.435-438.
78. *Ho J. K., Jong Ch. S., Chiu C.C. et al.* Low-resistance Ohmic contact to p-type GaN // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 74, №9. P. 1275-1277.
79. *Chu C.F., Yu C.C., Wang Y.K. et al.* Low-resistance ohmic contacts on p-type GaN using Ni/Pd/Au metallization // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77, №21. P.3423-3425.
80. *Adivarahan V., Lunev A., Khan M.A. et al.* Very-low-specific-resistance Pd/Ag/Au/Ti/Au alloyed ohmic contact to p-GaN for high-current devices // *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 78, №18. P. 2781-2783.
81. *Nakamura S., Mukai T. and Senoh M.* High-power GaN p-n junction blue-light-emitting diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 30. P. L1998-L2002.
82. *Nakamura S., Senoh M. and Mukai T.* High-power InGaN/GaN double-heterostructure violet light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* 1993. Vol. 62. P. 2390-2394.
83. *Nakamura S., Mukai T. and Senoh M.* High-power InGaN/GaN double heterostructure blue-green-light-emitting-diodes // *J. Appl. Phys.* 1994. Vol.76. P. 8189-8193.
84. *Nakamura S., Senoh M., Iwasa N. and Nagahama S.* High-power InGaN single-quantum-well-structure blue and violet light-emitting-diodes // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 67. P. 1868-1871.
85. *Nakamura S., Senoh M., Iwasa N. and Nagahama S.* High-brightness InGaN blue, green and yellow light-emitting diodes with quantum well structures // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1995. Vol. 34. P. L797-L801.
86. *Nakamura S., Senoh M., Nagahama S. et al.* InGaN multi-quantum-well-structure laser diodes with cleaved mirror cavity facets // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1996. Vol. 35. P. L217-L222.

87. *Nakamura S., Senoh M., Nagahama S. et al.* Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well structure laser diodes // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 69. P. 4056-4060.
88. *Nakamura S., Senoh M., Nagahama S. et al.* Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well structure laser diodes with a lifetime of 27 hours // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 70. P. 1417-1423.
89. *Usui A., Sunakawa H., Sakai A. and Yamaguchi A.A.* Thick GaN Epitaxial Growth with Low Dislocation Density by Hydride Vapor Phase Epitaxy // *Jap. J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 36, Part 2, №7B. P. L899-L902.
90. *Kapolnek D., Keller S., Ventury R. et al.* Anisotropic epitaxial lateral growth in GaN selective area epitaxy // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 71, №9. P. 1204-1214.
91. *Pankove J.I., Berkeyheiser J.E., and Miller E.A.* Properties of Zn-doped GaN and Photoluminescence // *J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 45, № 3. P. 1280-1286.
92. *Nakamura S., Fasol G.* The Blue Laser Diode GaN Based Light Emitters and Lasers. Springer-Verlag Berlin and Heidelberg: 1997. 343 p.
93. *Jackson J.D.* Classical electrodynamics. New York: Wiley, 1962. 625 p.
94. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
95. *Kawano K., Kitoh T.* Introduction to optical waveguide analysis: solving Maxwell's equations and Schrödinger equation. New York: Wiley, 2001. 273 p.
96. *Bergmann M.J. and Casey H.C. Jr.* Optical-field calculations for lossy multiple-layer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ laser diodes // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol.84. P. 1196-1203.
97. *Гончаренко А.М., Карпенко В.А.* Основы теории оптических волноводов. М.: УРСС, 2004. 240 с.
98. *Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г.* Полупроводниковые лазеры. М.: Наука, 1976. 416 с.
99. *Данильчик А.В., Зубелевич В.З., Андриевский А.В., Дикте У.* Определение коэффициента усиления в лазерной гетероструктуре InGaN/GaN со множественными квантовыми ямами, выращенной на кремниевой подложке // Школа-семинар молодых ученых и специалистов "Современные проблемы физики - 2004": материалы конференции. Мн.: ИФ НАНБ, 2004. С. 84-88.

100. Луценко Е.В., Данильчик А.В., Войнилович А.Г., Андриевский А.В. и др. Оптическое усиление в гетероструктурах с квантовыми ямами и дисками InGaN/GaN, CdSe/ZnMgSSe // Квантовая электроника: материалы V международной научно-технической конференции. Мн.: Академия управления при Президенте Республики Беларусь, 2004. С. 73-76.
101. Feltin E., Beaumont B., Laügt M. et. al. Stress control in GaN grown on silicon (111) by metalorganic vapor phase epitaxy // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol.79, № 20. P.3230-3232.
102. Панфиленок Е.С., Манак И.С., Леоненя М.С., Чижик Д.И. Формирование низкоразмерных структур лазерным методом // Электроника-инфо. 2008. Т. 6. С.53-58.
103. Карпович И.А. Квантовая инженерия: самоорганизованные квантовые точки // Соровский образовательный журнал. 2001.Т.7, №11. С. 102-108.
104. Фотоника: анализ и приложения. Под ред. И.С. Манака. Мн.:Акад. упр. При Президенте Респ. Беларусь, 2007. 188с.
105. Elfving A. Near-infrared photodetectors based on Si/SiGe nanostructures // Linköping University, The Department of Physics, Chemistry and Biology 2006. 74p.
106. Олейников В.А., Суханова А.В., Набиев И.Р. Флуоресцентные полупроводниковые нанокристаллы в биологии и медицине // Российские нанотехнологии. 2007. Т.2, №1-2. С. 160-173.
107. Niemeyer C.M. Nanoparticles, proteins, and nucleic acids: biotechnology meets materials science // Angew. Chem. Int. Edn. Eng. 2000. Vol. 40. P. 4128.
108. Войнилович А.Г., Манак И.С. Формирование полупроводниковых квантовых точек // Полупроводниковые лазеры: Сб.науч.статей. Вып.2. Отв.ред. И.С.Манак. Мн.:БГУ, 2003. С. 60-73.
109. Леоненя М.С., Манак И.С., Панфиленок Е.С., Чижик Д.И. Формирование квантовых точек методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Электроника-инфо. 2008. Т. 8. С.54-58.
110. De Mello Doneg'a C., Liljeroth P., Vanmaekelbergh D. Physico-chemical evaluation of the hot-injection method, a synthesis route for monodisperse nanocrystals // Small. 2005. Vol. 1. P.1152-1162.
111. Medvid' A., Lytvyn P. Dynamics of laser ablation in SiC // Materials Science Forum. 2004. Vol. 457-460. P. 411-414.

112. *Fedorenko L.L., Yusupov M.M., Litvin Yu.M. et.al.* Laser Assisted Formation of SiC Nano-tips for Field Emission Application // *Solid State Phenomena* 2003. Vol. 94. P. 145-148.
113. *Medvid' A., Dmytruk I., Onufrijevs P. and Pundyk I.* Properties of nanostructures formed by laser radiation on a surface of Ge, Si and GaAs single crystals // *JLMN-Journal of Laser Micro/ Nanoengineering*. 2006. Vol.1, №3. P. 72-75.
114. *Аверкиева Н.С., Казакова Л.П., Лебедев Э.А. и др.* Оптические и электрические свойства пористого арсенида галлия // *Физика и техника полупроводников* 2000. Т 34, №6. С 757-761.
115. *Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С.* Теория полупроводниковых лазеров. Уч. Пособие по спецкурсу для студентов. Мн.:Белгосуниверситет, 1995. 108с.
116. *Панфиленок Е.С., Леоненя М.С., Чижик Д.И.* Формирование низкоразмерных структур методом лазерной абляции // *Сб. материалов (по итогам работы МНПК, Минск, 23-24 апреля 2008г.)*. Под ред. Н.А.Цырельчука. Мн.:МГВРК, 2008. С.108-109.
117. *Казакевич П.В.* Образование наночастиц при лазерной абляции металлов в жидкости. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук // *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН. Москва: 2008. 23 с.*
118. *Казакевич П.В., Симакин А.В., Шафеев Г.А.* Образование периодических структур при лазерной абляции металлических мишеней в жидкости // *Квантовая электроника*. 2005. Т. 35, №9. С. 831-834.
119. *Симакин А.В., Шафеев Г.А., Воронов В.В.* Образование наночастиц при лазерной абляции твердых тел в жидкостях // *Труды института общей физики им. А.М. Прохорова*. 2004. Т. 60. С. 83-106.
120. *Казакевич П.В., Воронов В.В., Симакин А.В., Шафеев Г.А.* Образование наночастиц меди и латуни при лазерной абляции в жидкости // *Квантовая электроника*. 2004. Т 34, №10. С. 951-956.
121. *Справочник по лазерам/ Под ред. А. М. Прохорова. В 2-х томах. Т.1. М.: Сов. радио, 1978. 504 с.*
122. *Наливко С.В., Кононенко В.К., Манак И.С.* Перестроечные характеристики асимметричных квантоворазмерных лазеров с неоднородным возбуждением // *ЖПС*. 1999. Т. 66, №5. С. 687 – 692.

123. *Kononenko V.K., Manak I.S., Nalivko S.V.* Design and characteristics of widely tunable quantum-well laser diodes// *Spectrochimica Acta. Part A.* 1999. Vol. 55, №10. P. 2091–2096.
124. *Kononenko V.K., Zakharova I.S.* Laser parameters of quantum-well heterostructures // *Preprint/ICTP. Trieste, 1991, №I C/91/63.* 26p.
125. *Кононенко В.К.* Оптические свойства квантоворазмерных гетероструктур. / *Препринт / ИФ АН БССР. Мн., 1987, №492.* 52с.
126. *Manak I.S., Ushakov D.V., Bialiauski U.S.* Wide and flat Waveguide gain spectrum in the $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ asymmetric multiple-quantum well heterostructures// *Physics and chemistry of solid state.* 2007. Vol. 8, №4. P. 814-817.
127. *Карасев Д.В., Кононенко В.К., Манак И.С., Харевич Д.Л.* Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур// *Лазерная техника и оптоэлектроника.* 1992. №3-4. С. 52-55.
128. *Манак И.С., Белявский В.С., Ушаков Д.В.* Лазерные диоды на многослойных ассиметричных квантовразмерных в оптическом диапазоне 0,7-3 мкм//*Фізика і технологія тонких плівок та наносистем. Матеріали XI Міжнародної конференції: У 2 т. Т.2. За заг. ред. проф. Фріка Д.М. Івано-Франківск: Видавничо-дизайнерський віділ ЦІТ Прикарпатського університету імені Василя Стефаника, 2007. С. 185.*
129. *Манак И.С., Белявский В.С., Ушаков Д.В.* Лазерные диоды с широким плоским спектром волноводного усиления в диапазоне 1 – 3 мкм// *Нанофизика и наноэлектроника. XI Международный симпозиум 10 – 14 марта 2007г. Нижний Новгород Т.2. Нижний Новгород: 2007. С. 553-559.*
130. *Елисеев П.Г.* Введение в физику инжекционных лазеров М.: Наука, 1983. 294с.
131. *Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С., Наливко С.В.* Квантоворазмерные инжекционные лазеры – эффективные источники излучения для современных систем связи // *Изв. БИА.* 1999. №1/2. С.197-199.
132. *Манак И.С., Белявский В.С., Ушаков Д.В.* Формирование плоского спектра волноводного усиления в многослойных ассиметричных квантоворазмерных гетероструктурах на основе $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ // *17-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2007).*

- Севастополь, 10-14 сентября 2007. Материалы конф. Севастополь: Вебер, 2007. С. 582-583.
133. *Манак И.С., Ушаков Д.В, Белявский В.С.* Лазерные диоды с широким плоским спектром волноводного усиления в диапазоне 1-3 мкм // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72, №2. С. 262-164
 134. Лазерная дальнометрия. Под ред. В.П. Васильева. М.: Радио и связь, 1995. 257 с.
 135. *Манак И.С., Белявский В.С., Вуйцик В.* Лазерные диоды в импульсно фазовой дальнометрии// New Electrical and Electronic Technologies and their Industrial Implementation (NEET): сб. тезисов докладов по результатам работы 5-ой международной конференции, Закопане, Польша 12-15 июля 2007 года. Department of Electrical Devices and HV Techology Lublin University of Technology; edited by Tomasz Koltunowicz. Lublin: 2007. P. 40.
 136. *Белявский В.С., Манак И.С.* Особенности применения лазерных диодов в импульсно-фазовой светодальнометрии// Електромагнітний, ультразвуковий та оптичний неруйнівний контроль матеріалів. Збірник наукових праць. Львів 2007 р. /ФМИ, редкол. Учанин В.М. Львов: 2007 С. 191—194.
 137. *Bialiauski U., Manak I., Wojcik W.* Laser diodes in pulse-phase distance measurement// Przegląd electroniczny. 2008. №3. P. 57-60.
 138. *Манак И.С., Белявский В.С.* Особенности применения лазерных диодов в импульсно-фазовой светодальнометрии // Збірник тез доповідей V науково-технічної конференції ПРИЛАДОБУДУВАННЯ: стан і перспективи, 24-25 квітня 2007 р., м. Київ/ НТУУ “КПІ”. Ответственный редактор Ключко Т.Р. Київ: 2007. С. 83—84.
 139. *Козлов В.Л., Кононенко В.К., Кузьмин К.Г., Манак И.С.* Рециркуляционный дальномер на основе двухволнового рециркуляционного лазера // Датчики и системы. 2001. №7. С. 32-35.
 140. *Белявский В.С., Козлов В.Л., Манак И.С.* О повышении точности двухволнового рециркуляционного дальномера// Современная радиоэлектроника: научные исследования и подготовка кадров: сб. материалов (по итогам работы МНПК, Минск, 23-24 апреля 2008 г.). Под общ. ред. проф. Н.А. Цирельчука. Мн.: МГВРК, 2008. 186 с.
 141. *Ціхановіч В.У.* Фатонныя крышталі. // Полупроводниковые лазеры. 2003. Вып. 2. С. 161-194.

142. Ціхановіч В.У., Манак І.С., Ушакоў Дз.У. Аптычная бістабільнасць у аднамерных фатонных крышталях на аснове GaAs/AlAs слаёў // Вестник БГУ. Сер. 1. 2007 №2. С. 17-22.
143. Taflove A., Hagness S.C. Computational Electrodynamics: the finite-difference time-domain method. Boston: Artech House Publishers, 2000. 878 p.
144. Umashankar K.R., Taflove A. A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects // IEEE Trans. Electromagnetic Compability. 1982. Vol. 24. P. 397-405.
145. Kantartzis N.V., Tsiboukis T.D. A comparative study of the Berenger perfectly matched layer, the superabsorption technique and several higher-order ABC's for the FDTD algorithm in two and three dimensional problems // IEEE Transactions on Magnetics. 1997. Vol. 33, №2. P. 1460 – 1463.
146. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 616 с.
147. Ціхановіч В.У., Манак І.С., Ушакоў Дз.У. Дэфектныя моды ў аднамерных фатонных крышталях // Лазерная і оптыка-электронная техника: Сб. науч. статей Вып. 9. Мн.: ООО «Ковчег», 2005. С. 204—216.
148. Van Vught F.A. Optical waves in inhomogeneous kerr media beyond paraxial approximation. // Twente University Press. 2003. P. 15-42.
149. Nemes H. Defect modes caused by twinning in one-dimensional photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21, №3, P. 548-553.
150. Figotin A., Gorenstveig V. Localized electromagnetic waves in a layered periodic dielectric medium with a defect // Phys. Rev. B. 1998. P. 180–188.
151. Ціхановіч В.У., Манак І.С. Аналіз двухмерных фатонных крышталяў метадам канечных рознасцяў у часовай вобласці // Современная радиоэлектроника: научные исследования и подготовка кадров: сб. материалов (по итогам работы МНПК, Минск, 23 – 24 апреля 2008 г.). Под общ. ред. проф. Н.А. Цирельчука. Мн.: МГВРК, 2008. С. 149 – 151.
152. Catrysse P.B., Wandell A. Integrated color pixel in 0.18- μm complementary metal oxide semiconductor technology // Journal of the Optical Society of America, ser. A. 2003. Vol. 20, №12. P. 2293-2306.
153. Catrysse P.B., Suh W. and Fan S. One-mode model for patterned metal layers inside integrated color pixels // Optics Letters. 2004. Vol. 29, №9. P. 974-976.

154. United States Patent №7248297, Jul. 24, 2007. Integrated Color Pixel. *Catrysse P.B., Wandell B.A.*
155. *Козик С.Е.* Формирование узконаправленного излучения лазеров на основе фотонного кристалла // Лазерная физика и оптические технологии. Материалы VI Международной конференции 25-29 сентября 2006 г.: в 2 т. Т. 1. Гродно: 2006. С. 108-110.
156. *Козик С.Е.* Эффект высокой селективности направления распространения излучения в фотонных кристаллах // Квантовая электроника. Материалы VI Международной научно-технической конференции 14-17 ноября 2006 г. Мн.: 2006. С. 28-29.
157. *Козик С.Е., Манак И.С., Смирнов А.Г.* Эффект высокой селективности направления распространения излучения в фотонных кристаллах // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. науч. ст. вып.10. Мн.: 2006. С. 64-70.
158. Announcement from the Jet Propulsion Laboratory, June 20, 1995 [Electronic resource]. 1995. Mode of access: http://www.jpl.nasa.gov/releases/95/release_1995_9541.html. Date of access: 10.10.2006.
159. *Lule T., Benthien S., Keller H., Mutze F. et. al.* Sensitivity of CMOS based imagers and scaling perspectives // IEEE Transactions on Electron Devices. 2000. Vol. 47, № 11. P. 2110 – 2122.
160. *Fossum E.R.* CMOS Image Sensors: Electronic Camera On A Chip // IEEE Transactions on Electron Devices. 1997. Vol. 44. P. 1689-1698.
161. *Kleinfelder S.* High-speed, high-sensitivity, low-noise CMOS scientific image sensors // Proceedings of SPIE. 2004. Vol. 5274. P. 194-205.
162. *Козик С.Е., Смирнов А.Г., Манак И.С.* Формирование дифракционного спектрального фильтра в цветных пикселях, изготавливаемых по технологии CMOS // Современная радиоэлектроника: научные исследования и подготовка кадров. Материалы Международной научно-практической конференции 10-11 апреля 2007 г.: в 4 т. Т. 1. Мн.: 2007. С. 157-160.
163. *Козик С.Е., Манак И.С., Смирнов А.Г.* Формирование дифракционных микроразмерных оптических фильтров // Proceedings on International Conference on New Electrical and Electronic Technologies and their Industrial Implementation, NEET-2007. June 12-15, 2007. Zakopane:2007. p. 42.
164. *Козик С.Е., Манак И.С., Смирнов А.Г.* Дифракционные микроразмерные оптические фильтры // Электроника-инфо. 2008. № 8. С. 18-21.

165. *Yee K.S.* Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transition Antennas Propagation. 1966. Vol. 14, № 3. P. 302-307.
166. *Andersson U.* Time-Domain Methods for the Maxwell Equations: Doctoral Dissertation. Stockholm: 2001. 160 p.
167. *Gedney S.* Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain. University of Kentucky, 2003. 60 p.
168. *Taflove A.* Computational Electrodynamics. The Finite-Difference Time-Domain Method. Boston: Artech House, 1995. 599 p.
169. *Kunz K.S., Luebbers R.J.* The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetism. Boston: CRC Press, 1993. 448 p.
170. *Буйкевич А.Г., Манак И.С., Козик С.Е.* Влияние компонентного состава барьерных слоёв квантоворазмерной гетероструктуры на поляризацию излучения // Квантовая электроника. Материалы V Международной научно-технической конференции 22-25 ноября 2004 г. Мн.: 2004. С. 99.
171. *Козик С.Е.* Анализ поляризационных характеристик лазерной структуры, состоящей из двух разнородно напряжённых квантовых ям // Физика конденсированного состояния. Материалы 14 республиканской научной конференции аспирантов, магистрантов и студентов 26-28 апреля 2006 г. Гродно: 2006. С. 38-41.
172. *Левин Г.Г., Вишняков Г.Н.* Оптическая томография. М.:1989. 382 с.
173. *Головина Н.В., Манак И.С.* Сравнительные возможности лазерной томографии //Лазеры для медицины, биологии, экологии: Тезисы докл. конф. С-Петербург, 19-20 янв. 2005 г. С-Петербург: 2005. С.9-10.
174. *Головина Н.В., Манак И.С., Фираго В.А.* Сравнительные возможности лазерной томографии // Лазерная оптико-электронная техника. Сб. научных статей. Выпуск 9. Мн.: ООО Ковчег, 2005. С. 245-259.
175. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т1. М.: 1981, 285 с.
176. *Подгаецкий В.М.* Модели распространения излучения для систем медицинской лазерной томографии // Медицинская техника. 1999. № 6. С.3-11.
177. *Воробьев И.С., Подгаецкий В.М., Смирнов А.В, Терещенко С.А* Ослабление и рассеяние лазерного излучения малой длительности в сильнорассеивающей среде //Квантовая электроника. 1997 Т.24, №7. С.145-153.

178. *Сомкин П.Б.* Обзор аппаратных методов исследования кожного покрова тела человека и его механических свойств // Вестник, серия «Естественнонаучная». 2001. Т.6, №1. С.36-42.
179. *Терещенко С.А., Подгаецкий В.М., Воробьев И.С., Смирнов А.В.* Раздельное наблюдение баллистических и рассеянных фотонов при распространении коротких лазерных импульсов в сильнорассеивающей среде // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, №9. С.853-856.
180. *Хермен Г.* Восстановление изображения по проекциям. Основы реконструктивной томографии // Пер с англ. М.: Мир. 1983. 211 с.
181. *Подгаецкий В.М., Терещенко С.А.* Количественное определение условий разделения баллистических и рассеянных фотонов в лазерном ультракоротком импульсе, прошедшем через сильнорассеивающую среду // ДАН. 1999. Т.366, №1. С.39-42.
182. Лазеры в клинической медицине. Под ред. Плетнева С.Д.. М.: Медицина. 1996. 323 с.
183. *Головина Н.В.* Возможности оптической когерентной томографии // Физика конденсированного состояния. Тезисы докл. конф. Гродно, 26-28 апр. 2005 г. Гродно: 2005. С. 286-287.
184. *Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Тарлыков В.А.* Основы лазерной техники. Ленинград: Машиностроение, 1990. 386 с.
185. *Воробьев Н.С., Подгаецкий В.М., Смирнов А.В., Терещенко С.А.* Ослабление и рассеяние вперед лазерного излучения малой длительности в сильнорассеивающей среде. // Квантовая электроника. 1997. Т.24, №7. С.667-670.
186. *Селищев С.В., Терещенко С.А.* Нестационарная двухпоточковая модель переноса излучения для томографии рассеивающих сред // ЖТФ. 1997. Т.67, №5. С.61-65.
187. *Меглинский И.В.* Моделирование спектров отражения оптического излучения от случайно-неоднородных многослойных сильнорассеивающих и поглощающих свет сред методом Монте-Карло // Квантовая электроника. 2001. Т.31. С.1101-1107.
188. *Манак И.С., Головина Н.В.* Моделирование процессов распространения лазерного излучения в неоднородной биоткани методом Монте-Карло // Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии: сборник науч. статей. Мн.: БГУИР, 2006. 372 с.
189. *Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П.* Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989. 240 с.

190. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: изд-во Саратовского унта, 1998. 262 с.
191. Тихонов А.Н., Гончаровский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1990. 143 с.
192. Тихонов А.Н., Гончаровский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 185 с.
193. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 213 с.
194. Troy T.L., Thennadil S.N. Optical properties of human skin in the near infrared wavelength range of 1000 to 2200 nm. // *J. Biomed. Opt.* 2001. Vol.6. P.167-176.
195. Меглинский И.В., Башкатов А.Н., Генина Э.А. и др. Исследование возможности увеличения глубины зондирования методом отражательной конфокальной микроскопии при иммерсионном просветлении приповерхностных слоев кожи человека // *Квантовая электроника*. 2002. Т.32. С.875-882.
196. Зимняков Д.А., Максимова И.Л., Тучин В.В. Управление оптическими свойствами биотканей. II. Когерентно-оптические методы исследования структуры тканей // *Оптика и спектр*. 2000. Т.88, № 6. С.1026-1034.
197. Тучин В.В., Башкатов А.Н., Генина Э.А. и др. In vivo исследование динамики иммерсионного просветления кожи человека // *Письма в ЖТФ*. 2001. Т.27, №12. С.10-17.
198. Головина Н.В. Когерентная томография подкожных новообразований // *Электроника – инфо*. 2007. №6. С.57-59.
199. Головина Н. В. Моделирование взаимодействия лазерного излучения с кожным покровом. Сборник работ 64-й научной конференции студентов и аспирантов Белгосуниверситета. Минск 15-18 мая 2007 г в 3-х частях. Ч.1. Мн.:БГУ, 2007. С.37-41.
200. Головина Н.В., Манак И.С. Исследование биологических объектов методами оптической когерентной томографии // *Сборник тезисов докладов X Республиканской научной конференции студентов и аспирантов высших учебных заведений Республики Беларусь*. Минск 14-16 февраля 2006 г в 3-х частях. Ч.2. Мн.: БГУ, 2005. С. 240.

Научное издание

Манак Иван Степанович
Андриевский Андрей Вацлавович
Белявский Владислав Станиславович и др.

**ФОТОНИКА:
ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ**

Монография

Под редакцией кандидата физико-математических наук, доцента
И. С. Манака

В авторской редакции

Ответственный за выпуск И.С. Манак
Компьютерная верстка В. С. Белявского

Подписано в печать 23.09.2008. Формат 60x84/16. Бумага офсетная.
Ризография. Усл. печ. л. 17,6. Уч.-изд. л. 18,9. Тираж 100 экз.
Зак. 195с.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Академия управления при Президенте Республики Беларусь

ЛИ № 02330/0056905 от 01.04.2004 г.
ЛИ № 02330/0056905 от 11.05.2004 г.

Отпечатано с оригинал-макета заказчика
220007, Минск, ул. Московская, 17