

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Генерация импульсов терагерцового излучения под действием фемтосекундных
лазерных импульсов в кристалле ZnTe.

"Допущен к защите"
"_____" декабря 2003 г.

Зав. кафедрой ОФиВП

проф. В.А. Макаров

Дипломная работа
студента 6-го курса
Шуваева А.В.

Научные руководители:

к.ф.-м.н.

Назаров М.М.

к.ф.-м.н., с.н.с.

Шкуринов А.П.

Москва – 2003 г.

Аннотация.

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию генерации импульсов терагерцового излучения (ТГИ) в нелинейном-оптическом полупроводниковом кристалле ZnTe под действием интенсивных оптических фемтосекундных лазерных импульсов. ТГИ – соответствует малодоступному дальнему ИК диапазону, с частотами 10^{11} - 10^{13} Гц, энергии порядка мэВ, субмиллиметровым длинам волн. Получаемые в данной работе импульсы ТГИ, когерентны, направлены, имеют относительно высокую пиковую интенсивность. Эти сверхкороткие импульсы содержащие 1-1.5 периода колебаний имеют ширину спектра (1.5 ТГц) превышающую несущую частоту (0.7 ТГц).

Исследованы поляризационная зависимость эффективности генерации, зависимость эффективности генерации от мощности, интенсивности лазерного излучения и от размеров пучка. Анализируется направленность и расходимость ТГИ. Измерены оптические линейные и нелинейные свойства ZnTe. Используя методику z-скана, измерен коэффициент двухфотонного поглощения в кристалле. Определена роль двухфотонного поглощения для эффективности генерации ТГИ. Обнаружено резкое ослабление эффективности ТГИ при точной фокусировке оптического луча, обсуждаются механизмы этого явления.

Содержание:

Аннотация.	2
Глава 1. Введение.....	4
1.1 Движение свободных носителей заряда в полупроводнике, индуцированное фемтосекундными лазерными импульсами, как источник терагерцового излучения.	5
1.2. Генерация импульсного терагерцового излучения, как процесс оптического выпрямления.	9
Глава 2. Генерация импульсов терагерцового излучения под действием фемтосекундных оптических импульсов в кристалле ZnTe.....	13
2.1 Поляризационная зависимость эффективности генерации терагерцового излучения.	14
2.2 Зависимость мощности терагерцового излучения от мощности лазерного излучения.	17
2.3 Z-скан.	17
Глава 3. 19	
3.1 Линейные оптические свойства полупроводниковых кристаллов ZnTe.....	19
3.2. Методика измерения двухфотонного поглощения.	25
3.3 Результаты эксперимента по определению коэффициента двухфотонного поглощения в кристалле ZnTe.....	32
3.4 Учет двухфотонного поглощения в зависимости мощности генерируемого терагерцового излучения от расстояния до перетяжки.	34
Заключение.	38
Благодарности.	38
Литература.	39

Глава 1. Введение

Терагерцовым излучением принято называть электромагнитное излучение с частотами 10^{11} - 10^{12} Гц. Изучение взаимодействия терагерцового излучения с веществом является актуальной задачей физики. В терагерцовом диапазоне лежат частоты многих вращательных переходов молекул газов и жидкостей, частоты оптических фононов многих твердых тел. Спектроскопия терагерцового диапазона дает возможность изучать динамику концентрации свободных носителей в полупроводниках. Поэтому важной задачей является изучение принципов генерации электромагнитного излучения терагерцового излучения, с целью дальнейшей оптимизации. Этой задаче и посвящена эта работа.

На данный момент существует несколько способов генерации терагерцового излучения. Исторически первым терагерцовое излучение было получено с помощью ключа Остона. Принцип генерации терагерцового излучения с помощью ключа Остона заключается в создании временной фотопроводимости полупроводника под действием лазерных импульсов. На полупроводник на небольшом расстоянии (10-100мкм) наносятся две металлические полоски, лазерное излучение фокусируется на поверхность полупроводника между полосками, к которым прикладывается постоянное напряжение. Лазерный импульс индуцирует всплеск концентрации свободных носителей, что и приводит к резкому увеличению электрического тока через полупроводник. Величина излученного электрического поля в приближении модели диполя Герца:

$$E \sim \int \frac{l}{r} \cdot \frac{dj}{dt} \sin q \, dx dy ,$$

где $\frac{dj}{dt}$ - скорость изменения индуцированного светом тока в полупроводнике, r - расстояние до точки наблюдения, q - угол относительно направления излучающего диполя, l – расстояние проходимое зарядом до рекомбинации, интеграл берется по всей излучающей области.

Генерация терагерцового излучения от поверхности полупроводника, вызванная движением свободных носителей, возможна и без наличия постоянного электрического поля. Ниже рассмотрим этот механизм генерации.

1.1 Движение свободных носителей заряда в полупроводнике, индуцированное фемтосекундными лазерными импульсами, как источник терагерцового излучения.

Если энергия фотонов лазерного импульса больше ширины запрещенной зоны E_g полупроводника, то при падении лазерного излучения на поверхность полупроводникового кристалла, происходит возбуждение электронов, сопровождающееся переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости, в результате в поверхностном слое кристалла увеличивается концентрация свободных носителей, за счет возникающих под действием света электронно-дырочных пар. Однако помимо процесса генерации свободных носителей, происходит излучательная и безизлучательная рекомбинация электронно-дырочных пар, а также постоянная диффузия свободных носителей. Таким образом, при постоянной интенсивности падающего лазерного излучения устанавливается постоянная во времени концентрация свободных носителей вблизи облучаемой поверхности кристалла.

Если длительность лазерного импульса много меньше времени релаксации населенности зоны проводимости, обусловленной рекомбинацией электронно-дырочных пар, то при падении импульсов на поверхность полупроводника, от импульса к импульсу происходят резкие всплески концентрации свободных носителей с дальнейшей релаксацией населенности зоны проводимости.

В отсутствии внешнего электрического поля, возможны два механизма генерации терагерцового излучения, вызванной движением носителей заряда в полупроводнике[1,2].

1.) В некоторых полупроводниках около поверхности возникает направленное перпендикулярно поверхности электрическое поле, являющееся результатом изменения границ зон электронных уровней вблизи поверхности. На рис.1 изображена зонная структура кристалла InP [2] электронных энергетических уровней вблизи поверхности полупроводника.

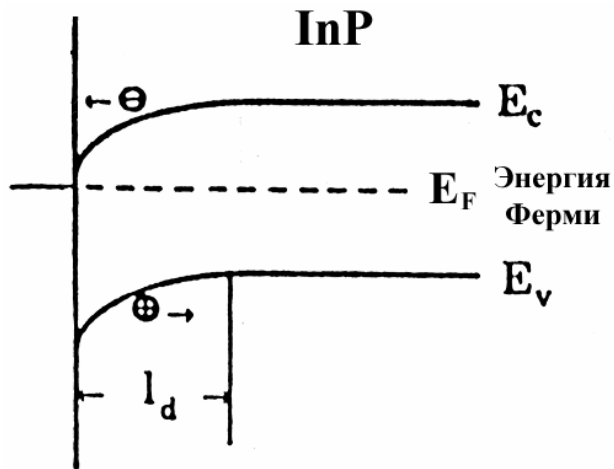


Рис. 1. Зонная структура полупроводника InP вблизи поверхности.

При фотовозбуждении поверхностного слоя полупроводника, собственное электрическое поле, направленное перпендикулярно к поверхности, приводит в движение индуцированные светом свободные носители заряда. Таким образом, после начала импульса в поверхностном слое возникают сильнозатухающие колебания плазмы, которые и излучают терагерцовые волны. При использовании лазерных импульсов с длительностью порядка 100 фс, максимум спектральной плотности излучения соответствует примерно 1 ТГц. Изменение легирования полупроводника с n – типа на p – тип приводит к смене знака поверхностного электрического поля на противоположный. Это влечет за собой изменение знака излученного терагерцового поля в дальней зоне $E(t)$. Для увеличения эффективности генерации терагерцового излучения пользуются различными методами, в том числе нанесением дополнительного поверхностного слоя, увеличивающего электрическое поле вблизи поверхности. Авторы [3] увеличили эффективность генерации терагерцового излучения на 25% за счет нанесения на поверхность полупроводника GaAs n-типа дополнительного слоя (толщиной 70 нм) арсенида галлия, выращенного при низкой температуре.

Амплитуда излученного терагерцового поля $E(t)$ в направлении падающего оптического излучения E_i и в направлении отраженного оптического луча E_r в приближении модели диполя Герца, используя плосковолновое приближение[2]:

$$E_r = h \cdot J \frac{\sin q_1}{\cos q_1 + \frac{n_2}{n_1} \cos q_2}; \quad E_i = -\frac{n_1}{n_2} E_r T(q_2),$$

где h - импеданс образца, q_1, q_2 – углы отраженного и преломленного излучения, n_1, n_2 – показатели преломления воздуха и образца, J - фототок через обедненный слой, зависящий от угла падения оптического излучения, $T(q_2)$ - коэффициент пропускания границы раздела сред полупроводник-воздух.

Выражение для фототока имеет следующий вид:

$$J = \frac{me}{hn} I_{onm} (1 - R(q_{onm})) \cdot \cos q_{onm} \int_0^x E_{in}(x) \cdot e^{-ax} dx,$$

где m – подвижность носителей, e – заряд электрона, hn - энергия оптического кванта, I_{onm} - интенсивность оптического излучения, q_{onm} - угол падения оптического излучения, $R(q_{onm})$ - коэффициент отражения оптического излучения от поверхности образца, E_{in} - напряженность поверхностного электрического поля, a – коэффициент линейного поглощения оптического излучения.

2.) Колебания плазмы под действием коротких световых импульсов в отсутствии поверхностного поля могут возникать в результате разной скорости диффузии электронов и дырок в полупроводнике. В большинстве полупроводников электроны имеют больший коэффициент диффузии, чем дырки. Поэтому после фотовозбуждения электроны диффундируют дальше вглубь полупроводника, создав тем самым диполь перпендикулярный поверхности полупроводника. Возникает электрическое поле, так называемое поле Дембера, вызывающее последующие сильнозатухающие колебания плазмы. При таком механизме генерации изменение типа легирования не влияет на знак генерируемого терагерцового поля $E(t)$.

Авторами работы[1] был рассмотрен процесс генерации терагерцового излучения для двух полупроводниковых кристаллов: GaAs n-типа и InAs n-типа. Авторы этой работы исследовали эволюцию концентрации носителей заряда в поверхностном поглощающем слое после лазерного возбуждения с энергией кванта выше ширины запрещенной зоны. Оказалось, что эволюции концентрации свободных носителей заряда для GaAs и InAs имеют принципиальные отличия. На рис.2. изображена динамика концентрации электронов, дырок, а также электрического потенциала

внутри поглощающего слоя полупроводников после начала поглощения фемтосекундного лазерного импульса. Временной момент $t=-0.25$ пс соответствует приходу лазерного импульса, а $t=0.25$ пс – полному поглощению импульса.

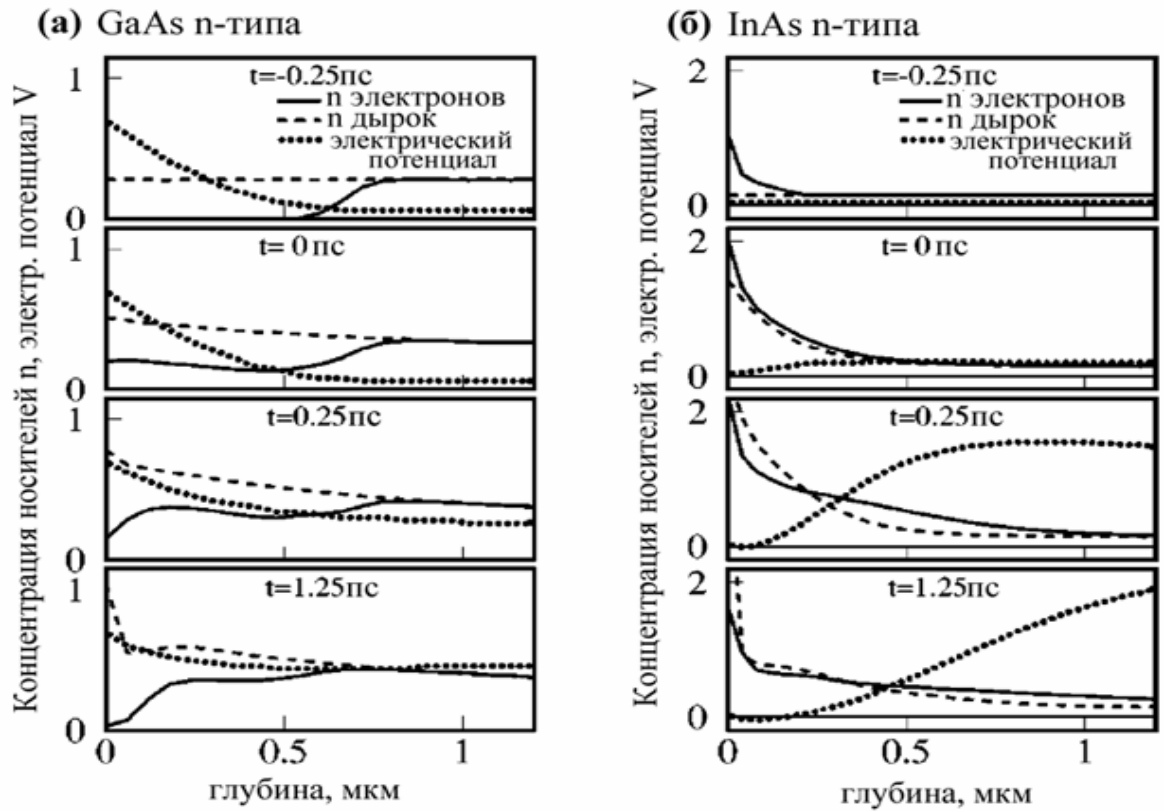


Рис. 2. Динамика свободных носителей для полупроводников GaAs n-типа и InAs n-типа, после возбуждения оптическим импульсом ($I=800\text{нм}$) длительностью 0,5 пс.

После поглощения половины импульса ($t=0$ пс) концентрация свободных носителей меняется в соответствии с экспоненциальным уменьшением интенсивности падающего света в поверхностном слое полупроводника. Следует отметить, что InAs имеет больший коэффициент поглощения для падающего оптического излучения. Важным является то, что большая часть свободных носителей в GaAs образовалась в области сильного, линейного поверхностного электрического поля. В то время как, в полупроводнике InAs большая часть свободных носителей образовалась в области пренебрежимо слабого электрического поля.

К моменту полного поглощения оптического импульса ($t=0,25\text{пс}$) в арсениде галлия электроны под действием поверхностного поля начинают двигаться вглубь кристалла от поверхности, дырки же наоборот двигаются к поверхности, что приводит к экранированию поля в обедненном слое. В полупроводнике InAs электроны и дырки начинают диффундировать внутрь кристалла, но различие в скорости диффузии для разных типов носителей, приводит к разности в концентрации электронов и дырок для одинаковой глубины внутрь кристалла. В результате создается сильное поле Дембера, которое и приводит к сильнозатухающим плазменным осцилляциям.

Следует отметить, что для описанных механизмов, генерации терагерцового излучения, вызванной фотоиндуцированными колебаниями плазмы, зависимость мощности терагерцового излучения от средней мощности оптического излучения линейная.

Помимо описанных способов генерации излучения терагерцового диапазона существует весьма эффективный механизм генерации терагерцового излучения в нелинейно-оптических кристаллах без центра симметрии под действием сверхкоротких лазерных импульсов. Данный механизм будет изложен ниже.

1.2. Генерация импульсного терагерцового излучения, как процесс оптического выпрямления.

В средах с оптической нелинейностью второго порядка $c^{(2)}$, возможен следующий нелинейно-оптический процесс:

$$P_i^{(2)}(0) = c_{i,j,k}^{(2)}(w-w; w, -w) \cdot E_j(w) \cdot E_k(w)^* \quad (1),$$

процесс оптического выпрямления, когда под действием монохроматического оптического излучения, в среде возникает поляризация на нулевой частоте.

Тензор $c_{i,j,k}^{(2)}(w-w; w, -w)$ может быть выражен через электрооптический

$$\text{коэффициент } r_{i,j,k} : c_{i,j,k}^{(2)}(w-w) = -\frac{e_{ii}^{(1)} e_{jj}^{(1)}}{4p} r_{ijk}.$$

Рассмотрим фемтосекундный лазерный импульс, распространяющийся в среде с квадратичной нелинейностью. Тогда для компонент электрического поля, возникающего вследствие наведения поляризации вида (1),

имеем:

$$\Delta E_i(\mathbf{r}, t) - \frac{e}{c^2} \frac{\partial^2 E_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4p}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 P_i^{(2)}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2},$$

где e - диэлектрическая проницаемость среды, $P^{(2)}$ - нелинейная поляризация, наведенная лазерным импульсом. После преобразования Фурье имеем:

$$\Delta \tilde{E}_i(\Omega, \mathbf{r}) - \frac{e(\Omega) \cdot \Omega^2 \cdot \tilde{E}_i(\Omega, \mathbf{r})}{c^2} = -\frac{4p \cdot \Omega^2 \cdot P_i^{(2)}(\Omega, \mathbf{r})}{c^2}, \quad (2)$$

где Ω - разностная частота (частота генерируемой волны), $\tilde{E}_i(\Omega, \mathbf{r})$ - комплексная амплитуда компоненты электрического поля на разностной частоте, $P_i^{(2)}(\Omega, \mathbf{r})$ - комплексная амплитуда нелинейной поляризации вида (1), где E_i, E_j надо понимать как комплексные амплитуды компонентов электрического поля лазерного излучения.

Из уравнения (2) видно, что излучение будет возникать на тех частотах, на которых соответствующая им комплексная амплитуда $\Omega^2 \cdot P_i^{(2)}(\Omega, \mathbf{r})$ отлична от нуля. Для фемтосекундного, гаусовского по времени лазерного импульса длительностью $2t$ (по уровню интенсивности $1/e$):

$$\Omega^2 \cdot P_i^{(2)}(\Omega, \mathbf{r}) \sim \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Omega^2}{(2/t)^2}\right). \text{ График этой функции представлен на рис.3.}$$

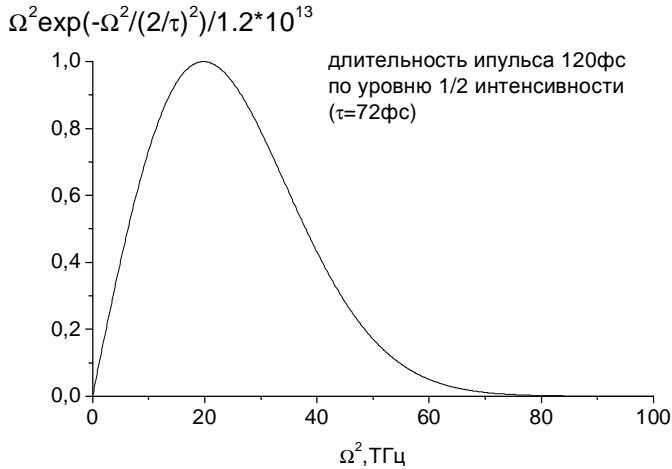


Рис.3.

$\Omega^2 \cdot P_i^{(2)}(\Omega, \mathbf{r})$ для фемтосекундного лазерного импульса длительностью 120фс.

К примеру, для фемтосекундного лазерного импульса, длительностью 120фс, максимум этой функции приходится на частоту ~ 20 ТГц, а на частоте 1ТГц значение функции составляет приблизительно 0.5% от максимума.

Таким образом, в нелинейно-оптических кристаллах с оптической нелинейностью второго порядка возможна генерация терагерцовых импульсов под действием фемтосекундного лазерного излучения. Однако эффективность генерации мала, КПД $\sim 10^{-6}$ [18,19], но сравнима, а для больших интенсивностей превосходит эффективность генерации по механизмам описанным в 1.1.

Существует несколько точных решений уравнения (2). Для лазерного пучка с постоянным поперечным распределением интенсивности в нелинейной среде, без учета дисперсии и поглощения на оптических и терагерцовых частотах, для гауссовского поперечного распределения интенсивности [4,5]:

$$P^{(2)}(t, \mathbf{r}, z) = c^{(2)} |A_0(\mathbf{r})|^2 \cdot I(t - z/u),$$

где $|A_0(\mathbf{r})|^2 = |A_0(0)|^2 \cdot e^{-\frac{r^2}{a^2}}$ - описывает поперечное распределение интенсивности, $I(t)$ - огибающая лазерного импульса, u – групповая скорость. Для частотно-углового спектра терагерцового поля на выходе из нелинейной среды:

$$\tilde{E}(\Omega, q, z) = i \left(c^{(2)} a^2 |A_0|^2 z \left(2p \cdot v c^2 \left(\frac{v}{c} + \cos q \right)^{-1} \right) \right) \cdot \Omega^2 \tilde{I}(\Omega) \exp \left(- \left(\frac{\alpha \Omega \cdot \sin q}{2v} \right)^2 - \frac{i \Omega \cdot z}{2} \left(\frac{1}{u} + \frac{\cos q}{v} \right) \right) \times \\ \times \sin(2q) \cdot \sin \left(\frac{\Omega \cdot z}{2} \left(\frac{1}{u} + \frac{\cos q}{v} \right) \right)$$

где $\tilde{I}(\Omega)$ – спектральная амплитуда $I(t)$, q – полярный угол относительно оси распространения лазерного импульса z , v – фазовая скорость электромагнитных волн на терагерцовых частотах, a – гауссовский радиус лазерного пучка.

Если в нелинейно-оптической среде фазовая скорость терагерцового излучения меньше групповой скорости лазерного импульса, то спектральная

плотность излучения $s(\Omega, q, z) = \frac{1}{8p^3} |\tilde{E}(\Omega, q, z)|^2$ достигает максимального значения

под черенковским углом $q_0 = \arccos\left(\frac{v}{u}\right)$. Фактически, в рассматриваемом случае

источник излучения, наведенная нелинейная поляризация, движется быстрее, чем порождаемое излучение, терагерцовая электромагнитная волна. Этот эффект аналогичен в этом смысле классическому черенковскому излучению.

Решение уравнения (2) в плоско-волновом приближении без учета дисперсии и поглощения терагерцового и оптического излучения было получено авторами [6]. Для кристалла толщиной L терагерцовое поле в области $z > L$:

$$E(z, t) \approx \frac{\frac{c}{v} + \frac{c}{u}}{1 + \frac{c}{v}} \cdot P^{(2)} \left(t - \frac{z-L}{c} - \frac{L}{u} \right) - \frac{2 \frac{c}{v} \left(1 + \frac{c}{u} \right)}{\left(1 + \frac{c}{v} \right)^2} P^{(2)} \left(t - \frac{x-L}{c} - \frac{L}{v} \right) \quad (3),$$

где c – скорость света в вакууме, u , v – как и ранее групповая скорость лазерного импульса, и фазовая скорость терагерцового излучения в нелинейно-оптической среде, $P^{(2)}$ – нелинейная поляризация, наведенная лазерным импульсом.

Первое член в выражении (3) отвечает за излучение, генерируемое у поверхности $z = L$, второй член за излучение, генерируемое у поверхности $z = 0$. В выражении (3) отсутствуют члены, возникающие в точном решении в результате переотражений оптического и терагерцового излучений.

В отличие от механизма генерации терагерцового излучения, обусловленного фотоиндуцированными плазменными колебаниями в поверхностном слое полупроводников, зависимость мощности терагерцового излучения от средней мощности оптического излучения квадратичная. Это означает, что КПД преобразования энергии оптического излучения в энергию терагерцового излучения линейно растет с интенсивностью оптического излучения. Таким образом, можно ожидать большей эффективности генерации, чем для описанного в главе 1.1 механизма.

Генерацию терагерцового излучения на нелинейности второго порядка наблюдали для многих нелинейно-оптических кристаллов, например в ZnTe, LiNbO₃, LiTaO₃, ADP, KDP, KTP, в органическом нелинейно-оптическом кристалле DAST[7].

В поликристалле ZnSe авторы работы[8] наблюдали генерацию терагерцового излучения под действием фемтосекундных лазерных импульсов, вызванную фотоиндуцированными плазменными колебаниями. Фотопроводимость возникала за счет двухфотонного поглощения в поликристалле.

Данная работа посвящена изучению генерации терагерцового излучения в кристалле ZnTe, эффективном источнике терагерцового излучения.

Глава 2. Генерация импульсов терагерцового излучения под действием фемтосекундных оптических импульсов в кристалле ZnTe.

В экспериментах по генерации терагерцового излучения под действием фемтосекундных лазерных импульсов, используется лазерное излучение с энергией фотона равной $1,6\text{ eV}$. Ширина запрещенной зоны кристалла ZnTe - 2.26 eV . Таким образом, генерация по механизму, описанному в главе 1.1 невозможна. Генерация излучения терагерцового диапазона происходит на оптической нелинейности $\chi^{(2)}$, в результате нелинейного отклика электронных облаков, никаких реальных электронных переходов при этом не происходит. Возникновение двухфотонного поглощения должно уменьшать эффективность генерации терагерцового излучения, вследствие возникающей фотопроводимости и деполяризации. Однако появление существенного двухфотонного поглощения может вызвать генерацию

излучения терагерцового диапазона за счет возникающих фотоиндуцированных колебаний плазмы. Влияние двухфотонного поглощения в полупроводниковом кристалле ZnTe на эффективность генерации терагерцового излучения не изучено в настоящее время.

Для исследования и оптимизации генерации терагерцового излучения в полупроводниковом кристалле ZnTe в нашей лаборатории была проведена серия экспериментов по определению поляризационной зависимости эффективности генерации, зависимости эффективности генерации от интенсивности и формы лазерного пучка. Для измерений использовался болометр, который позволяет измерять интегральную мощность терагерцового излучения. Для измерения временной формы терагерцового импульса использовалась дипольная антенна.

Для изучения влияния двухфотонного поглощения основного излучения на эффективность генерации, мною был измерен коэффициент двухфотонного поглощения для $\lambda = 770\text{ нм}$ с помощью методики z-скан (описание ниже), а также зависимость коэффициента пропускания образца для основной частоты при сильной фокусировке лазерного излучения от поляризации основного излучения.

2.1 Поляризационная зависимость эффективности генерации терагерцового излучения.

Результаты эксперимента по измерению зависимости мощности терагерцового излучения от поляризации падающего излучения изображены на рис. 5. По горизонтальной оси отложен угол, который составляет вектор электрического поля к оптической оси кристалла.

Построим данную зависимость на основании выше изложенной модели нелинейно-оптического процесса. Запишем выражение (1), в матричном виде с учетом симметрии кристалла ZnTe.

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_z E_y \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} = 2d_{14} \begin{pmatrix} E_z & E_y \\ E_z & E_x \\ E_x & E_y \end{pmatrix}$$

В силу симметрии для кристалла ZnTe ($\bar{4}3m$) в матрице d присутствуют только три отличные от нуля компоненты ($d_{14} = d_{25} = d_{36} \neq 0$).

Пусть (x,y,z) - кристаллографическая система координат, введем декартовую систему координат такую (x',y',z') , такую, что вектор напряженности электрического поля падающего света равен $\vec{E}' = (E, 0, 0)$, а волновой вектор $\vec{k}' = (0, 0, k)$.

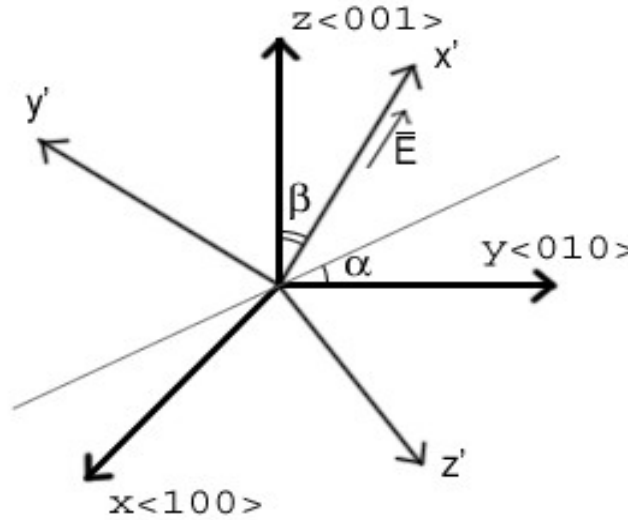


Рис. 4.
Кристаллографическая
(x,y,z) и лабораторная
(x',y',z') системы координат.

Формулы для преобразования систем координат:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin a \cdot \sin b & \sin a \cdot \cos b & \cos a \\ \cos a \cdot \sin b & -\cos a \cdot \cos b & \sin a \\ \cos b & \sin b & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin a \cdot \sin b & \cos a \cdot \sin b & \cos b \\ \sin a \cdot \cos b & -\cos a \cdot \cos b & \sin b \\ \cos a & \sin a & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix};$$

Тогда в кристаллографической системе координат (x,y,z) :

$$\vec{E} = E(-\sin a \cdot \sin b, \cos a \cdot \sin b, \cos b);$$

$$\vec{P} = 2d_{14}E^2(\cos a \cdot \sin b \cdot \cos b, -\sin a \cdot \sin b \cdot \cos b, -\sin a \cdot \cos a \cdot \sin^2 b)$$

Откуда в лабораторной системе координат (x',y',z') :

$$P = 2d_{14} \cdot E^2 (-3 \sin a \cdot \cos a \cdot \sin^2 b \cdot \cos b, \sin a \cdot \cos a \cdot \sin b \cdot (2 \cdot \cos^2 b - \sin^2 b), \sin b \cdot \cos b \cdot (\cos^2 a - \sin^2 a)).$$

Интенсивность терагерцового излучения в дальней зоне:

$$I \approx |\vec{P}|^2 = |\vec{P}|^2 = 4d_{14}^2 E^4 \sin^2 b \cdot (\sin^2 a \cdot \cos^2 a \cdot (9 \sin^2 b \cdot \cos^2 b + (2 \cos^2 b - \sin^2 b)^2) + \cos^2 b \cdot (\cos^2 a - \sin^2 a)^2).$$

Таким образом, для зависимости мощности терагерцового излучения от поляризации падающего лазерного излучения при нормальном падении на поверхность (110) кристалла ZnTe имеем:

$$a = 45^\circ;$$

$$I \approx d_{14}^2 E^4 \sin^2 b \cdot (9 \sin^2 b \cdot \cos b + (2 \cos^2 b - \sin^2 b)^2)$$

Аппроксимация данной теоретической зависимостью экспериментальных данных изображена на рис.2 сплошной линией. Аппроксимация производилась по двум параметрам А и В,

$$I_{расч} = A \cdot \sin^2 b \cdot (9 \sin^2 b \cdot \cos b + (2 \cos^2 b - \sin^2 b)^2) + B.$$

Необходимость введения параметра В, обусловлена присутствием в эксперименте постоянной шумовой составляющей.

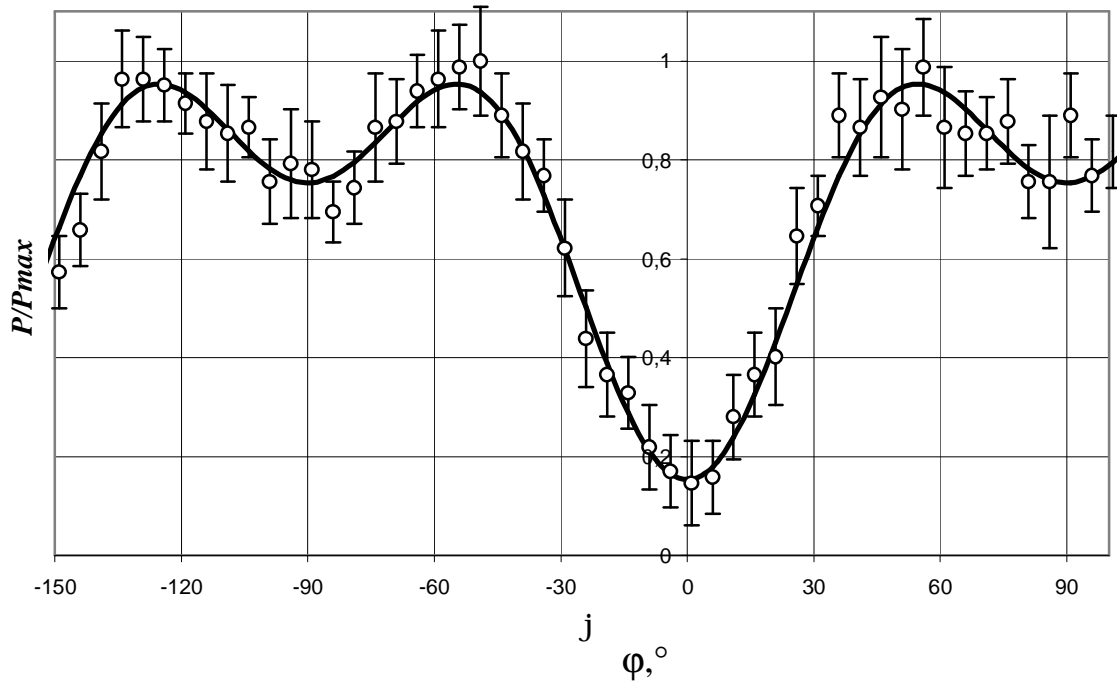


Рис.5 Зависимость мощности терагерцового изл

оптического излучения.

2.2 Зависимость мощности терагерцового излучения от мощности лазерного излучения.

На рис.6 изображена экспериментальная зависимость мощности терагерцового излучения на кристалле ZnTe от мощности падающего лазерного излучения. Фемтосекундный лазерный импульс ($\lambda = 770\text{ нм}$, $t_{\text{заус}} = 140\text{ фс}$) падает по нормали на поверхность кристалла ZnTe (поверхность (110), толщина кристалла 0.270 мм). Из экспериментальной данных видно, что зависимость терагерцового излучения от средней мощности фемтосекундного лазерного излучения квадратичная $P_{\text{THz}} \approx P_{\text{лазер}}^2$ (на рис.5 нанесена квадратичная аппроксимация, графики представлены в логарифмических осях), что согласуется с рассмотренной выше моделью, нелинейно-оптического процесса на квадратичной нелинейности $c^{(2)}(w - w; w, -w)$.

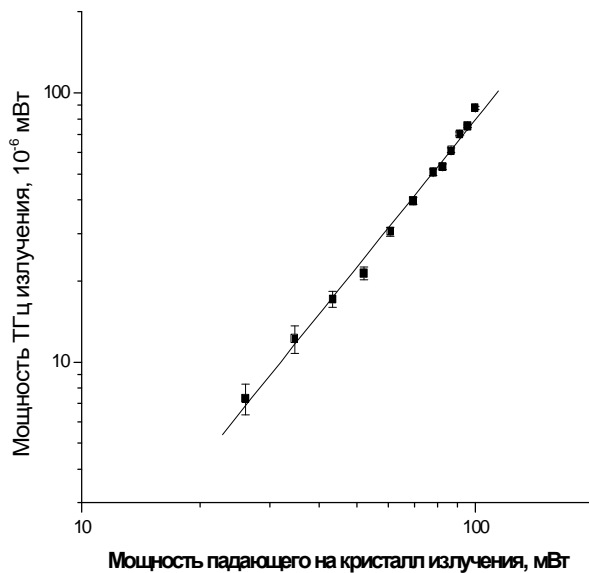


Рис. 6. Зависимость средней мощности терагерцового излучения от средней мощности лазерного излучения ($\lambda = 770\text{ нм}$; $t_{\text{заус}} = 140\text{ фс}$), точками показаны экспериментальные данные, сплошной линией изображена квадратичная аппроксимация.

2.3 Z-скан.

Двигая кристалл вдоль оси фокусированного лазерного луча, с помощью подвижки, болометром измерялась средняя мощность терагерцового излучения. В эксперименте использовалась линза с фокусным расстоянием $f = 80\text{ мм}$, лазерный луч ($\lambda = 770\text{ нм}$) падал на поверхность кристалла ZnTe толщиной 2 мм по нормали, болометр был установлен по ходу лазерного луча. Апертура болометра

соответствовала измерению в направлении $\pm 3,5^0$ относительно оптической оси. Результаты эксперимента, зависимость мощности терагерцового излучения от продольной координаты изображены на рисунке 7. В экспериментальной зависимости наблюдается сильный (на $\sim 80\%$) провал мощности терагерцового излучения вблизи перетяжки лазерного излучения.

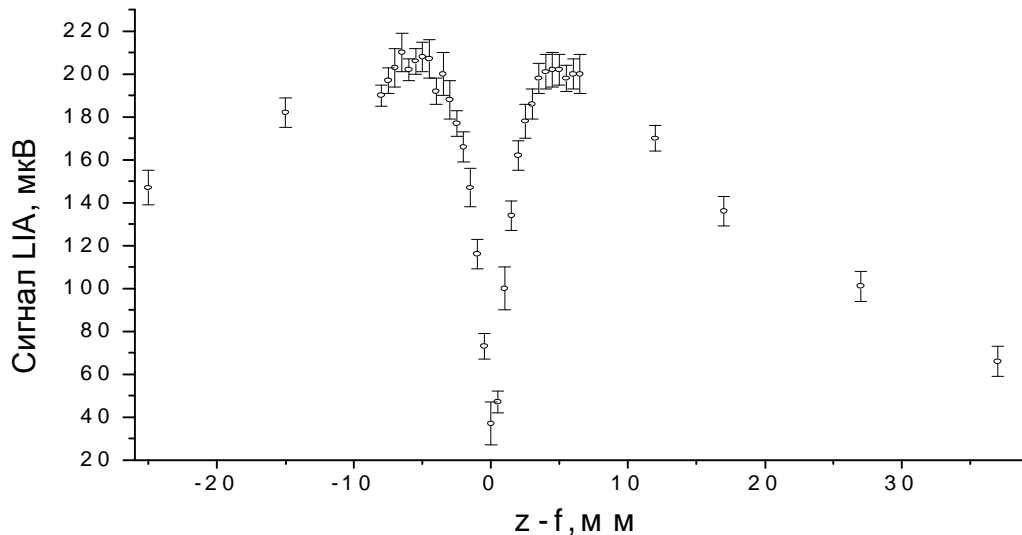


Рис. 7. Зависимость мощности терагерцового излучения от продольной координаты. По вертикальной оси отложен сигнал с болометра пропорциональный средней мощности терагерцового излучения.

В ходе эксперимента, в положении, когда перетяжка лазерного излучения находилась вблизи поверхности полупроводника, визуально наблюдалось свечение второй гармоники и люминесценции. На рисунок 11 нанесены спектр основного сигнала, второй гармоники и спектр люминесценции, измеренные с помощью полихроматора и CCD камеры в геометрии на прохождение. Энергия кванта соответствующая центральной частоте лазерного излучения равна 1.6eV , ширина линии - 0.06eV по уровню интенсивности $1/e$. Ширина запрещенной зоны кристалла ZnTe - 2.26eV . Поэтому появление интенсивной люминесценции, может быть результатом поглощения генерируемой второй гармоники, результатом двухфотонного поглощения и каскадного поглощения через промежуточные примесные уровни.

Для определения наличия в образце низколежащих примесных уровней, через которые возможно каскадное поглощение, были проведены эксперименты по определению линейных оптических свойств образцов кристалла ZnTe, использованных в экспериментах по генерации терагерцового излучения. Толщины используемых образцов ZnTe – 2 и 0,27 мм.

Глава 3.

3.1 Линейные оптические свойства полупроводниковых кристаллов ZnTe.

Измерение оптических свойств материала является важным и информативным этапом данной работы, в которой для измерения использовались методы оптической спектроскопии пропускания и люминесценции. Прежде чем перейти к описанию полученных результатов, рассмотрим сначала основные механизмы оптического поглощения.

Поглощение излучения, проходящего через материал, обуславливается комбинацией механизмов, которые разделяются на два класса – собственной и внешней природы.

К собственным механизмам поглощения относятся электронное и решеточное поглощение, которые могут существовать в идеальном кристалле определенного состава, обладающего структурой и вакансионной системой, свойственной этому кристаллу при температуре окружающей среды. В этом смысле, эти механизмы являются фундаментальными для кристаллических материалов.

Поглощение внешней, несобственной природы связано с дефектами кристаллической структуры, несвойственных термодинамически равновесному состоянию кристалла. К ним относятся примесные атомы в различных позициях кристаллической решетки, дислокации, двойники, границы зерен, объемные неоднородности и др. Кроме того, к механизмам несобственной природы должно быть отнесено и поверхностное поглощение, которое часто является наиболее сильным ограничивающим фактором в достижении собственного уровня оптических потерь.

Все важные случаи как собственного, так и несобственного поглощения в объеме и на поверхности в свою очередь подразделяются на три общих типа:

- 1.) поглощение колебательными возбуждениями атомов решетки (фононами) без изменения электронных состояний;
- 2.) поглощение при возбуждении связанных электронов;
- 3.) поглощение на свободных носителях заряда.

Для выяснения вклада каждого из приведенных механизмов в величину коэффициента поглощения, удобно использовать идеализированную зависимость коэффициента поглощения от длины волны. Этой зависимости следуют все известные прозрачные в ИК и оптическом диапазоне кристаллические материалы – изоляторы и полупроводники с одной оговоркой: длинноволновая и коротковолновая границы резкого возрастания поглощения индивидуальны для каждого кристаллического материала.

Коротковолновая граница области прозрачности обусловлена переходами типа зона - зона или экситонными переходами, т.е. возбуждением электронов из валентной зоны в зону проводимости и зависит от оптической ширины запрещенной зоны E_g . Существует несколько типов электронных переходов при данном механизме поглощения: прямые и непрямые. Разрешенные прямые переходы происходят между двумя прямыми энергетическими долинами с сохранением квазиимпульса электрона. В случае параболических зон коэффициент поглощения α при этом типе переходов определяется формулой [15]:

$$\alpha(h\nu) = A^* (h\nu - E_g)^{1/2}, \text{ где коэффициент } A^* \text{ имеет вид } A^* \approx \frac{e^2 \left(\frac{2m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{3/2}}{nch^2 m_e^*},$$

где n – показатель преломления материала, c – скорость света, h – постоянная планка, m_e^* , m_h^* – эффективные массы электронов и дырок, e – заряд электрона.

Переход, при котором меняется и энергия и импульс электрона называется непрямой. Закон сохранения квазиимпульса выполняется за счет взаимодействия с фононом, который либо поглощается, либо испускается. Коэффициент поглощения

для данного типа переходов определяется как: $a(h\nu) \approx A(h\nu - E_g \pm E_p)^2$, где E_p – характерная энергия фононов.

Заметим, что для нахождения ширины запрещенной зоны из спектров поглощения достаточно экстраполировать к нулю функцию $a^2(h\nu)$ для прямозонного материала и $a^{1/2}(h\nu)$ для непрямоzonного. В последнем случае мы получаем значения $E_g - E_p$ и $E_g + E_p$, полусумма этих значений даст истинное E_g для оптических не прямых переходов.

Предел коротковолнового пропускания, зависящий от электронного поглощения и, следовательно, от ширины запрещенной зоны, является фундаментальным свойством материала. Для прямых переходов поглощение квантов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны, не должно иметь места и поэтому край поглощения должен быть очень резким. На самом деле поглощение вблизи края возрастает по экспоненциальному закону, который называется правилом Урбаха: $a \cong e^{Cw/kT}$, где a – коэффициент поглощения.

Причина наличия Урбаховского хвоста поглощения ниже фундаментального края – переходы между хвостами зон, возникающими вследствие нарушения стехиометрии и упорядоченности кристалла, а также наличия дефектных уровней различной природы.

Длинноволновая граница области прозрачности обусловлена активным взаимодействием инфракрасного излучения с термически возбужденными колебаниями атомов или ионов данного материала. Характер этого взаимодействия достаточно сложен и зависит от колебательных мод конкретной кристаллической решетки.

В дополнение к фундаментальным механизмам электронного и решеточного поглощения в некоторых полупроводниковых кристаллах (Ge, GaAs, ZnTe) может присутствовать еще один вид – поглощение на свободных носителях. Этот процесс включает в себя электронные переходы внутри одной зоны при рассеянии излучения оптическими или акустическими фононами или заряженными атомами примеси. Классическая формула для коэффициента поглощения свободными

носителями имеет вид[15]: $a = \frac{Nq^2 l^2}{8p^2 m^* n c^3 \tau}$, где N - концентрация носителей, n - показатель преломления, λ - длина волны, τ - время релаксации носителей, m^* - эффективная масса, q - заряд электрона, c - скорость света.

Из зависимости коэффициента поглощения от длины волны, а также из спектра люминесценции полупроводникового материала, можно извлечь информацию о зонной структуре полупроводника, обнаружить дополнительные доннорные и акцепторные уровни.

По данным спектроскопии пропускания образца ZnTe, был получен спектр поглощения $a(h\nu)$ (Рис. 8.) с учетом некогерентного многократного отражения по формуле: $T = \frac{(1-R)^2 \cdot e^{-a \cdot x}}{1 - R^2 \cdot e^{-2a \cdot x}}$, где $R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$. Значения показателя преломления для расчетного спектрального диапазона, взяты из справочных данных (рис. 9). Плато в высокочастотной части спектра поглощения, появляется вследствие недостатка чувствительности спектрофотометра при измерении спектра пропускания.

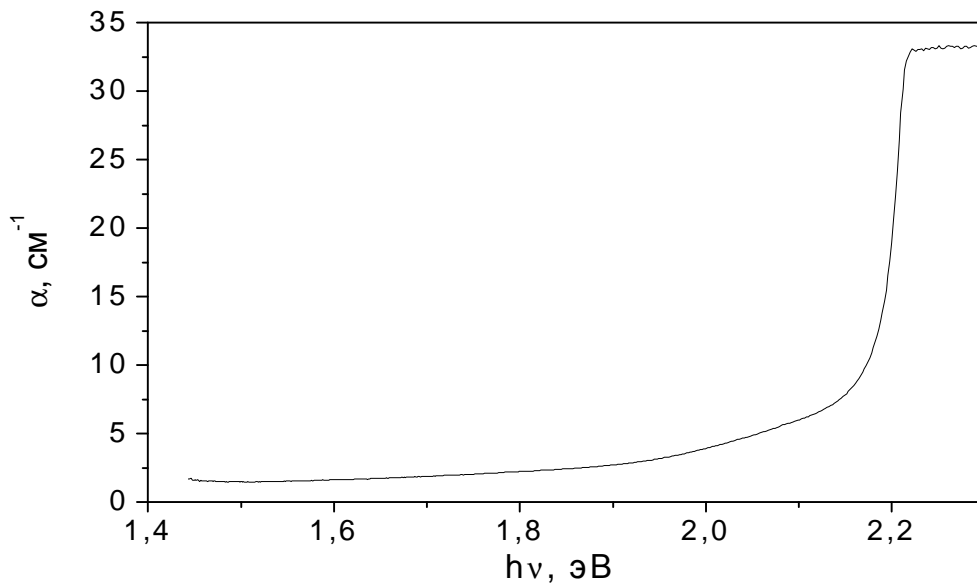


Рис. 8. Спектр поглощения образца ZnTe толщиной $d=2$ мм.

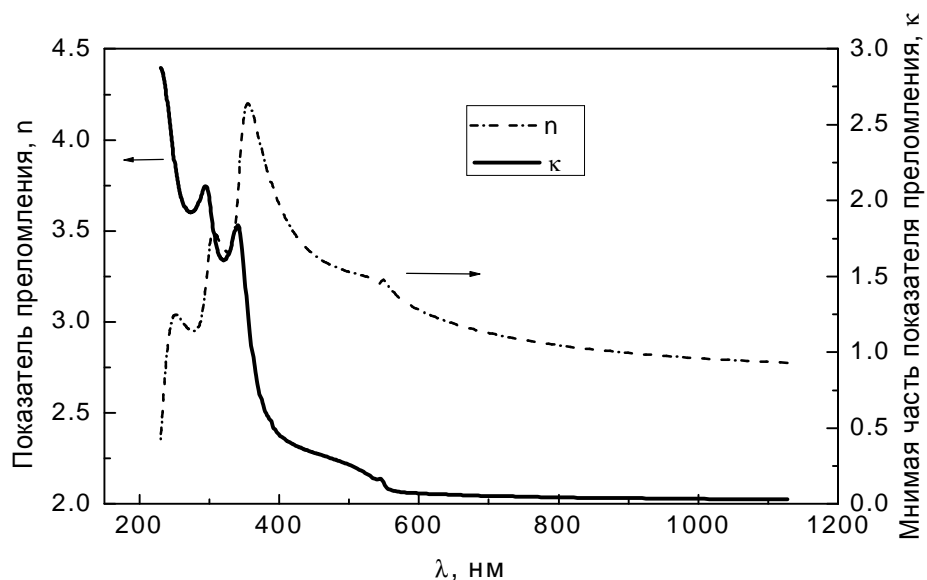


Рис. 9. Справочные данные по дисперсии мнимой и действительной частей показателя преломления.

Ширина запрещенной зоны для прямых переходов ZnTe согласно литературным данным составляет $E_g=2.26$ эВ [14]. Согласно правилу Урбаха по краю фундаментального поглощения были оценены эффективные энергии E_i залегания примесных уровней в запрещенной зоне, которые составили $E_i=0.24 \pm 0.003$ эВ и $E_i=0.6 \pm 0.002$ эВ (Рис. 10).

Для получения более детальной информации о примесных уровнях в образце ZnTe, был измерен спектр люминесценции. Образец возбуждался фемтосекундным лазером ($\tau = 100$ фс, $\lambda = 770$ нм) при средней мощности накачки $P_0 = 270$ мВт. Лазерное излучение фокусировалось линзой ($f = 30$ мм) ближе к выходной поверхности образца, чтобы вывести излучение люминесценции. Излучение попадало на дифракционную решетку спектрометра, и детектировалось CCD матрицей. Полученный спектр люминесценции для образца ZnTe толщиной $d = 270$ мкм представлен на рис. 11(3). Для наглядности полученных результатов на том же графике также представлен спектр поглощения (2), спектр генерируемой в образце второй гармоники ($I_{\max} \approx 385$ нм) основного излучения (1) и линия лазерной накачки (4).

Так как измерения спектра люминесценции проводились при комнатной температуре, то энергия связи свободного экситона $E_{ex} = 9.7$ мэВ меньше тепловой энергии при данной температуре (~ 25 мэВ), что приводит к отсутствию экситонного пика. Максимум спектра люминесценции наблюдается на длине волны $\lambda = 585$ нм ($h\nu = 2.118$ эВ), что вместе с его уширением, дает возможность говорить об излучательных переходах зона проводимости - акцептор и донор-акцептор, а не о межзонных переходах. В соответствии со справочными данными [15], линия на $\lambda = 630$ нм ($h\nu = 1.967$ эВ) соответствует мелкому акцепторному уровню Си, который является остаточной примесью и, как известно, определяет проводимость “чистых” кристаллов ZnTe.

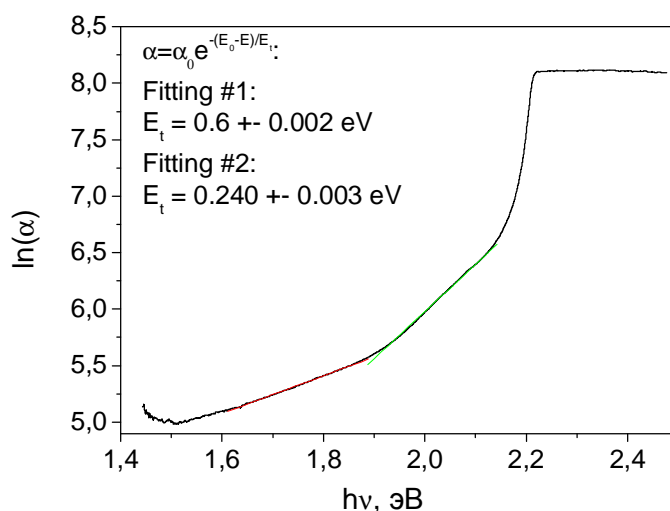


Рис. 10. Определение эффективной энергии залегания примесных уровней E_t по Урбаховскому хвосту края фундаментального поглощения ZnTe ($d=2$ мм).

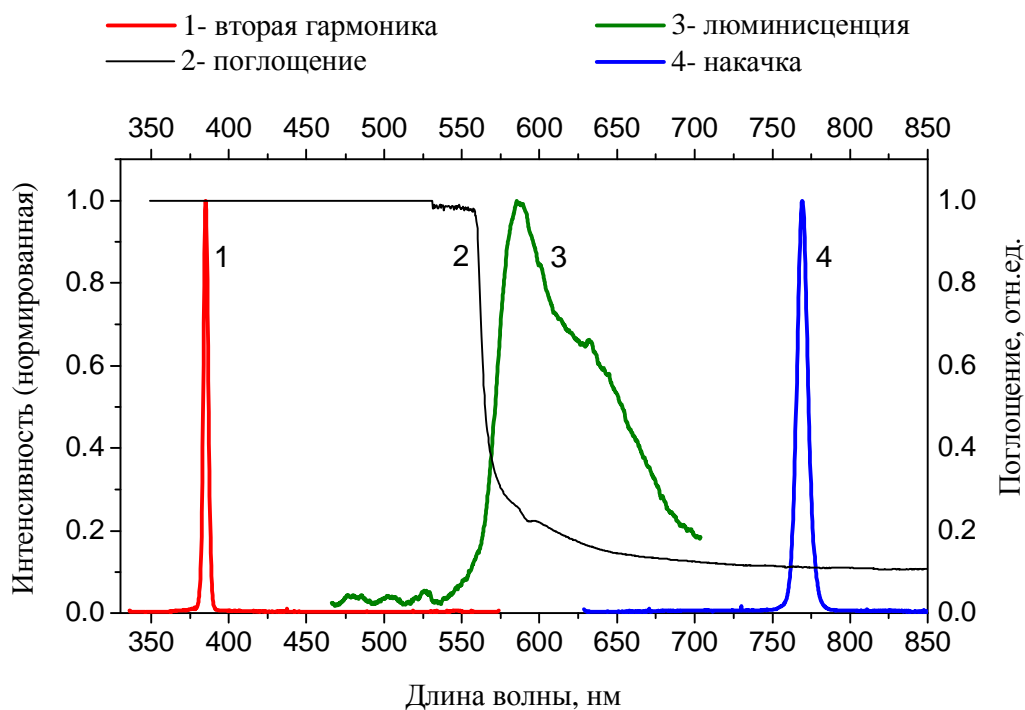


Рис. 11. Спектр люминисценции (3) образца ZnTe ($d=270$ мкм) при комнатной температуре. Также приведены: (1) – спектр второй гармоники, (2) – коэффициент поглощения, (4) – спектр лазерного излучения.

Полученный линейный коэффициент поглощения $a = 1,65 \pm 0,1 \text{ см}^{-1}$ для центральной частоты ($\lambda = 770 \text{ нм}$) лазерного излучения будет использован в дальнейшем для определения коэффициента двухфотонного поглощения.

3.2. Методика измерения двухфотонного поглощения.

Описание экспериментальной методики Z- скан.

При выполнении работы для исследования нелинейных свойств образцов была использована схема Z-скан без апертуры (“open aperture”) [12]. Схема классического Z-скан эксперимента показана на рис. 12.



Идея метода состоит в следующем. Гауссовский пучок излучения фокусируется линзой, чем достигается изменение интенсивности излучения в зависимости от расстояния до перетяжки. Передвигая образец вдоль оптической оси, измеряется мощность (иногда непосредственно распределение мощности в поперечном сечении), прошедшего через объект исследования излучения. В реализации схемы Z-скана без апертуры приёмник детектирует интегрированный по поперечному сечению сигнал, прошедшей через образец. Метод (z-скан без апертуры) позволяет измерять нелинейное поглощение света в образце (комплексную часть эффективной нелинейной восприимчивости третьего порядка $\text{Im}(c^{(3)})$ в случае двухфотонного поглощения). Результаты одного из экспериментов с использованием схемы “open” Z-скан по исследованию кристалла ZnTe (толщина кристалла 270 мкм, длина волны возбуждения $\lambda=770$ нм, длительность лазерного импульса 120 фс, фокусное расстояние линзы 180мм) приведены на рис. 15.

Для вычисления коэффициента двухфотонного поглощения необходимо вычислить падающую интенсивность лазерного излучения для всех положений кристалла относительно перетяжки (для увеличения точности). Вычисление интенсивности без решения дифференциального уравнения параболического приближения дифракции, возможно для гауссовского поперечного профиля интенсивности.

Расчёт геометрии пучка.

Было проведено измерение параметров пучка (перед линзой на рис. 11) на выходе блока генерации фемтосекундных лазерных импульсов, что включает в

себя измерение длительности импульса с помощью анализа автокорреляционной функции второго порядка и измерение поперечного профиля интенсивности.

Вид автокорреляционной функции второго порядка $B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t+t)I(t)dt$ приведен на рис. 13. Для гауссовского временного профиля интенсивности $I(t,r) = I(0,r) \cdot e^{-\frac{t^2}{t^2}}$, где t - гауссовская длительность импульса, АКФ второго порядка: $B(t) = \frac{1}{2p} I^2(0,r) \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2t^2}\right)$. Экспериментально измеренная автокорреляционная функция второго порядка хорошо аппроксимируется гауссовской функцией, таким образом:

$t_{\text{имп}} = \frac{t_{\text{АКФ}}}{\sqrt{2}}$, где под длительностью импульса подразумевается длительность по уровню интенсивности $1/e$.

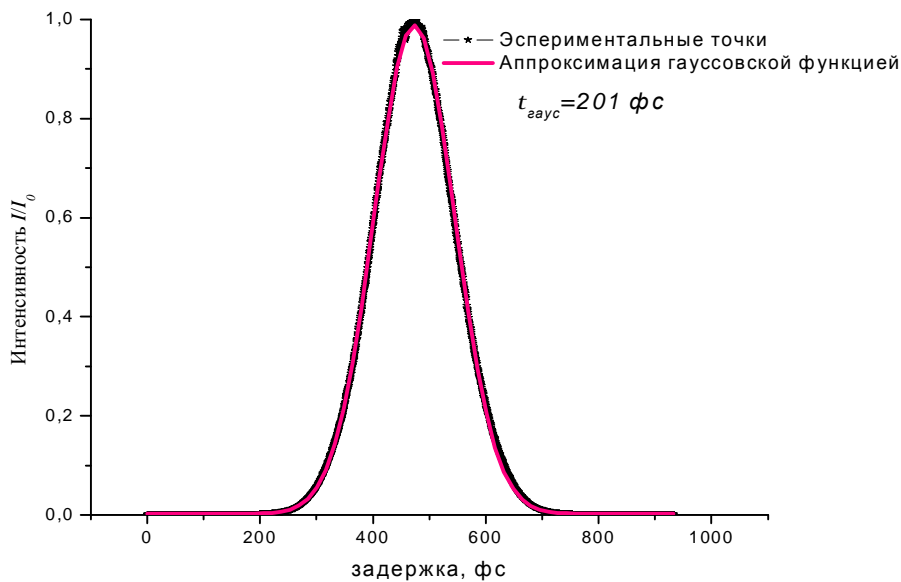


Рис.13. АКФ лазерного импульса.

Таким образом, значения для длительности импульса по уровню интенсивности $1/e$: $\tau_{\text{имп}} = 143$ фс; и 119 фс по уровню $1/2$ интенсивности.

Поперечное распределение интенсивности лазерного луча было получено при непосредственном измерении распределения интенсивности несфокусированного излучения CCD матрицей с разрешением 1024×256 , размер

пикселя - 25 мкм. Аппроксимируя профиль интенсивности гауссовской функцией, были получены характерные размеры луча.

В результате: лазерное излучение имеет эллиптичность (эксцентриситет, $\varepsilon=0,553$; отношение полуосей эллипса $a/b=1,2$). На рис.14 представлены усреднённые по нескольким измерениям сечения луча по главным осям эллипса (плоскости (XOZ) и (YOZ)), а также, аппроксимации гауссовскими функциями приводимых сечений.

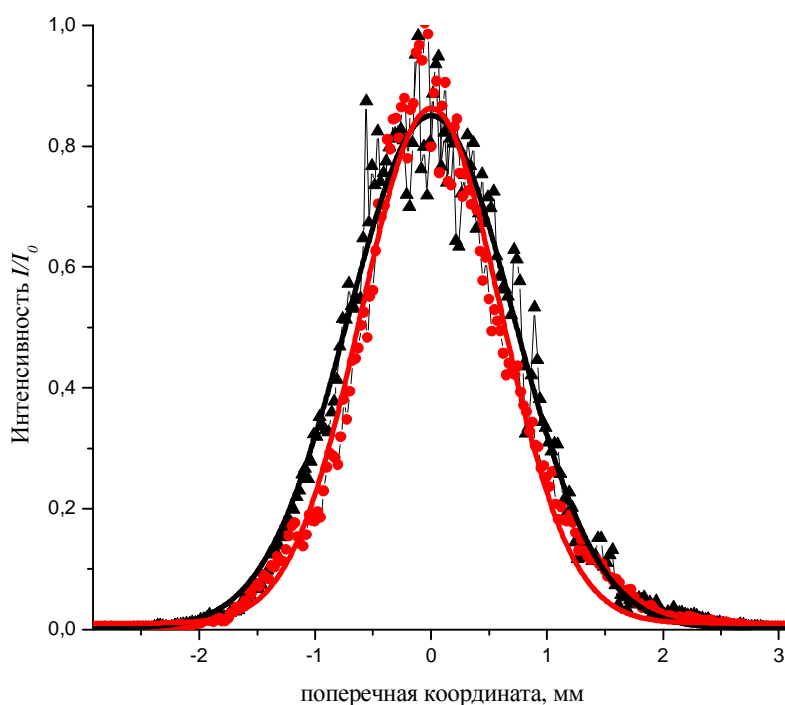


Рис.14 Поперечные сечения профиля интенсивности пучка.

Значения для радиусов по интенсивности для сечений в плоскостях (XOZ) и (YOZ) получились следующими (полуоси эллипса): $r_{Ix} = 0.85\text{мм}$, $r_{Iy} = 1.02\text{мм}$. Значения полуосей эллипса сечения на полувысоте интенсивности следующие: $r_{HWHMx} = 0.71\text{мм}$; $r_{HWHMy} = 0.92\text{мм}$.

Для расчета интенсивности сфокусированного излучения падающего на кристалл были использованы формулы параболического приближения дифракции для гауссовских пучков [11]. Для осесимметричного гауссовского пучка с радиусом

по интенсивности - a_0 , волновым числом - $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, радиусом кривизны волнового фронта при оси - R_0 , и пиковой интенсивностью $I_0 = A_0 A_0^*$, комплексная амплитуда

равна: $A(r,0) = A_0 \exp(-\frac{r^2}{a_0^2} + \frac{ikr^2}{2R_0})$, с учетом эллиптичности пучка:

$$A(r,0) = A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2r_x^2} - \frac{y^2}{2r_y^2} + \frac{ikx^2}{2R_{0x}} + \frac{iky^2}{2R_{0y}}\right)$$

где r_x, r_y - полуоси эллипса сечения интенсивности по уровню $1/e$,

R_{0x}, R_{0y} - радиусы кривизны волнового фронта в плоскостях (XOZ) и (YOZ) при оси пучка.

Будем считать, что исходный, нефокусированный пучок имеет плоский волновой фронт ($R_{0x} = \infty, R_{0y} = \infty$). Тогда параметры эллиптического, гауссовского по профилю пучка после прохождения через тонкую линзу с фокусным радиусом f :

$$r_{x,y}^2(z) = r_{0x,0y}^2 \left[\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_d}\right)^2 \right]; \quad R_{x,y}(z) = z_{dx,dy} \frac{\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_d}\right)^2}{\frac{z}{z_d} - \frac{z_d}{f} \left(1 - \frac{z}{f}\right)},$$

где $z_{dx,dy} = kr_{0x,0y}^2$ - дифракционные длины.

Для линз, использованных в экспериментах, с фокусным расстоянием 80 мм и 180 мм вычислены размеры луча ($r_x(z), r_y(z)$), эксцентриситет, дифракционные длины и интенсивность в перетяжке. В расчетах использовались следующие характеристики лазерного излучения:

- частота следования импульсов $f = 100 \text{ МГц}$;
- средняя мощность лазерного излучения $P_{\text{ср}} = 175,6 \text{ мВт}$ (действующая мощность в образце, с учетом отражения от передней грани);
- длительность импульса по уровню $1/2$ интенсивности $\tau_{\text{имп}} = 119 \text{ фс}$

Таблица 1. Параметры пучка в перетяжке.

$f, \text{мм}$	$r_x, \text{мкм}$	$r_y, \text{мкм}$	$z_{dx}, \text{мм}$	$z_{dy}, \text{мм}$	$I_0, \text{ГВт/см}^2$
80	11,5	9,6	1,1	0,76	1,98
180	26,0	21,7	5,5	3,8	0,39

I_0 –максимальная интенсивность в перетяжке, рассчитана с учётом отражения от передней грани кристалла ($n=2.7$, $\lambda = 770 \text{ нм}$) для удобства дальнейших расчётов.

Описание моделей использованных для расчета.

В экспериментах по определению коэффициента двухфотонного поглощения использовалась линза с фокусным расстоянием 180 мм. Дифракционная длина в перетяжке составляет $\sim 4,6 \text{ мм}$, что на порядок больше толщины образца $d=270 \text{ мкм}$. Таким образом, при анализе экспериментальных данных можно использовать приближение тонкого образца, т.е. считать, что геометрические параметры пучка меняются незначительно при прохождении через образец.

Уравнение, описывающее нелинейное поглощение света в образце имеет вид:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2, \text{ где } \alpha - \text{коэффициент линейного поглощения и } \beta -$$

коэффициент двухфотонного поглощения.

Если использовать плосковолновое приближение, коэффициент пропускания образца толщиной d дается выражением: $T = \frac{T_{lin}}{1+q}$, где безразмерный параметр

$$q = \beta L_{eff} I_{in}, \text{ и } L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha} - \text{эффективная длина. В коэффициент } T_{lin} = (1 - R) \cdot e^{-\alpha d}$$

включены потери в образце на линейное поглощение и отражение.

Учтем зависимость интенсивности от времени и поперечной координаты, считая, что пучок осесимметричный, радиус пучка $r = \sqrt{r_x r_y}$. Для гауссовского распределения интенсивности по времени и по пространству имеем:

$$I(t, r) = \frac{I_0(t, r) e^{-\alpha z}}{1 + I_0(t, r) \cdot L_{eff} \beta};$$

$$I(t) = 2p \int_0^{+\infty} I(t, r) \cdot r dr = \frac{p \cdot r^2 \cdot e^{-az}}{L_{eff} b} \ln(I_0 \cdot L_{eff} b \cdot e^{-t^2/t^2} + 1);$$

$$T(t) = \frac{e^{-az} \ln(1+q)}{q}, \text{ где } q = I_0 \cdot L_{eff} b \cdot e^{-t^2/t^2}$$

Усредняя по времени, имеем:

$$T = \frac{e^{-az}}{\sqrt{pq}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(q \cdot e^{-t'^2} + 1)}{e^{-t'^2}} dt', \quad q = I_0 \cdot L_{eff} \cdot b.$$

Для зависимости пиковой интенсивности на оптической оси от продольной координаты:

$$I_0(z) = \frac{W_{im}}{p^{3/2} t \cdot r_x(z) \cdot r_y(z)}, \text{ где } W_{im} - \text{энергия в импульсе, } t - \text{половина длины}$$

импульса по уровню $1/e$ интенсивности.

На рис. 15 приведены зависимости коэффициента пропускания от безразмерного параметра $q = I_0 \cdot L_{eff} \cdot b$ для случая плоской волны постоянной интенсивности, гауссовской по времени плоской волны, гауссовской по времени и по поперечной координате световой волны. Видно, что при росте безразмерного параметра q , разница между коэффициентами пропускания, рассчитанными с разными допущениями и точным решением, растет.

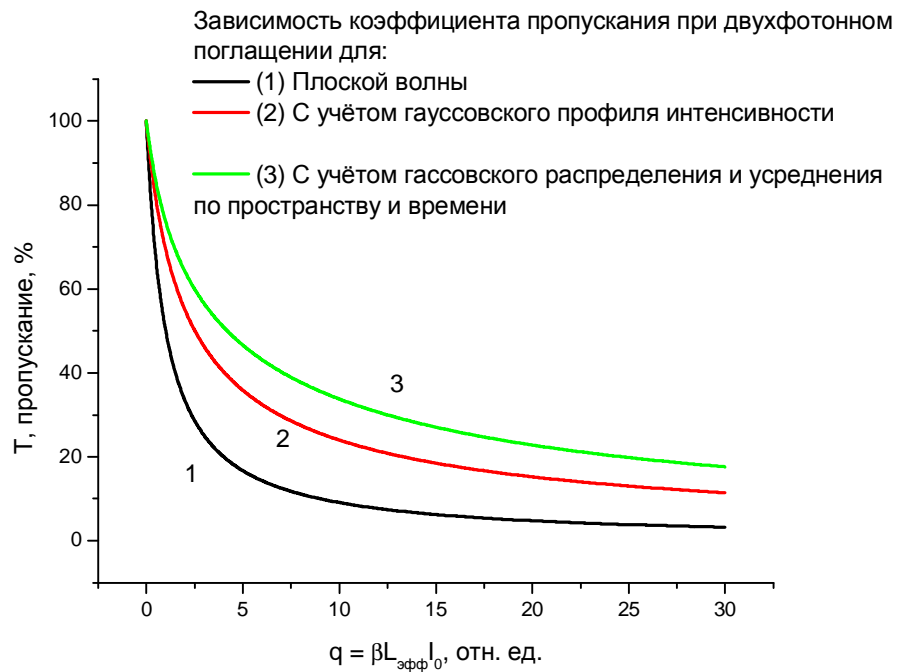


Рис.15 Зависимость коэффициента поглощения от параметра q для разных моделей.

3.3 Результаты эксперимента по определению коэффициента двухфотонного поглощения в кристалле ZnTe.

Эксперимент по определению коэффициента двухфотонного поглощения проводился для поляризации лазерного излучения направленного по оптической оси кристалла. Такой выбор поляризации обусловлен тем, что для данной поляризации излучения потери на генерацию второй гармоники равны нулю в силу симметрии тензора $c_{ijk}^{(2)}(2w; w, w)$. В последующих экспериментах было установлено, что глубина провала в перетяжке для пропускания образца меняется в пределах 1% при вращении поляризации (фокусное расстояние линзы, используемой в этих экспериментах $f = 50 \text{ мм}$), в то время как глубина провала составляла 20%. Это означает, что генерация второй гармоники не влияет существенно на нелинейное пропускание через образец. Используя выше описанную модель, учитывающую усреднение по пространству и времени, была произведена аппроксимация экспериментальной зависимости коэффициента пропускания от продольной координаты z рис 16. Колебательные изменения сигнала вдали от перетяжки являются артефактом и не имеют повторяемости.

Видно, что данная модель качественно описывает процесс нелинейного поглощения света в образце.

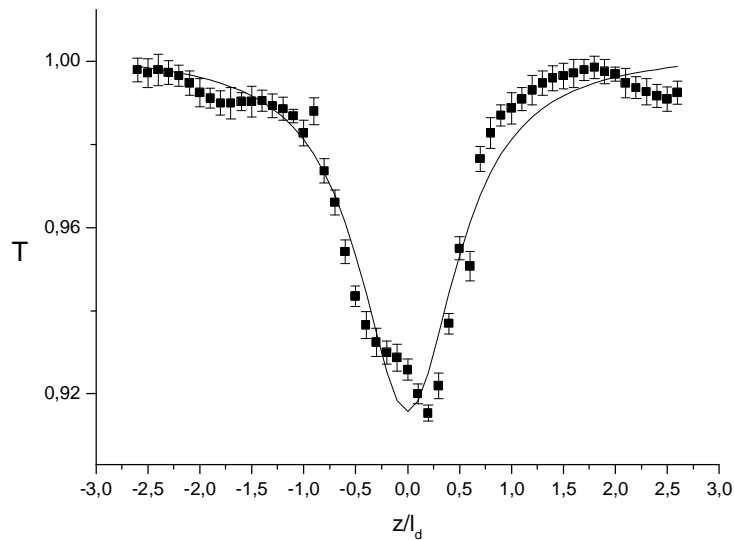


Рис 16. Зависимость коэффициента пропускания для лазерного излучения ($I = 770 \text{ нм}, t = 120 \text{ фс}$) от расстояния до перетяжки ($f = 180 \text{ мм}$).

Полученные результаты приведены в таблице 2. Литературное значение коэффициента двухфотонного поглощения β составляет 4 см/ГВт (для $h\nu = 1.36 \text{ eV}$) [13], что по порядку величины совпадает с нашими расчетами.

Таблица 2.

Способ аппроксимации	Параметр q	β , см/ГВт
Плосковолновое приближение	0,09	$8,9 \pm 0,4$
С пространственным и временным усреднением	0,25	24 ± 1

Модель, использованная для расчета коэффициента двухфотонного поглощения, не учитывает каскадного поглощения через примесные уровни, а также, поглощение на свободных носителях. Реальный коэффициент двухфотонного поглощения может быть ниже рассчитанного значения.

3.4 Учет двухфотонного поглощения в зависимости мощности генерируемого терагерцового излучения от расстояния до перетяжки.

Рассмотрим в плосковолновом приближении, т.е. считая, что мощность терагерцового излучения не зависит от формы (размеров) лазерного пучка, какой вид должна иметь описываемая зависимость $P_{THz}(z)$, зависимость мощности терагерцового излучения от расстояния до перетяжки с учетом линейного и двухфотонного поглощения. Мощность терагерцового излучения с учетом

линейного поглощения:
$$P_{THz} \sim \frac{1 - e^{-2ad}}{2a} \cdot \left(\frac{W_{im}}{p^{1/2}t} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{p \cdot r_x(z) \cdot r_y(z)} \right), \quad \text{где}$$

W_{im} – энергия в импульсе, проходящего в кристалл лазерного излучения, d – толщина кристалла. Зависимость мощности терагерцового излучения от продольной координаты с учетом линейного и двухфотонного поглощения в виде аналитической формулы может быть получено только для плоской волны с постоянной интенсивностью:

$$P_{THz} \sim \left(\left(\frac{I_0(z)b + a}{b^2} \right) \left(1 - \frac{1}{1 + I_0(z)bL_{eff}} \right) + \frac{a}{b^2} \ln \left(\frac{1}{1 + I_0(z)bL_{eff}} \right) \right) \cdot p \cdot r_x(z) \cdot r_y(z), \quad (4)$$

$I_0(z)$ – интенсивность прошедшей в кристалл лазерной волны. На рис. 17 изображена рассчитанная по этой формуле, и формуле, учитывающей только линейное поглощение, зависимость мощности терагерцового излучения от продольной координаты z . Вблизи перетяжки теоретическая зависимость, учитывающая нелинейное поглощение, отличается от экспериментальной на два порядка. Зависимость, рассчитанная с учетом временного и пространственного усреднения по пучку, должна располагаться еще выше на представленном графике.

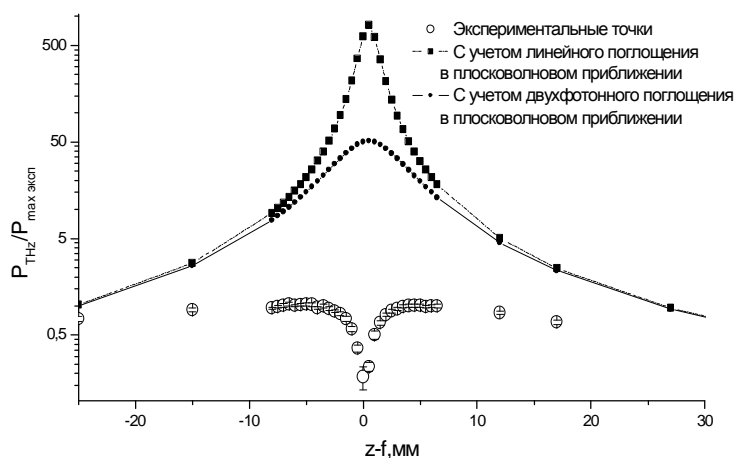


Рис. 17.

Зависимость мощности терагерцового излучения от продольной координаты с учетом линейного и двухфотонного поглощения.

При z -скане у нас одновременно изменяются два важных параметра – интенсивность и размер оптического пучка (а также кривизна волнового фронта). Что бы отделить влияние размера пучка были измерены энергетические зависимости для терагерцового излучения. При этом не менялся размер и форма пучка, а только ослаблялась падающая оптическая интенсивность. Было проведено два измерения (рис. 18), первое в случае, когда размер пучка большой, относительно длины терагерцовой волны (на краю, вне терагерцового «провала», $z-f=5$ мм) (Б), второе измерение было проведено в середине терагерцового «провала» $z-f=0$ (А). При этом регистрировалось интегральное по площади поле (а не мощность) терагерцового излучения, как функция падающей оптической мощности. Поскольку генерация терагерцового излучения процесс квадратичный по полю, то зависимость $E_{\text{thz}} \sim E_{\text{opt}}^2 \sim P_{\text{opt}}$ линейная, если роль двухфотонного поглощения мала. Оказалось, что обе измеренные кривые имеют линейную зависимость от падающей мощности (использовалась длиннофокусная линза, поэтому влияние ДФП даже в перетяжке мало). Если бы терагерцовый «провал» был обусловлен нелинейными процессами, то кривая (А), в области больших интенсивностей должна была бы выходить на насыщение и даже убывать. Поскольку эксперимент показывает обратное, то мы делаем вывод, что терагерцовый «провал» обусловлен именно размерами оптического пучка.

Был проведен ряд экспериментов с целью установления причины характера экспериментальной зависимости $P_{THz}(z)$ вблизи перетяжки. Лазерное излучение ($\lambda = 770\text{ нм}$) фокусировалось на образец, фокусное расстояние линзы $f = 50\text{ мм}$. Изменяя мощность лазера, дипольной антенной измерялось терагерцовое поле (в дальней зоне). На рис.18 представлены зависимости поля терагерцового излучения от мощности лазера для двух точек. Точка А соответствует положению образца в перетяжке, точка В – 5 мм от перетяжки.

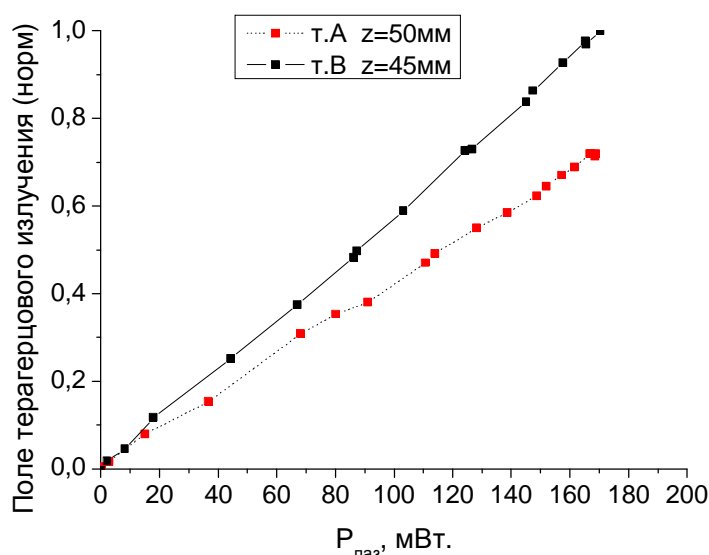


Рис.18

Зависимость мощности терагерцового излучения от мощности лазерного излучения в двух точках: т.А – образец в фокусе и т.В – 5 мм от перетяжки. Фокусное расстояние линзы 50мм.

Из представленных зависимостей становится очевидным, что характер $P_{THz}(z)$ обусловлен зависимостью эффективности генерации терагерцового излучения от размеров лазерного пучка, падающего на образец. Такая зависимость должна быть, поскольку длина волны терагерцового излучения – 0,1-0,5 мм, сравнима или меньше размера источника генерации. Экспериментально было проверено, что расходимость терагерцового излучения при уменьшении размера оптического пучка увеличивается незначительно и это изменение не может описать провал в зависимости $P_{THz}(z)$, возможно, эффективность генерации ТГИ значительно уменьшается в случае, когда размер источника становится меньше длины волны.

Построим приближенную модель зависимости мощности терагерцового излучения от размеров лазерного луча. На основании экспериментальных зависимостей сделаем следующее предположение: $P_{THz}(z) \sim g(I) \cdot f(r_x, r_y)$, где $g(I)$ – функция от интенсивности не зависящая от размеров пучка, $f(r_x, r_y)$ – функция от размеров пучка. Пренебрегая эллиптичностью пучка, считая что $I(z, r) = I_0(z, 0) \exp(-r^2 / r_{av}^2(z))$, где $r_{av} = \sqrt{r_x \cdot r_y}$, для мощности терагерцового излучения из формулы (4) имеем: $P_{THz}(z) \sim$

$$\sim \left(\left(\frac{I_0(z)b + a}{b^2} \right) \left(1 - \frac{1}{1 + I_0(z)bL_{eff}} \right) + \frac{a}{b^2} \ln \left(\frac{1}{1 + I_0(z)bL_{eff}} \right) \right) \cdot p \cdot r_{av}^2(z) \cdot f(r_{av}),$$

где $f(r_{av})$ – функция, определяющая зависимость мощности терагерцового излучения от радиуса пучка.

На рис. 19 представлена рассчитанная из экспериментальных данных функция $f(r_{av})$.

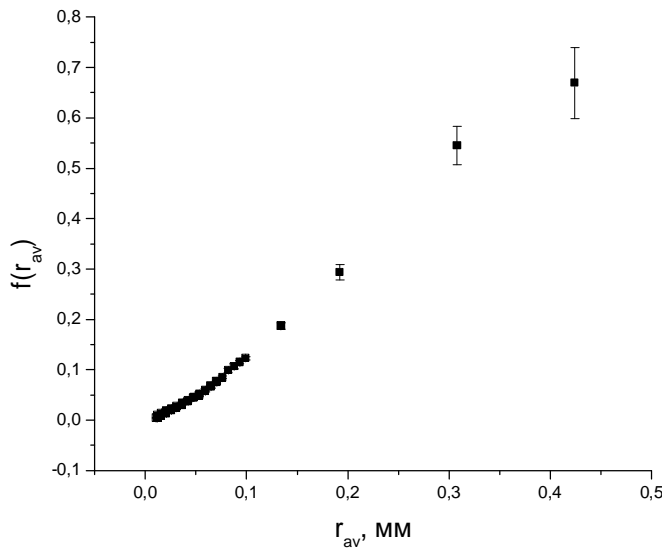


Рис.19.
Зависимость мощности генерации терагерцового излучения от размера пучка.

Вид полученной зависимости хорошо аппроксимируется линейной функцией в области $r=0.05-0.5$ мм. Таким образом, показано, что с уменьшением размера пучка, мощность терагерцового излучения также уменьшается.

Заключение.

В данной работе:

- 1.) Исследованы поляризационная зависимость эффективности генерации терагерцового излучения.
- 2.) Исследована зависимость мощности терагерцового излучения от мощности и от интенсивности лазерного излучения.
- 3.) Выведены формулы, качественно описывающие поляризационные и энергетические зависимости терагерцового излучения в нелинейном полупроводниковом кристалле .
- 4.) Исследована зависимость мощности терагерцового излучения от расстояния до перетяжки (от поперечного размера) сфокусированного лазерного излучения. Показано влияние двухфотонного поглощения излучения лазера на вид данной зависимости. Показано, что наблюдаемая ГВГ и двухфотонная люминисценция не вносят существенного ослабления в генерацию ТГИ.
- 5.) С помощью методики z-скан измерен коэффициент двухфотонного поглощения ZnTe для излучения титан-сапфирового лазера ($\lambda=760-780$ нм) $b = (24 \pm 1) \frac{см}{ГВт}$, показано, что ДФП изменяется менее чем на 1% при изменении азимутального угла между поляризацией и осью z кристалла.
- 6.) Оценено влияние двухфотонного поглощения основного излучения на вид зависимости мощности терагерцового излучения от расстояния до перетяжки фокусированного лазерного излучения. Показано, что характер данной зависимости определяется влиянием размеров пучка на мощность терагерцового излучения.
- 7.) На основании приближенной модели выделена зависимость мощности терагерцового излучения от размера задающего оптического пучка.

Благодарности.

Хочется выразить благодарность Шкуринову А.П., Назарову М.М., за помощь, оказанную в работе над дипломом, и особую благодарность Гайваронскому В.Я. за огромную помощь и советы.

Литература.

1. M.B. Johnston, D.M. Whittaker, A. Corchia, A.G. Davies, and E.H. Linfield
“Simulation of terahertz generation at semiconductor surface.”// Physical Review
B, 2002, Vol. 65,165301.
2. X.-C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow, and D.H. Auston “Generation of femtosecond
electromagnetic pulses from semiconductor surface.”, Appl. Phys. Lett 56(11),
1990.
3. J. Darmo, G. Strasser, T. Müller, R. Bratschitsch, K. Unterrainer, Surface-
modified GaAs terahertz plasmon emitter // Appl. Phys. Lett., 2002, v.81, №5,
p.871-873.
4. С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин «Оптика фемтосекундных
лазерных импульсов», 1988 г.
5. У.А. Абдулин, Г.А. Ляхов, О.В. Руденко, А.С.Чиркин «Возбуждение
разностных частот в нелинейной оптике и условие Черенковского
излучения.» // ЖЕТФ Т.66, 1974 г., Vol. 4, P.1294.
6. L. Xu, X.-C. Zang, and D.H. Auston «Terahertz beam generation by femtosecond
optical pulses in electro-optic materials»,1992
7. X.-C. Zhang, X.F. Ma, Y. Jin and T.-M. Lu “Terahertz optical rectification from a
nonlinear organic crystal.”
8. J.F. Holzman, A.Y. Elezzabi “Two-photon photoconductive terahertz generation
in ZnSe.” // Appl. Phys. Letters. Vol.83, N.14, P.2987.
9. В. А. Батенков “Электрохимия полупроводников”, 2002
10. IEEE JQE Vol.26, №4 апрель 1990, p.760
11. С.Ю. Никитин, С.А. Ахманов “Физическая оптика”,1998
12. ”Numerical analysis of Z-scan experiments by use of a mode expansion.”
//J.Opt.Soc.Am.B/Vol.15,No.2/февраль 1998
13. Р.А. Балтрамеюнас, Ю.Ю. Вайткус, В.И. Гаврюшин “Поглощение света
неравновесными, двухфотонно генерируемыми свободными и

- локализованными носителями в монокристаллах ZnTe” // ЖЕТФ Т.87,1984, Вып 1(7)
14. M.Schall and P.Uhd.Jepsen. “Above-band gap two-photon absorption and its influence on ultrafast carrier dynamics in ZnTe and CdTe.” // Appl.Phys.Lett., 80, №25, 4771-4773 (2002)
 15. В.И.Гавриленко, А.М.Грехов, Д.В.Корбутяк, В.Г.Литовченко. Оптические свойства полупроводников. Справочник., с. 607, Наукова думка, Киев (1987)
 16. M.B. Johnston, D.M. Whittaker, A. Corchia, A.G. Davies, and E.H. Linfield “Simulation of terahertz generation at semiconductor surface.” // Physical Review B, Vol. 65,165301.
 17. X.-C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow, and D.H. Auston “Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surface.”
 18. Y. Ding, I. Zotova “Second-order nonlinear optical materials for efficient generation and amplification of temporally-coherent and narrow-linewidth terahertz waves” // Opt. And Quant. Electr. Vol. 32 (2000) 531
 19. L. Xu, X.-C. Zhang, D. Auston “ Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials” // Appl. Phys. Lett. Vol . 61 (1992) 1784