

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники  
(ТУСУР)**

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники  
(СВЧиКР)

**Основы физической и квантовой оптики**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО  
САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В  
ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ**

Руководство к лабораторной работе для студентов специальности 210401 -  
Физика и техника оптической связи

2011

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники  
(ТУСУР)**

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники  
(СВЧиКР)

УТВЕРЖДАЮ  
Зав. каф. СВЧиКР

\_\_С.Н.Шарангович  
“\_\_” \_\_\_\_\_ 2011 г.

**Основы физической и квантовой оптики**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО  
САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В  
ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ**

Руководство к лабораторной работе для студентов специальности 210401 -  
Физика и техника оптической связи

Разработчики:  
ст. преп. Кафедры СВЧиКР  
\_\_\_\_\_ П.А.Карпушин  
профессор кафедры СВЧиКР  
\_\_\_\_\_ В.М.Шандаров

2011

## СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ.....	3
2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНО – ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ .	3
2.1. Квадратичная и кубичная оптические нелинейности .....	3
2.2. Возможные типы нелинейно – оптических эффектов в средах с квадратичной и кубичной нелинейностью .....	5
2.3. Пространственное самовоздействие световых пучков .....	7
3. СУТЬ МЕТОДА Z - СКАН И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА .....	9
3.1. Суть метода Z – скан .....	9
3.2. Экспериментальная установка .....	11
4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ .....	13
5. ЗАДАНИЕ И РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТЫ .....	13
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА .....	14

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Нелинейной средой в оптике называют среду, физические характеристики которой зависят от интенсивности света. В долазерную эпоху проявление нелинейно – оптических эффектов в экспериментах практически не наблюдалось, поскольку для известных некогерентных источников света напряженность электрического поля достигает величин лишь  $10^2 \div 10^3$  В/м. Это значительно меньше напряженности внутриатомных электрических полей ( $10^8 \div 10^9$  В/м) и недостаточно для заметного изменения поляризуемости атомов вещества полем световой волны. Для когерентного лазерного излучения величина напряженности электрического поля может быть сравнимой с напряженностью внутриатомных полей, что позволило наблюдать целый ряд нелинейно – оптических явлений и стимулировало развитие нелинейной оптики. Таким образом, возможность проявления нелинейно – оптических свойств материала зависит от величины интенсивности света. Одна и та же среда может быть линейной при малых интенсивностях света и нелинейной – при больших.

Целью данной лабораторной работы является экспериментальное исследование эффекта пространственного самовоздействия светового пучка в нелинейно - оптической среде (фоторефрактивном кристалле) с использованием метода Z - скан.

## 2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНО – ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

### 2.1. Квадратичная и кубичная оптические нелинейности.

Рассмотрим диэлектрическую восприимчивость среды  $\chi$ . Из курса электродинамики известно, что она связывает величину поляризации среды, индуцированной полем электромагнитной волны, с величиной напряженности этого поля. В случае изотропного материала эта связь определяется соотношением:

$$\bar{P} = \chi \cdot \bar{E} \quad (2.1),$$

где  $\chi$  – постоянная скалярная величина. В общем случае оптически анизотропной среды коэффициент  $\chi$  связывает между собой два вектора, поэтому он является тензором второго ранга. Для понимания различия между нелинейностями разного типа в рамках данного описания тензорный характер  $\chi$  не принимается во внимание и далее, если это не приводит к

принципиальным ошибкам, математические выражения записываются для простоты в скалярной форме.

Соотношение (2.1) – одно из классических материальных уравнений. Если коэффициент  $\chi$  не зависит от напряженности светового поля, то рассматриваемая среда является линейной. Для лазерного излучения, в случае высокой его интенсивности, невозможно ограничиться только линейным приближением. Выражение для диэлектрической восприимчивости  $\chi$  должно быть представлено в этом случае в более общем виде, учитывающем ее зависимость от напряженности электрического поля световой волны:

$$\chi(E) = \xi_0 + \eta \cdot E + \theta \cdot E^2 + \dots \quad (2.2),$$

где  $\xi_0$ ,  $\eta$ ,  $\theta$ , ... – параметры среды, характеризующие вид функциональной зависимости ее поляризуемости от напряженности поля световой волны. При этом соотношение (2.1) принимает форму:

$$P(E) = \chi(E) \cdot E = \xi_0 \cdot E + \eta \cdot E^2 + \theta \cdot E^3 + \dots \quad (2.3).$$

Таким образом, отклик среды (величина  $P$ ) на поле световой волны ( $E$ ) оказывается нелинейным. Коэффициенты  $\eta$  и  $\theta$  называют нелинейными восприимчивостями (квадратичной и кубичной, соответственно), а среды, для которых соответствующие слагаемые в (2.3) доминируют, называют средами с квадратичной или кубичной оптической нелинейностью. Нелинейностями более высокого порядка в разложении (2.2), как правило, пренебрегают, в силу малости каждого последующего члена по сравнению с предыдущим. Важно отметить, что квадратичная оптическая нелинейность может проявляться лишь в средах без центра симметрии. Действительно, в centrosymmetric среде диэлектрическая восприимчивость  $\chi(E)$  не должна измениться при замене направления поля  $\vec{E}$  на противоположное, т.е. при изменении знака  $E$ . Поскольку  $\chi(E) = \xi_0 + \eta \cdot E + \theta \cdot E^2$ , то выполнение последнего условия возможно лишь при  $\eta = 0$ . Таким образом, в centrosymmetric среде низшим типом оптической нелинейности является кубичная нелинейность.

## 2.2. Возможные типы нелинейно – оптических эффектов в средах с квадратичной и кубичной нелинейностью.

### А. Среда с квадратичной нелинейностью.

В этом случае  $P(E) = \xi_0 \cdot E + \eta \cdot E^2$ . Положим, что в такой среде распространяется плоская монохроматическая световая волна с полем:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.4).$$

Тогда поляризация, наведенная этим полем, имеет вид:

$$P(E) = \xi_0 E_0 \cos(\omega t - kz) + \eta \cdot E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) = \xi_0 E_0 \cos(\omega t - kz) + \eta \cdot \frac{E_0^2}{2} + \eta \cdot \frac{E_0^2}{2} \cdot \cos(2\omega t - 2kz) \quad (2.5).$$

Таким образом, квадратичная нелинейность приводит к возникновению составляющих поляризации на удвоенной частоте светового поля, а также на нулевой частоте. Постоянная поляризация дает возможность оптического детектирования светового поля, а поляризация на удвоенной частоте – возможность генерации его второй гармоники.

Если в материале с квадратичной нелинейностью распространяются две световые волны с разными частотами, то появляется возможность генерации световых полей с комбинационными частотами – суммарной и разностной.

Необходимо отметить, что случай комбинации световой волны и постоянного или низкочастотного переменного электрического поля в материале с квадратичной оптической нелинейностью соответствует линейному электрооптическому эффекту (эффекту Поккельса).

#### Б. Среда с кубичной нелинейностью.

Выражение для наведенной поляризации в среде с кубичной нелинейностью имеет вид:  $P(E) = \xi_0 \cdot E + \theta \cdot E^3$ . Подставляя сюда выражение для поля световой волны (2.4), получим:

$$P(E) = \xi_0 \cdot E_0 \cos(\omega t - kz) + \theta \cdot E_0^3 \cos^3(\omega t - kz) = \xi_0 \cdot E_0 \cos(\omega t - kz) + \theta \cdot E_0^3 \cdot [\cos(\omega t - kz) \cdot \cos^2(\omega t - kz)] = \left( \xi_0 \cdot E_0 + \frac{3}{4} \theta \cdot E_0^3 \right) \cdot \cos(\omega t - kz) + \frac{\theta \cdot E_0^3}{4} \cdot \cos(3\omega t - 3kz) \quad (2.7).$$

Таким образом, при распространении монохроматической световой волны в среде с кубичной нелинейностью, возникают составляющие поляризации на той же самой частоте и на ее третьей гармонике. Нелинейная добавка к поляризации среды на частоте  $\omega$  с амплитудой  $\frac{3}{4} \theta \cdot E_0^3$  означает изменение диэлектрической проницаемости (или показателя преломления) среды, что является причиной эффектов самовоздействия световых полей. Составляющая поляризации на утроенной частоте обуславливает возможность генерации третьей гармоники основной волны. Часто среды с кубичной оптической нелинейностью называют керровскими средами. Это название связано с тем, что квадратичный электрооптический эффект (эффект Керра) может

рассматриваться и как нелинейно – оптический эффект в среде с квадратичной нелинейностью, при комбинации в ней постоянного (или низкочастотного переменного) электрического поля и монохроматической световой волны. В выражении для индуцированной поляризации в случае комбинации в среде двух монохроматических волн будут присутствовать слагаемые вида  $3E_{01}^2 \cdot E_{02} \cdot \cos^2 \omega_1 t \cdot \cos \omega_2 t$  и  $3E_{01} \cdot E_{02}^2 \cdot \cos \omega_1 t \cdot \cos^2 \omega_2 t$ . Полагая, например,  $\omega_1 = 0$ , для одной из составляющих поляризации получим:  $3E_{01}^2 \cdot E_{02} \cdot \cos \omega_2 t$ , т.е. на частоте светового поля  $\omega_2$  изменение показателя преломления пропорционально квадрату амплитуды постоянного поля. А это и есть эффект Керра.

### 2.3. Пространственное самовоздействие световых пучков.

Под эффектом пространственного самовоздействия понимается изменение пространственной структуры светового поля вследствие оптических неоднородностей, индуцированных в нелинейно – оптической среде самим световым полем. В подобной среде, аналогично диэлектрической восприимчивости и диэлектрической проницаемости, показатель преломления может быть представлен в виде суммы линейной и нелинейной частей:

$$n = n_L + n_{NL}(I) \quad (2.8),$$

где  $I$  - интенсивность света. В керровских средах оптическая нелинейность обусловлена нелинейной зависимостью поляризуемости вещества от амплитуды высокочастотного электрического поля и, как уже отмечено, проявляется при величине напряженности этого поля, сравнимой с внутриатомными полями. Составляющая  $n_{NL}$  может быть представлена в этом случае в виде:

$$n_{NL} = n_{(2)} \cdot I \quad (2.9),$$

где коэффициент  $n_{(2)}$  называют нелинейным показателем преломления. Нелинейно - оптические эффекты в керровских средах наблюдаются при интенсивностях света в сотни мегаватт и даже гигаватты на квадратный сантиметр. Но эти эффекты являются очень быстрыми, их скорость определяется инерционностью электрона в атоме.

Наряду с нелинейностью поляризуемости атома, возможны другие, более сильные механизмы оптической нелинейности, приводящие к значительным изменениям показателя преломления под действием света. Это, в частности, термооптический и фоторефрактивный эффекты.

Термооптический эффект проявляется в средах с заметным поглощением света. Если поглощение приводит к повышению температуры в освещенной области, то из-за температурной зависимости показателя преломления, в этой

области могут возникать оптические неоднородности. Термооптическая нелинейность может быть значительно сильнее керровской, но скорость данного эффекта существенно ниже. Величина изменения показателя преломления в случае термооптического эффекта определяется соотношением:

$$\Delta n^{(то)} = \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \delta T(I) ,$$

где  $\frac{\partial n}{\partial T}$  – температурный коэффициент показателя преломления;  $\delta T(I)$  – локальное изменение температуры среды вследствие поглощения света. Типичные величины температурных коэффициентов показателя преломления диэлектрических материалов  $\sim 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ . Однако в некоторых материалах (например, в перспективном электрооптическом кристалле стронций – бариевого ниобата) они могут быть выше на один – два порядка. Соответственно, в подобных материалах проявление эффектов сильного пространственного самовоздействия возможно при локальном нагреве среды всего лишь на десятые доли градуса, т.е. при достаточно низких интенсивностях света.

Фоторефрактивный эффект наблюдается в кристаллических материалах без центра симметрии. Он является результатом нескольких последовательно развивающихся процессов:

- а) фотовозбуждения носителей электрического заряда, например, электронов с энергетических уровней активных примесных центров в запрещенной зоне, в зону проводимости;
- б) перераспределения фотовозбужденных носителей в пространстве вследствие тепловой диффузии, под действием внешнего электрического поля или вследствие фотовольтаического эффекта;
- в) захвата носителей заряда в неосвещенных областях глубокими ловушечными центрами и, в результате, появления электрического поля пространственного заряда;
- г) модуляции показателя преломления среды полем пространственного электрического заряда вследствие линейного электрооптического эффекта.

Величина изменения показателя преломления материала при фоторефрактивном эффекте  $\Delta n^{(фр)}$  определяется величиной поля пространственного заряда  $E_{sc}$  и соответствующих электрооптических коэффициентов  $r$ :

$$\Delta n^{(фр)} = -\frac{1}{2} n^3 \cdot r \cdot E_{sc} .$$

Фоторефрактивный эффект в некоторых электрооптических кристаллах приводит к очень сильной оптической нелинейности, однако во многих

случаях эта нелинейность является еще более медленной, чем термооптическая. Так, время установления и релаксации поля  $E_{sc}$  составляет от миллисекунд для кристаллов семейства силленитов до десятков минут и месяцев для кристаллов ниобата лития.

Приведенное выше соотношение  $n_{NL} = n_{(2)} \cdot I$  указывает на локальный характер нелинейно – оптического отклика в керровских средах, т.е. изменение показателя преломления в этом случае пропорционально величине интенсивности света. Таким образом, если в подобной среде распространяется световой пучок достаточной интенсивности, он индуцирует оптическую неоднородность, профиль которой повторяет профиль интенсивности пучка. При значительной величине возмущения показателя преломления, наведенная неоднородность приводит к изменению самого пучка, что опять изменяет пространственный профиль неоднородности показателя преломления и т.д. В стационарном режиме, когда световое поле и наведенная им оптическая неоднородность находятся в состоянии взаимного равновесия, результатом нелинейно – оптического пространственного самовоздействия могут явиться самофокусировка или самодефокусировка светового пучка, а в некоторых случаях - режим пространственных оптических солитонов. Под последним понимается ситуация, когда дифракционная расходимость пучка (либо части светового поля) полностью скомпенсирована за счет эффекта самофокусировки (или самодефокусировки).

Наряду с локальным, возможен и нелокальный нелинейно – оптический отклик, когда изменение показателя преломления среды пропорционально не интенсивности света, а ее градиенту. Такая связь характерна, например, для случая фоторефрактивного эффекта с диффузионным механизмом пространственного перераспределения носителей заряда. При этом эффект пространственного самовоздействия световых пучков проявляется в самоискривлении траекторий световых лучей.

### **3. СУТЬ МЕТОДА Z - СКАН И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА**

#### **3.1. Суть метода Z – скан.**

Основная идея метода Z - скан (метода продольного сканирования нелинейно – оптической среды) поясняется схемой на рис. 3.1. Здесь световой пучок фокусируется линзой Л1, а образец с нелинейно – оптическими свойствами смещается в направлении оси оптической системы. С помощью фотоприемника ФП и дополнительных элементов, например, диафрагмы Д, изучается зависимость интенсивности прошедшего через образец светового пучка в некоторой его локальной области, от положения образца относительно перетяжки светового пучка.

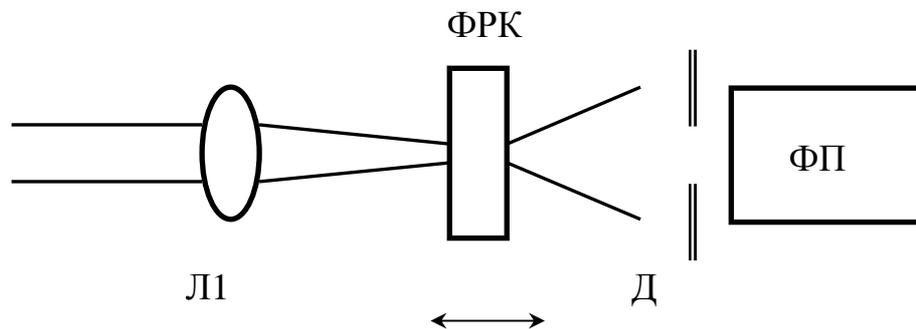


Рис. 3.1. Схема, поясняющая идею метода Z – скан.

Известно несколько модификаций экспериментальной методики. “Закрытый” Z – скан метод использует диафрагму, вырезающую центральную часть прошедшего пучка. Данная конфигурация позволяет определить тип оптической нелинейности образца (самофокусирующая или самодефокусирующая). Действительно, рассмотрим, как изменяется прошедший пучок при различных типах нелинейности. В случае самофокусирующей нелинейности в образце наводится положительная (фокусирующая) линза. Тогда при положении перетяжки пучка у входной границы нелинейной области, интенсивность света, проходящего через диафрагму, возрастает по сравнению с линейным режимом, т.к. в области линзы распространяется расходящийся световой пучок. Линза уменьшает расходимость пучка, что и проявляется в возрастании его локальной интенсивности. При положении перетяжки у выходной границы нелинейной области, светоиндуцированная линза увеличивает расходимость прошедшего пучка за счет увеличения его сходимости в области линзы, т.е. интенсивность света на фотоприемнике уменьшается. При положении перетяжки примерно в середине нелинейного образца величина отклика фотоприемника соответствует случаю линейного режима. Таким образом, качественный вид зависимости выходного сигнала фотоприемника при смещении образца в сторону фокусирующей линзы Л соответствует кривой 1 на рис. 3.2. В случае самодефокусирующей нелинейности, очевидно, при тех же условиях должна наблюдаться зависимость типа 2 (рис. 3.2).

Для приближенной количественной интерпретации трансформации структуры световых пучков вследствие пространственного самовоздействия, обратимся к результатам анализа распространения гауссовых световых пучков в линзоподобных средах. В случаях, когда размер области нелинейной среды в направлении распространения сравним с шириной перетяжки светового пучка, светоиндуцированная линза может, в первом приближении, считаться тонкой.

Полагая для простоты, что в поперечном направлении величина светоиндуцированного

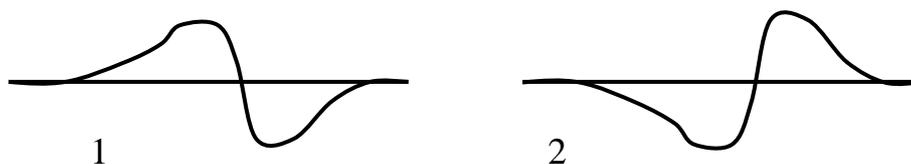


Рис. 3.2. Зависимость величины выходного сигнала фотоприемника от величины продольного смещения ФРК при положительной и отрицательной нелинейности материала (смещение в направлении к фокусирующей линзе).

изменения показателя преломления отвечает квадратичному закону, изменение параметров светового пучка, прошедшего через линзу, может быть описано соотношением:

$$\frac{w_3}{w_1} = \frac{F\lambda / \pi w_1^2 n}{\sqrt{1 + (F\lambda / \pi w_1^2 n)^2}} \quad (3.1),$$

где  $F$  – фокусное расстояние светоиндуцированной линзы;  $\lambda$  – длина волны света;  $w_1$  – ширина гауссова пучка в области перетяжки при совпадении плоскости перетяжки с входной границей линзы;  $w_3$  – ширина выходного гауссова пучка;  $n$  – показатель преломления в области линзы. Данное соотношение определяет величину изменения ширины светового пучка в области перетяжки после фокусирующей линзы вследствие фокусировки входного светового пучка. Однако это же выражение можно использовать и для случая отрицательных линз. Оно может быть использовано для оценки величины фокусного расстояния светоиндуцированной линзы, исходя из сравнения угловых расходимостей выходного пучка в линейном и нелинейном режимах.

### 3.2. Экспериментальная установка.

Экспериментальная установка (рис. 3.3) включает He – Ne лазер, фокусирующую линзу, фотоприемник и индикатор. В качестве фотоприемника может использоваться как обычный фотодиод, так и многоэлементный фотоприемник, например, видеокамера на основе матрицы ПЗС. В случае одиночного фотодиода методика исследований соответствует варианту закрытого Z – сканирования, т.е. с помощью диафрагмы измеряется интенсивность центральной области прошедшего образец светового пучка. При использовании ПЗС видеокамеры, сигнал с видеокамеры обрабатывается с

помощью персонального компьютера, что позволяет оперативно получить изображения двумерного распределения интенсивности света в пучке, прошедшем нелинейную среду. В качестве нелинейно – оптического образца используется пластинка из ниобата лития. Для усиления фоторефрактивных свойств ниобата лития, поверхностная область пластины легирована ионами Fe, либо комбинацией Fe и Cu, методом высокотемпературной диффузии. Ось Z (оптическая ось кристалла) параллельна поверхности подложки. В области, легированной Cu, поверхность имеет характерную светло - коричневую окраску. Толщина легированного слоя составляет около 20 мкм. Исследуемый образец размещен на столике с микрометрическим позиционированием.

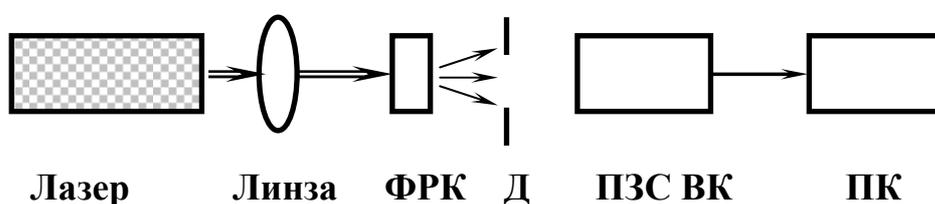


Рис. 3.3. Схема экспериментальной установки

Высокая оптическая нелинейность фоторефрактивного эффекта позволяет наблюдать в работе эффект пространственного самовоздействия светового пучка с очень низкой оптической мощностью (порядка 1 мВт) при незначительной толщине нелинейно – оптического образца (в нелегированном кристалле подобный эффект не наблюдается).

Кристалл ниобата лития характеризуется достаточно сильной анизотропией различных физических свойств. В проводимых экспериментах это проявляется в “анизотропии” деформации распределения интенсивности в световом пучке при фоторефрактивном самовоздействии. Основные изменения этого распределения наблюдаются в направлении оптической оси кристалла. Это обусловлено, в основном, двумя факторами. Во – первых, основным механизмом фоторефракции в ниобате лития, легированном железом и медью, является фотовольтаический эффект. При распространении света в направлении, перпендикулярном оптической оси, величина поля пространственного электрического заряда, наведенного в кристалле вследствие фоторефракции, максимальна в направлении оптической оси. Во – вторых, вследствие анизотропии электрооптического эффекта, изменения показателя преломления кристалла, обусловленные наведенным полем пространственного заряда  $E_{sc}$ , различны для световых волн обыкновенной и необыкновенной поляризации. Для обыкновенной волны и составляющей поля  $E_{sc} = E_z$  вдоль оптической оси:

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2} n_o^3 \cdot r_{13} \cdot E_3 ,$$

$$\text{а для необыкновенной} \quad - \quad \Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot r_{33} \cdot E_3 .$$

Поскольку электрооптические коэффициенты  $r_{13}$  и  $r_{33}$  для ниобата лития отличаются более, чем в 3 раза ( $r_{13}=9,6 \cdot 10^{-10}$  см/В;  $r_{33}=30,9 \cdot 10^{-10}$  см/В), то и величина наведенного изменения показателя преломления для необыкновенной волны оказывается значительно больше, чем для обыкновенной. Свидетельством этого является значительное различие в искажениях профилей световых пучков с обыкновенной и необыкновенной поляризацией, наблюдаемое при проведении эксперимента.

#### **4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

- 4.1. Пояснить суть понятия “самовоздействие пучка”.
- 4.2. Пояснить качественно причину оптической нелинейности обычных (керровских) сред.
- 4.3. Что такое термооптический эффект?
- 4.4. В чем суть фоторефрактивного эффекта?
- 4.5. Каким должен быть знак коэффициента  $n_2$  в самодефокусирующей среде?
- 4.6. Изобразить качественно вид зависимости отклика фотоприемника от продольного смещения в Z – скан схеме для среды с самофокусирующей нелинейностью.
- 4.7. Изобразить качественно вид зависимости отклика фотоприемника от продольного смещения исследуемого образца при самодефокусирующей нелинейности материала.

#### **5. ЗАДАНИЕ И РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТЫ**

- а) Ознакомиться с теорией и элементами экспериментальной установки.
- б) Получить от преподавателя допуск к выполнению работы, включить лазер и измерительные приборы и дать им прогреться в течение не менее 30 мин.
- в) Ориентировочно (визуально) определить положение области перетяжки светового пучка, фокусируемого линзой, и установить нелинейно – оптический образец так, чтобы перетяжка находилась у его входной грани.
- г) Пронаблюдать визуально характер изменения во времени распределения интенсивности светового пучка, прошедшего через кристалл, для того, чтобы убедиться в положении перетяжки пучка у входной грани.
- д) В случае соответствия характера искажений пучка ожидаемому, изменить положение кристалла в поперечном направлении, чтобы луч проходил через неосвещавшуюся ранее область, затем с помощью ПЗС – видеокамеры снять

зависимость распределения интенсивности в прошедшем световом пучке от времени экспозиции.

е) Для положения перетяжки фокусируемого светового пучка у выходной грани нелинейного образца повторить эксперимент в соответствии с пунктом д).

ж) Изменить поляризацию света на обыкновенную, повторить эксперимент для случая положения перетяжки пучка у входной и выходной граней образца. Объяснить результат.

з) Оформить результаты экспериментов в виде набора изображений либо кривых и таблиц данных.

и) Для полученной в экспериментах величины изменения угловой расходимости выходного светового пучка при совмещении перетяжки с входной гранью образца рассчитать зависимость фокусного расстояния светоиндуцированной линзы от величины светоиндуцированного изменения показателя преломления. Оценить величину фокусного расстояния линзы, исходя из ориентировочной оценки величины  $\Delta n$ .

к) Оформить отчет о проведенных в рамках лабораторной работы исследованиях и сдать его преподавателю.

### РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. - М.: Наука. Гл. ред. физ. - мат. лит., 1979. - 384 с.
2. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. - СПб.: Наука. С. - Петерб. отд., 1992. - 320 с.
3. А.Ярив, П.Юх. Оптические волны в кристаллах. - М.: Мир, 1987. - 616с.