

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ И ОРДЕНА
ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА

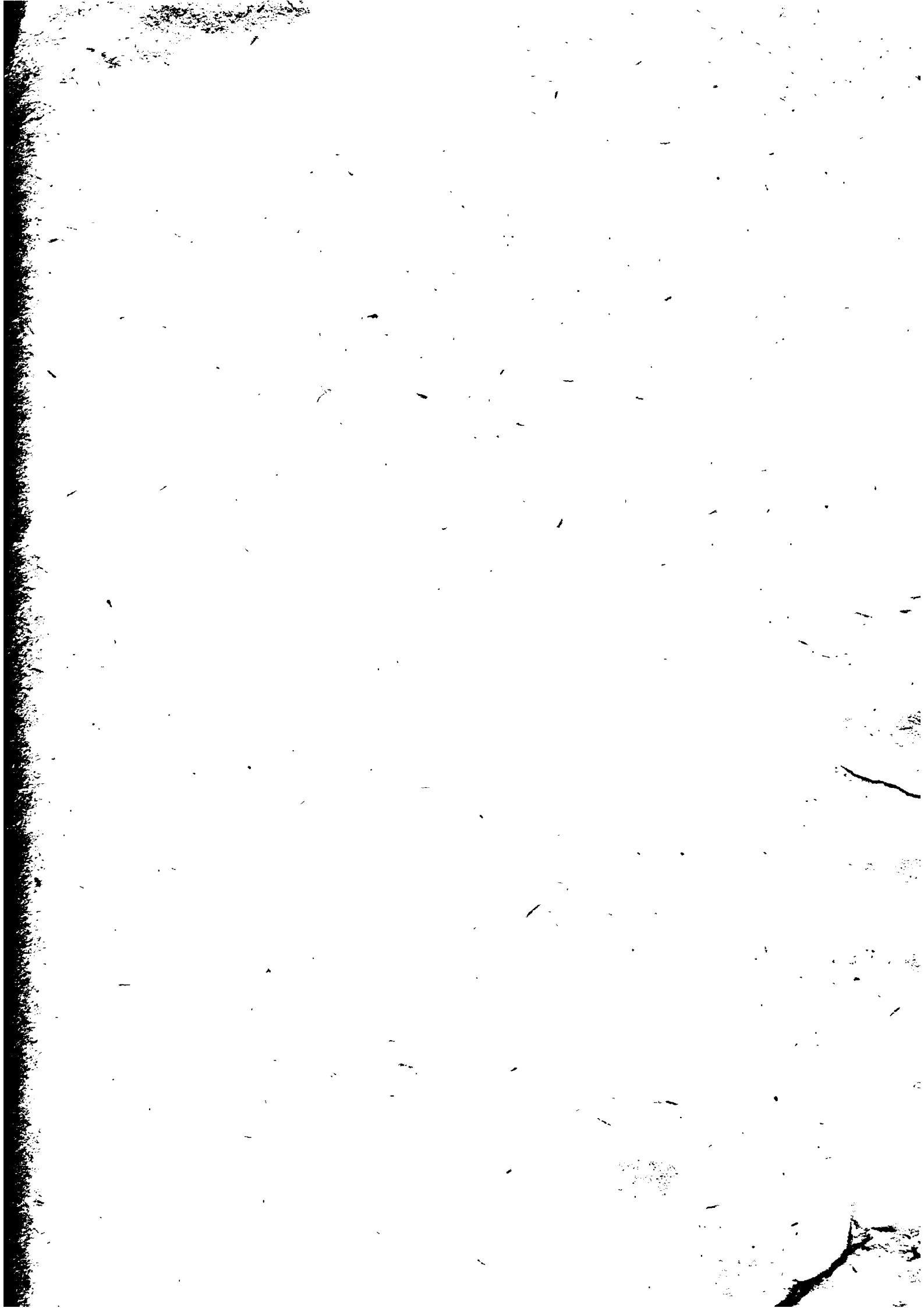
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ОТДЕЛЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

О. М. Вохник, Л. С. Корниенко

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Методическая разработка задачи

Москва 1989



ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ЧАСТЬ I. ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ	5
§ 1. Краткий обзор нелинейных оптических эффектов	5
§ 2. Генерация второй гармоники. Понятие о волновом синхронизме	II
§ 3. Теоретическое описание процесса генерации второй гармоники	I7
ЧАСТЬ II. ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ..	20
§ 1. Элементарное классическое описание явления ВКР	20
§ 2. Возбуждение антистоксовых и вышних стоксовых компонент ВКР	24
§ 3. Численные оценки пороговых характеристик ВКР	28
ЧАСТЬ III. ЭКСПЕРИМЕНТ	30
§ 1. Описание экспериментальной установки	30
§ 2. Порядок работы на установке	34
§ 3. Упражнения	39

В В Е Д Е Н И Е

Нелинейные оптические эффекты - принципиально новые оптические явления, возникающие при взаимодействии мощного светового излучения с веществом. Их получение и исследование стало возможным только благодаря созданию лазеров - уникальных источников света, дающих оптическое излучение большой мощности и высокой степени когерентности. Исследования нелинейных оптических эффектов имеют большое значение не только для лазерной физики, они играют важную роль в развитии фундаментальных представлений о взаимодействии электромагнитного излучения с веществом. Нелинейная оптика, кроме того, значительно расширяет возможности получения информации о спектрах, строении, внутренних движениях в молекулах, кристаллах и других средах.

В настоящей экспериментальной работе изучаются два нелинейно-оптических эффекта, получивших наиболее широкое использование в исследовательской работе и практике: генерация второй гармоники оптического излучения и вынужденное комбинационное рассеяние света. Оба этих процесса сопровождаются преобразованием частоты оптического излучения в широком диапазоне. Особенностью данной работы является последовательное преобразование частоты исходного излучения сначала при генерации второй гармоники в кристалле, а затем уже удвоенного по частоте излучения при вынужденном комбинационном рассеянии. В работе изучаются основные закономерности этих нелинейно-оптических процессов, измеряются коэффициенты преобразования, частотные сдвиги и другие характеристики.

Ч А С Т Ь I
ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

§ I. Краткий обзор нелинейных оптических эффектов

Прежде чем говорить об особенностях, возникающих при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, напомним кратко основные положения классической теории взаимодействия излучения с материальной средой.*)

Сущность взаимодействия света с веществом в классической теории сводится к интерференции падающей волны со вторичными волнами, возникающими вследствие колебаний электронов, расквашиваемых полем первичной волны.

Под действием поля падающей волны электроны в атомах вещества смещаются из положения равновесия на расстояние x , превращая атом в диполь с моментом $p = ex$. Фаза излучения от каждого диполя определяется фазой волны, падающей на него. Поэтому, хотя каждый отдельный диполь излучает волны во всех направлениях, волны, излучаемые отдельными диполями в направлениях, отличных от прямого, интерферируя, гасят друг друга. Только для направления вперед все диполи сфазированы таким образом, что волны складываются в фазе.

Дипольный момент единицы объема среды P называется поляризованностью среды и равен

$$P = Nex, \quad (I.1)$$

где N — число атомов в 1 см^3 .

Для определения поляризованности среды, наводимой падающей гармонической волной E , необходимо найти x . В оптической области спектра энергия падающего поля достаточна только для взаимодействия с периферийными электронами электронной оболочки атома, называемых оптическими, поэтому в

*) Полное описание взаимодействия излучения с веществом может дать, конечно, только квантовая теория. Однако, в отношении распространения излучения, частота которого далека от полос поглощения и испускания вещества, атомы и молекулы среды ведут себя как набор осцилляторов, подчиняющихся классическим уравнениям движения Ньютона (хотя значения собственных частот и коэффициентов затухания осцилляторов могут быть вычислены только на основе квантовой теории).

дальнейшем под электронами атома подразумеваются только оптические электроны. Предполагается также для простоты, что в атоме имеется лишь один оптический электрон. Определим действующие на него силы.

1) Возвращающая сила со стороны ядра - сила, действующая на электрон при его смещении из положения равновесия и при малых x пропорциональная x : $F_1 = -\alpha x$.

2) Тормозящая сила - феноменологически вводимая сила сопротивления, учитывающая затухающий характер колебаний электрона: $F_2 = -\delta \dot{x}$.

3) Вынуждающая сила - сила, действующая на электрон со стороны электрического поля световой волны: $F_3 = eE$ (смещение электрона предполагается совпадающим с направлением поля E , векторный характер поля не учитывается). Тогда уравнение движения оптического электрона имеет вид:

$$m\ddot{x} = eE - \alpha x - \delta \dot{x}, \quad (I.2)$$

где m , e - масса и заряд электрона, E - электрическое поле падающей световой волны: $E = E_L e^{-i\omega_L t} + E_L^* e^{i\omega_L t}$.

Решение (I.2) известно:

$$x = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_L e^{-i\omega_L t}}{\omega_0^2 - i\delta\omega_L - \omega_L^2} + \text{к.с.}, \quad (I.3)$$

где $\omega_0^2 = \frac{\alpha}{m}$ - собственная частота колебаний электрона. Оно показывает, что в поле световой волны оптический электрон совершает гармонические колебания с частотой падающего поля. Подставляя (I.3) в (I.1), находим выражение для поляризованности среды:

$$P = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - i\delta\omega_L - \omega_L^2} E_L e^{-i\omega_L t} + \text{к.с.} = \chi E + \text{к.с.} \quad (I.4)$$

Соотношение, связывающее P и E , называется материальным уравнением и является основным при рассмотрении любых процессов взаимодействия излучения с веществом. В рассмотренном случае связь между P и E оказывается линейной, поскольку оптический электрон ведет себя под действием электрического поля падающей волны подобно гармоническому осциллятору.

Однако, оптический электрон не всегда можно считать гармоническим осциллятором. Действительно, в (1.2) предполагается, что сила, действующая на электрон со стороны ядра, пропорциональна смещению. Это справедливо для не слишком больших смещений, т.е. для не очень больших полей E , приводящих к таким смещениям. При увеличении E оптический электрон становится ангармоническим осциллятором и линейное соотношение (1.4) перестает быть справедливым.

Степень применимости (1.4) определяется сравнением напряженности светового поля E с внутриатомным электрическим полем E_a . Именно это поле определяет степень связи оптического электрона с атомным ядром. Величину E_a можно грубо оценить, пользуясь законом Кулона: $E_a \sim \frac{e}{r_0^2}$, где r_0 - характерный радиус электронной орбиты. Подставляя $e = 4 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ и $r_0 = 10^{-8}$ см, получаем $E_a \sim 10^9$ В/см. Эта величина может быть взята в качестве масштаба при оценке относительной величины поля.

С помощью нелазерных источников света, создающих интенсивности $I \approx 1+10$ Вт/см², достижимы электрические поля $E \approx 10^{-1}+10$ В/см. В таких полях можно пренебречь ангармонизмом атомного осциллятора и пользоваться соотношением (1.4). В лазерных пучках интенсивностью $I \sim 10^8+10^9$ Вт/см² достигаются напряженности электрического поля $E \approx 10^5+10^7$ В/см, которые уже нельзя считать пренебрежимо малыми по сравнению с E_a . Следует иметь в виду, что величина $E_a \sim 10^9$ В/см - максимальное значение внутриатомного поля, определяющего силу связи, действующую на оптический электрон в атоме водорода. Экранирующее действие электронной оболочки приводит к уменьшению E_a . В ряде веществ, особенно в полупроводниках, $E_a \sim 10^7+10^8$ В/см.

Теперь можно определить термины линейная и нелинейная оптика.

Линейная оптика изучает оптические явления в области световых полей E , слабых по сравнению с внутриатомным полем E_a , определяющим силу связи, действующую на оптический электрон ($E \ll E_a$). В слабых световых полях оптический электрон, колеблющийся под действием световой волны, можно рассматривать как гармонический осциллятор. Следствием этого является линейная связь между поляризованностью среды P и полем E :

$D = \chi E$. В этом случае справедлив принцип суперпозиции, и гармоническая волна при распространении ее в среде сохраняет свою форму. Характер протекания оптического явления не зависит от интенсивности света.

Нелинейная оптика изучает оптические явления в области интенсивностей света, где напряженность электрического поля световой волны не может считаться слабой по сравнению с E_0 . Оптический электрон следует рассматривать как ангармонический осциллятор. При этом связь между поляризованностью D и полем E становится нелинейной, отклик среды на гармонические поля - негармоническим. Принцип суперпозиции нарушается.

Важным также при нелинейном взаимодействии лазерного излучения с веществом является следующее обстоятельство. Обычно протяженность нелинейной среды в экспериментальных условиях составляет $10^3 - 10^4$ длин волн, поэтому на протекание нелинейных эффектов существенно влияет пространственная и временная когерентность излучения. При высокой степени когерентности возможно накопление даже весьма слабых нелинейных оптических эффектов на больших расстояниях.

Следует иметь в виду также, что нелинейные оптические эффекты могут быть связаны не только с особенностями поведения оптического электрона в сильном поле световой волны, но также и с взаимодействием света с другими движениями среды: акустическими и внутримолекулярными колебаниями, спиновыми волнами, плазменными колебаниями и т.д., приводящими к рассеянию света с изменением частоты.

Перейдем к рассмотрению нелинейных оптических эффектов. Материальное уравнение в сильных оптических полях может быть записано в виде:

$$\vec{D} = \vec{D}(\vec{E}), \quad (I.5)$$

где $\vec{D}(\vec{E})$ - в общем случае функционал. Если отличие связи \vec{D} и \vec{E} от линейной не слишком велико (э это справедливо даже в сильных лазерных полях), то зависимость \vec{D} от \vec{E} можно представить в виде степенного ряда:

$$D = \chi E + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots \quad (I.6)$$

или

$$P = P_{\text{лин}} + P_{\text{нел}},$$

где $P_{\text{лин}} = \chi E$, а $P_{\text{нел}}$ представляет собой остальную часть ряда. Отношение каждого последующего члена ряда к предыдущему $\sim 1/E_0$. Нелинейные восприимчивости χ , θ и т.д., как и линейная восприимчивость χ определяются физическими свойствами материальной среды и содержат, вообще говоря, более полную информацию об электронных энергетических уровнях, нежели χ .

Если на среду падает монохроматическая световая волна вида $E = E_L \cos(\omega_L t - k_L z)$, то в силу соотношения (I.6) переизлученное поле в среде будет содержать не только частоту падающей волны ω_L , но и ее гармоники с частотами $2\omega_L$, $3\omega_L$ и т.д. Действительно, нелинейная поляризованность, а, следовательно, и переизлученное световое поле, связанное со вторым членом в разложении (I.5), может быть представлена в виде:

$$\chi E^2 = \chi E^2 \cos^2(\omega_L t - k_L z) = \frac{\chi E_L^2}{2} + \frac{\chi E_L^2}{2} \cos 2(\omega_L t - k_L z). \quad (I.7)$$

Появление члена $\frac{\chi E_L^2}{2}$ соответствует появлению постоянной поляризованности среды в поле интенсивной монохроматической световой волны. Это приводит к явлению, называемому оптическим детектированием или выпрямлением. По существу это выпрямление в том же самом смысле, в котором оно понимается в радиотехнике, но происходит оно не в электронной лампе или полупроводниковом диоде, а в естественной среде, например, кристалле кварца. Экспериментально оно может быть обнаружено по появлению постоянной составляющей электрического поля на гранях кристалла.

Второй член в выражении (I.7) $\frac{\chi E_L^2}{2} \cos 2(\omega_L t - k_L z)$ описывает переизлученное электроном поле на удвоенной частоте падающей волны. Этот эффект называется генерацией второй гармоники.

Нелинейность, связанная с третьим членом в разложении (I.6), приводит к генерации третьей гармоники. Действительно, нелинейная поляризованность, обусловленная этим членом, в гар-

моническом поле имеет вид:

$$\theta E^3 = \frac{3}{4} \theta E_L^3 \cos(\omega_L t - k_L z) + \frac{\theta E_L^3}{4} \cos 3(\omega_L t - k_L z). \quad (I.8)$$

Член $\frac{\theta E_L^3}{4} \cos 3(\omega_L t - k_L z)$ описывает переизлучение поля на частоте третьей гармоники. Первый член в выражении (I.8) также представляет интерес, хотя он и обладает периодичностью во времени такой же, как и падающая волна. Дело в том, что нелинейный множитель $\frac{3}{4} \theta E_L^3$ при $\cos(\omega_L t - k_L z)$ обуславливает появление нелинейной добавки к показателю преломления среды, так как в этом случае электрическая индукция D на частоте ω_L может быть представлена в виде:

$$D = E_L \cos(\omega_L t - k_L z) [1 + 4\pi\chi + 3\pi\theta E_L^2] \quad (I.9)$$

и, следовательно,

$$E = \epsilon_0 + \epsilon_2 E_L^2, \quad (I.10)$$

где $\epsilon_0 = 1 + 4\pi\chi$, $\epsilon_2 = 3\pi\theta$. Поскольку $\epsilon_2 E_L^2 \ll \epsilon_0$, то вместо (I.10) можно записать

$$n = \sqrt{\epsilon} = n_0 + n_2 E_L^2 \quad (I.11)$$

где $n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$, $n_2 = \frac{3}{2}\pi\theta$. Таким образом, в присутствии сильной световой волны изменяется показатель преломления среды. Такие оптические эффекты называются самовоздействием света. За счет появления нелинейной добавки к n изменяются фазовая скорость световой волны и показатель преломления среды.

Рассмотрим распространение почти параллельного пучка света в нелинейной среде с $n_2 > 0$. Вне пучка показатель преломления $n = n_0$, а в области, занятой пучком, $n = n_0 + n_2 E_L^2$. Лучи, падающие на границу пучка изнутри, совершают переход из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную, следовательно, для них возможен эффект полного внутреннего отражения. При этом, в зависимости от мощности излучения в соответствии с (I.11) может оказаться, что пучок распространяется, не изменяя своих поперечных размеров, поскольку дифракционное расплывание компенсируется фокусирующим действием среды.

При увеличении мощности пучок стягивается к оси - происходит самофокусировка света. Нелинейная среда в этом случае действует как собирающая линза.

Выше отмечалось, что нелинейность отклика среды на воздействие сильного светового поля может играть важную роль и в процессах рассеяния света. Рассмотрим влияние интенсивности световой волны на процесс комбинационного рассеяния света. В слабых световых полях излучение на комбинационных частотах $\omega_L \pm \Omega$ (Ω - частоте внутримолекулярных колебаний) является весьма слабым, составляя $\sim 10^{-6}$ от интенсивности падающей волны, пространственно более или менее изотропным. Воздействие световых волн на внутримолекулярные колебания в среде пренебрежимо мало. В сильном световом поле, сравнимом по величине с внутренним полем в молекуле, ситуация меняется. Распространяющиеся в среде волны: падающая $E_L \cos(\omega_L t - k_L z)$ и рассеянная $E_{\omega_L - \Omega} [\cos(\omega_L - \Omega)t - (k_L - k_\Omega)z]$ воздействуют на среду, раскачивая в ней когерентные внутримолекулярные колебания. Это приводит к увеличению интенсивности рассеянного света и, в свою очередь, к дальнейшей раскачке колебаний и т.д. Интенсивность рассеянного света достигает значений, сравнимых с интенсивностью падающей волны, рассеянное излучение оказывается резко направленным. Такой процесс называется вынужденным комбинационным рассеянием. Вынужденные аналоги имеют и другие виды рассеяния света.

Рассмотренные нелинейные оптические эффекты являются далеко не полным перечнем явлений нелинейной оптики. Эта область физики продолжает развиваться, углубляя наши представления о процессе взаимодействия излучения с веществом.

Одним из наиболее изученных и нашедших самое широкое применение нелинейных оптических эффектов является генерация второй гармоники, подробному рассмотрению которой посвящены два следующих параграфа.

§ 2. Генерация второй гармоники. Понятие о волновом синхронизме

Источником излучения второй гармоники является волна нелинейной поляризованности в среде

$$P(2\omega_L) = \frac{\chi E_+^2}{2} \cos 2(\omega_L t - k_L z). \quad (I.12)$$

Переизлученное световое поле на частоте $2\omega_L$ может быть записано в виде:

$$E(2\omega_L) = E_{2L} \cos(2\omega_L t - k_{2L} z), \quad (I.13)$$

где

$$k_{2L} = \frac{2\omega_L n(2\omega_L)}{c}. \quad (I.14)$$

Остановимся подробнее на развитии процесса генерации гармоники в пространстве. В направлении распространения падающей волны в среде возбуждаются, в соответствии с (I.7), элементарные атомные осцилляторы, каждый из которых переизлучает поле удвоенной частоты. Длина нелинейной ℓ всегда много больше λ_L , так что число возбужденных осцилляторов велико, и нелинейный отклик среды определяется результатом интерференции волн $E(2\omega_L)$, испущенных всеми осцилляторами. Ясно, что в зависимости от фаз интерферирующих волн $E(2\omega_L)$, они могут и ослабить, и усилить суммарную волну. Наибольший интерес представляет, естественно, случай усиления, поскольку при этом возможно накопление нелинейного отклика.

Рассмотрим цепочку атомных осцилляторов, расположенных в максимумах напряженности поля падающей волны $E(\omega_L)$ в момент времени t . Расстояние между ними равно λ_L . Пусть фазовые скорости волн на частотах ω_L и $2\omega_L$ отличаются на $1/8$. Амплитуду и фазу волны, испущенной первым осциллятором, можно изобразить на круговой диаграмме вектором \vec{OA} (рис. I, а). В точке, где расположен второй осциллятор, результирующее поле (вектор \vec{OR}) будет складываться из волн от первого (вектор \vec{OB}) и второго (вектор \vec{OA}) осцилляторов, причем амплитуды их одинаковы, а разность фаз отличается на $\pi/4$ (рис. I, б), поскольку из-за меньшей фазовой скорости волна от первого осциллятора отстанет по фазе. В точке 3 (рис. I, в), где расположен третий осциллятор, результирующее поле будет складываться из волны, испущенной третьим осциллятором (вектор \vec{OA}) и волны представляемой вектором \vec{OB} , отстающей по фазе от первой

на $\frac{\pi}{2}$. Дальнейшее развитие процесса легко проследить по диаграммам на рис. I, $d-h$. В точке g , где расположен восьмой осциллятор, волна, испущенная им и результирующая от предыдущих семи оказываются в противофазе и их результирующая

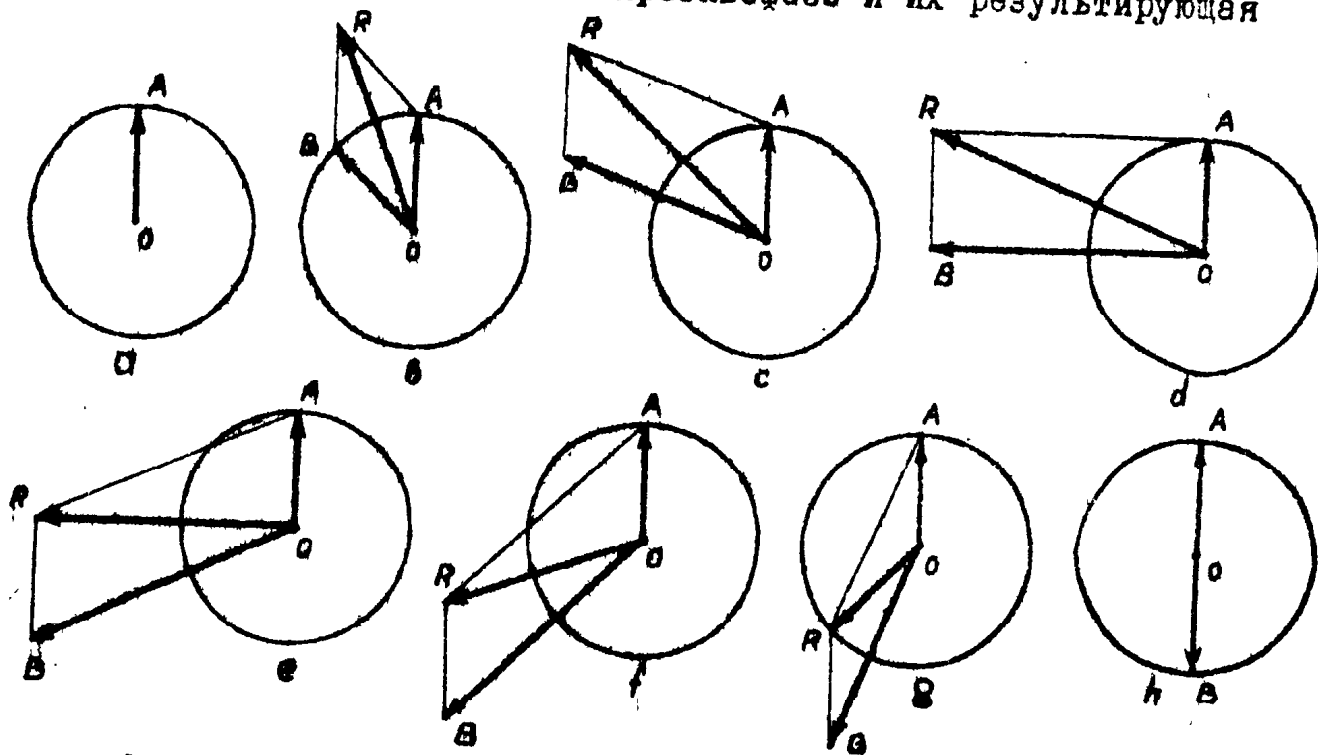


Рис. I. Иллюстрация эффектов рассогласования фаз между волной поляризации и генерируемой электромагнитной волной

равна нулю (рис. I, h). Рассогласование фазовых скоростей волн на частотах ω_L и $2\omega_L$ приводит к тому, что при интерференции волн второй гармоники, испущенных в различных точках пространства, результирующая их периодически оказывается равной нулю, и накопление излучения на удвоенной частоте невозможно. Период этих осцилляций зависит от разности фазовых скоростей V_{ω_L} и $V_{2\omega_L}$, определяемой, в свою очередь, разностью показателей преломления на частотах ω_L и $2\omega_L$. Действительно, разность фаз $\Delta\varphi$ между волной поляризованности, распространяющейся со скоростью первичной волны и волной второй гармоники, набегаящая на расстоянии Z определяется выражением $\Delta\varphi = 2(\omega_L t - k_L z) - (2\omega_L t - k_{2L} z)$ и равна

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi(n_{2L} - n_L)}{\lambda_L} Z. \quad (I.15)$$

Из (1.15) легко найти расстояние, на котором фазовые соотношения оказываются полностью нарушенными, т.е. разность фаз достигает π . Это расстояние, называемое длиной когерентности $l_{\text{ког}}$, определяет период осцилляций излучения второй гармоники:

$$l_{\text{ког}} = \frac{\lambda_n}{4(n_{2L} - n_L)} \quad (1.16)$$

Накопления нелинейного эффекта на расстояниях, больших $l_{\text{ког}}$, не происходит. Экспериментально это было подтверждено в 1962 г. американским физиком Терхьюном с сотрудниками. Они изучали зависимость мощности излучения второй гармоники W_{2L} возбуждаемой в пластинке кварца излучением рубинового лазера, от длины l пути, пройденного световой волной в среде. Оказалось, что мощность второй гармоники быстро осциллирует в зависимости от l (рис.2). Период осцилляций, определенный из эксперимента, хорошо согласовывался с величиной $l_{\text{ког}}$, рассчитанной по формуле (1.16). Такой режим генерации второй гармо-

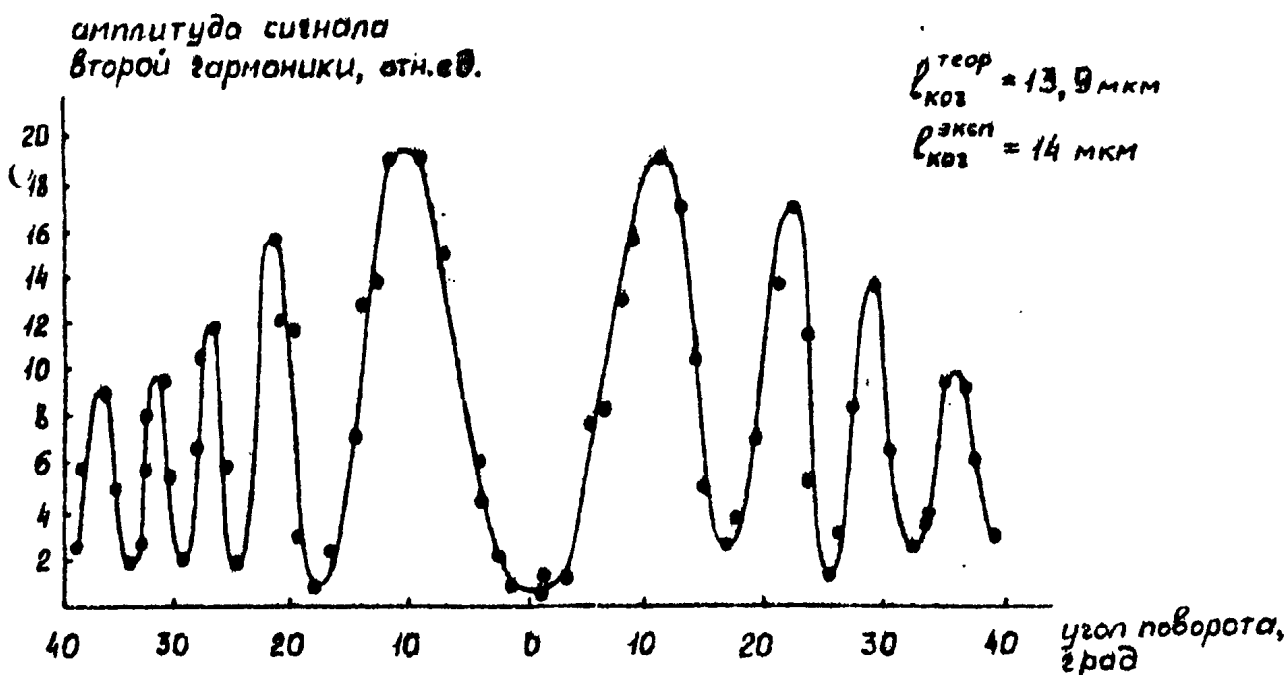


Рис. 2. Изменение мощности второй гармоники при изменении пути в среде за счет поворота кристалла

ники называется несинхронным. Максимальная мощность излучения второй гармоники в несинхронном режиме равна мощности, генерируемой на одной когерентной длине независимо от полной длины

нелинейного кристалла. Из (I.16) можно оценить типичную величину $\rho_{\text{кр}}^{\text{нл}}$, для кристалла кварца, например, она составляет 10^{-3} см. Соответственно, что и коэффициент преобразования периодической волны во вторую гармонику $\rho = \frac{W_{2\omega}}{W_{\omega}}$ невелик и не превышает 10^{-5} .

Для увеличения коэффициента преобразования необходимо создать в нелинейной среде условия, при которых показатели преломления двух световых волн с отличающимися вдвое частотами оказались бы одинаковыми:

$$n(2\omega_L) = n(\omega_L). \quad (I.17)$$

Условие (I.17) называется условием волнового или фазового синхронизма, поскольку при его выполнении равенство фаз между волной поляризованности и волной второй гармоники остается постоянной. Это, в свою очередь, означает, что накопление нелинейного эффекта оказывается возможным на всей длине кристалла, и коэффициент преобразования резко возрастает.

Казалось бы условие (I.17) может быть выполнено только в среде, не обладающей дисперсией, например, в газах, но не может быть удовлетворено в твердых телах. Тем не менее выход был найден за счет использования двулучепреломляющих кристаллов, т.е. кристаллов, в которых показатели преломления для волн различной поляризации отличаются.

На рис.3 изображены сечения показателей преломления одноосного двулучепреломляющего кристалла. Показатель преломления в кристалле для волны, поляризованной перпендикулярно оптической оси Oz кристалла - обыкновенной - не зависит от направления распространения волны: окружности n_1^o и n_2^o . Для волны, поляризованной в плоскости оси - необыкновенной - показатель преломления зависит от направления распространения: эллипсы n_1^e и n_2^e на рис.3. Показатель преломления для волн одной и той же поляризации с ростом частоты возрастает:

$n_2^o > n_1^o$, $n_2^e > n_1^e$. Однако, показатели преломления для волн различных частот и различной поляризации могут оказаться одинаковыми. А именно: если волне основной частоты - обыкновенная (окружность n_1^o), а волне гармоники - необыкновенная (эллипс n_2^e), то в точке A окружность и эллипс пересекаются и $n_1^o = n_2^e$ (рис.3). Это означает, что в направлении OA , отстоящем от направления оптической оси Oz на угол θ_2 , усло-

вие синхронизма (I.17) оказывается выполненным, и $\rho_{\text{кор}}$ в соответствии с (I.16) обращается в бесконечность.

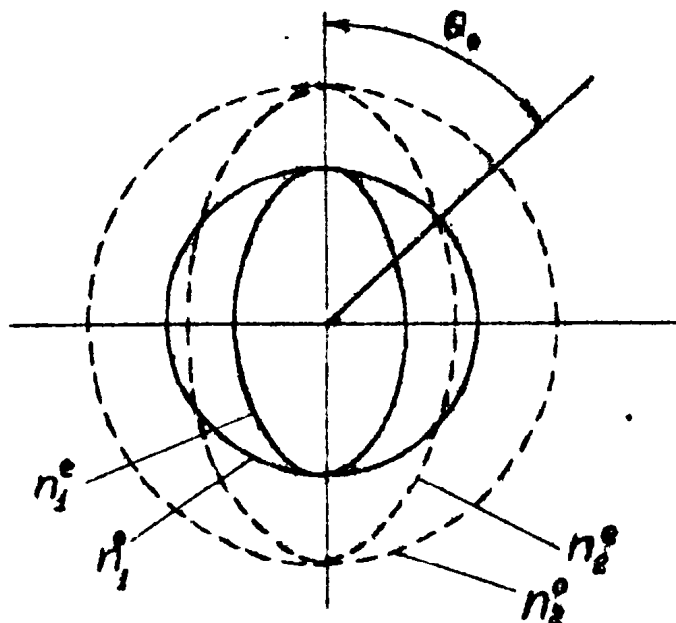


Рис. 3. Сечения поверхностей показателя преломления для кристалла КДР. Под углом θ_0 к оптической оси окружность n_1^o пересекается с эллипсоидом n_2^o . Это направление является направлением синхронизма

Следовательно, если поляризация падающей волны подобрана так, что основная волна в кристалле является обыкновенной, а свойства кристалла таковы, что в нем обыкновенная волна основного излучения возбуждает необыкновенную волну второй гармоники, то в направлении синхронизма следует ожидать резкого возрастания выходной мощности второй гармоники. Экспериментальные исследования полностью это подтвердили.

Свойства кристалла и состояние поляризации волны основного излучения имеют существенное значение в процессе генерации второй гармоники. Нелинейное взаимодействие, при котором основная волна обыкновенной поляризации порождает необыкновенную волну второй гармоники (оно рассмотрено выше) называется взаимодействием типа $oo-e$. Условие фазового синхронизма для него определяется (I.17).

Возможно, однако, и другое взаимодействие волн при генерации второй гармоники: когда волна поляризованности на удвоенной частоте возникает при взаимодействии двух основных волн различной поляризации: обыкновенной и необыкновенной. Генера-

руемая волна второй гармонике является при этом необыкновенной. Такой тип взаимодействия называется $oe-e$ - взаимодействием. Условие фазового синхронизма для него записывается в виде:

$$n_1^o + n_1^* = 2n_2^o. \quad (I.18)$$

Особенностью $oe-e$ взаимодействия является опосредованность преобразования во вторую гармонику неполяризованного излучения, в то время как для осуществления $oo-e$ взаимодействия необходимо, чтобы основная волна была плоскополяризована.

§ 3. Теоретическое описание процесса генерации второй гармоники

Введем в уравнения Максвелла член, учитывающий нелинейную поляризацию:

$$\nabla \times H = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (I.19)$$

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (I.20)$$

$$D = \epsilon E + 4\pi P. \quad (I.21)$$

Здесь линейная поляризованность включена в ϵ , а P описывает нелинейную поляризованность. Относительно среды предполагается, что она непроводящая и немагнитная. Взяв ротор от обеих частей уравнения (I.20), можно получить:

$$\nabla^2 E = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\epsilon}{c^2} E \right) - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (I.22)$$

Ограничимся рассмотрением одномерной задачи, т.е. положим $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$, считая, что все волны распространяются в направлении z . Введем обозначения:

$$E_L(z, t) = E_L(z) e^{-i(\omega_L t - k_L z)} + \text{к.с.}, \quad (I.23)$$

$$E_{2L}(z, t) = E_{2L}(z) e^{-i(2\omega_L t - k_{2L} z)} + \text{к.с.}$$

Из выражения (I.12) для нелинейной поляризованности на частоте $2\omega_L$ можно получить:

$$\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2} = -2\omega_L^2 E_L^2 e^{-2i(\omega_L t - k_L z)} \quad (I.24)$$

Подставляя (I.23) и (I.24) в (I.22) и предполагая, что амплитуды полей $E_L(z)$ и $E_{2L}(z)$ медленно меняются с расстоянием z по сравнению с быстроосциллирующим множителем $\exp[i(\omega_L t - k_L z)]$, т.е. используя условие: $\frac{dE}{dz} \gg \frac{d^2 E}{dz^2}$ и пренебрегая $\frac{d^2 E}{dz^2}$, можно получить

$$\frac{dE_L(z)}{dz} = -i \frac{4\pi\omega_L^2}{k_L c^2} \chi E_L^*(z) E_{2L}(z) e^{i(k_{2L} - 2k_L)z} \quad (I.25)$$

$$\frac{dE_{2L}(z)}{dz} = -i \frac{8\pi\omega_L^2}{k_{2L} c^2} \chi E_L^2(z) e^{i(k_{2L} - 2k_L)z} \quad (I.26)$$

()

Систему связанных уравнений (I.25), (I.26) для амплитуд полей основного излучения и излучения гармоники часто называют системой укороченных уравнений. Это название обусловлено тем, что из них исключены члены со второй производной $\frac{d^2 E}{dz^2}$.

Решение системы укороченных уравнений может быть получено в общем виде. Однако, в нашем случае можно ограничиться приближенным, вполне удовлетворительным в данных экспериментальных условиях. Используемое приближение предполагает, что перекачка мощности из основного излучения в излучение гармоники невелика (не превышает 10-15%) и поэтому амплитуда поля основной волны $E_L(z)$ может считаться постоянной по длине среды. Такое приближение называется приближением заданного поля накачки. В этом случае уравнение (I.26) легко проинтегрировать

$$E_{2L}(z) = -i \frac{8\pi\omega_L^2}{k_{2L}c^2} \chi E_L^2 \int_0^{\rho} e^{i(2k_L - k_{2L})z} dz, \quad (I.27)$$

где ρ - длина нелинейной среды. После интегрирования

$$E_{2L}(\rho) = -\frac{4\pi\omega_L^2}{k_{2L}c^2} \chi E_L^2 \frac{e^{i(2k_L - k_{2L})\rho}}{2k_L - k_{2L}}. \quad (I.28)$$

Как известно, мощность пучка I , проходящего через единичную площадку в среде с показателем преломления n , равна $\frac{cn}{2\pi} EE^*$. Для мощности пучка второй гармоники легко получить, умножая (I.28) на комплексно-сопряженную величину, следующее выражение:

$$I_{2\omega_L} \approx \frac{128\pi^5 \chi^2 I^2(\omega_L) \rho^2}{cn(2\omega_L)n^2(\omega_L)\lambda_L} \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2, \quad (I.29)$$

где λ_L - длина волны основного излучения, $x = \frac{2k_L - k_{2L}}{2} \rho$.

Выражение (I.29) описывает изменение мощности второй гармоники в зависимости от ρ при распространении основного излучения в любом направлении. В частности, она хорошо описывает изменение мощности второй гармоники, генерируемой в опытах Терхьяна (рис.2). При распространении основного излучения вдоль направления синхронизма θ_0 , где выполняется условие $2k_L - k_{2L} \rightarrow 0$, мощность второй гармоники растет по закону:

$$I(2\omega_L) \approx \frac{128\pi^5 \chi^2}{n^3(\omega_L)\lambda_L c} I^2(\omega_L) \rho^2. \quad (I.30)$$

Из (I.30) следует, что на больших длинах заметный нелинейный эффект может быть получен и при не очень значительных мощностях основного излучения $I(\omega_L)$. Однако из этого не следует, что при больших длинах возможно получение нелинейных эффектов и от мощных нелазерных источников. Дело заключается в том, что

величина $\rho_{\text{коз}}$ велика только вдоль направления синхронизма. Малейшее отступление от него приводит к резкому уменьшению $\rho_{\text{коз}}$. Реальный пучок лучей от нелазерного источника всегда содержит настолько широкий веер лучей, что лишь его пренебрежимо малая часть распространяется в направлении синхронизма. Основная же часть пучка не дает вклада в генерацию гармоники, поэтому получение излучения на удвоенной частоте с нелазерными источниками света недостижимо.

В заключение следует отметить, что в (I.30) входят величины, размерность которых выражена в единицах системы СГСЭ, а более удобным является задание мощности взаимодействующих волн в ваттах. Поэтому целесообразно привести здесь соответствующее выражение со смешанными размерностями:

$$I(2\omega_L) = \frac{14 \chi^2 \rho^2 I^2(\omega_L)}{n^3(\omega_L) \lambda_L^4}, \quad (\text{I.31})$$

где ρ и λ_L выражены в сантиметрах, χ - в сантиметрах и единицах напряженности СГСЭ: $\chi \approx 10^{-9}$ см/ед.напр.СГСЭ, $I(\omega_L)$, $I(2\omega_L)$ - в ваттах на квадратный сантиметр, $n(\omega_L) = 1.47$.

○

Ч А С Т Ь П

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

§ I. Элементарное классическое описание явления ВКР

Остановимся вначале коротко на основных представлениях, лежащих в основе классической теории спонтанного комбинационного рассеяния (СКР).

До сих пор при рассмотрении поляризованности среды, индуцированной световой волной, учитывалось лишь движение оптического электрона, ядра атомов предполагались неподвижными. В действительности в молекуле имеет место сложное взаимодействие атомных ядер и электронной оболочки. Движение электронной оболочки в молекуле связано с движением ядер, ведь взаимное расположение ядер определяет то внутреннее поле, в котором находится электронное облако. Способность электронной оболочки

деформироваться под действием электрического поля световой волны, называемая поляризуемостью молекул α , зависит от конфигурации ядер в данный момент. При колебаниях ядер около положения равновесия (и других видах периодического движения, например, при вращении молекулы) поляризуемость молекулы α изменяется с частотой колебаний ядер.

Пусть на молекулу падает световая волна $E(\omega_L) = E_L \cos(\omega_L t - k_L z)$. Дипольный момент ρ , индуцированный в молекуле под действием этой световой волны равен $\alpha E(\omega_L)$. Рассмотрим для простоты случай двухатомной молекулы и обозначим через x изменение расстояния между ядрами по сравнению с его равновесным значением. Предполагая, что x мало, можно разложить α в ряд по степеням x в окрестности равновесного значения α_0 этой величины:

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\right)_0 x + \dots \approx \alpha_0 + \mu x. \quad (\text{П.1})$$

Полагая, что колебания ядер происходят по гармоническому закону $x = x_0 \cos \Omega t$, получим (Ω - частота колебаний ядер)

$$\begin{aligned} \rho &= \left[\alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\right)_0 x_0 \cos \Omega t \right] E_L \cos \omega_L t = \\ &= \alpha_0 E_L \cos \omega_L t + \frac{1}{2} x_0 \alpha_0 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\right)_0 E_L \cos[(\omega_L - \Omega)t] + \frac{1}{2} \alpha_0 x_0 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\right)_0 E_L \cos(\omega_L + \Omega)t. \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

Таким образом, в результате модуляции колебаний наведенного дипольного момента колебаниями ядер поляризованность среды $P = N\rho$ может быть представлена в виде:

$$P = P(\omega_L) + P(\omega_L - \Omega) + P(\omega_L + \Omega), \quad (\text{П.3})$$

что, в свою очередь, означает появление в спектре рассеянного излучения с комбинационными частотами $\omega_L \pm \Omega$. Рассеянное излучение с частотой $\omega_s = \omega_L - \Omega$ называется стоксовой компонентой спонтанного комбинационного рассеяния, с частотой $\omega_{os} = \omega_L + \Omega$ - антистоксовой.

В слабых световых полях поляризация на частотах $\omega_L \pm \Omega$ зависит от случайных фаз колебаний отдельных молекул, излучение спонтанного комбинационного рассеяния является некогерент-

ным, его интенсивность не превышает 10^{-6} от интенсивности падающей волны. Угловое распределение СКР является более или менее равномерным в полном телесном угле.

С увеличением интенсивности падающего света до значений $10^8 - 10^9$ Вт/см², что достигается при использовании лазерных источников света, свойства рассеянного излучения меняются. Интенсивность его резко возрастает и становится сравнимой с интенсивностью падающей волны, в спектре рассеянного излучения наряду с компонентами $\omega_L \pm \Omega$ появляются частоты $\omega_L \pm 2\Omega$, $\omega_L \pm 3\Omega$ и т.д., угловое распределение стоксовой компоненты приближается к угловому распределению лазерного излучения, т.е. приобретает отчетливо выраженный направленный характер. В этом случае уже имеет место процесс не спонтанного, а вынужденного комбинационного рассеяния света или оокращенно ВКР. Схема опыта по наблюдению ВКР может быть следующей (рис. 4). Пучок лазерного излучения направляется в кювету с рассеивающим веществом (1) и затем отфильтровывается светофильтром (2), так что на экране (3) наблюдается только рассеянный свет со смещенными частотами. Справа схематически показано распределение освещенности на экране.

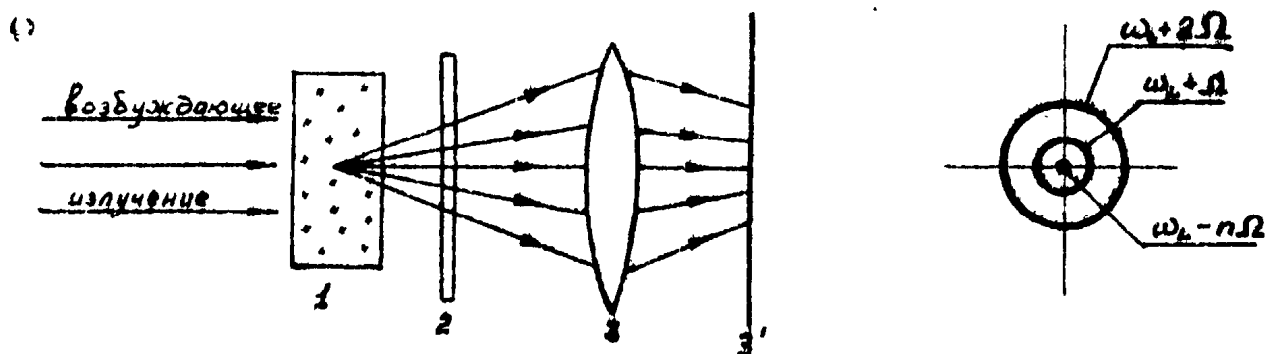


Рис. 4. Схема эксперимента по наблюдению ВКР

Вблизи оси, соответствующей направлению возбужденного пучка сосредоточено стоксово излучение $\omega_L - n\Omega$, $n = 1, 2, \dots$. Антисксовы компоненты $\omega_L + n\Omega$ располагаются в виде концентрических колец, радиус которых возрастает с ростом n . Таковы главные черты явления ВКР, которые, конечно, в зависимости от экспериментальных условий могут сильно изменяться.

Для объяснения основных особенностей ВКР и, в первую очередь, высокой интенсивности рассеянного света воспользуемся

опять представлениями классической теории. С классической точки зрения комбинационное рассеяние возникает в результате модуляции поляризуемости молекул колебаниями их ядер. Из общих законов механики известно, что взаимодействие двух систем (в данном случае оболочки и ядер) всегда обоюдно и, следовательно, изменение состояния ядер должно приводить к изменению колебаний электронной оболочки. Потенциальная энергия индуцированного в молекуле диполя есть $U(x) = -\frac{1}{2}(\alpha + \mu x)E^2$ и со стороны поляризованной полем электронной оболочки на ядра действует сила $F = -\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{1}{2}\mu E^2$. Поэтому уравнение Ньютона, описывающее колебания ядер, имеет вид:

$$\ddot{x} + \delta\dot{x} + \Omega^2 x = \frac{1}{2}\mu E^2, \quad (\text{П.4})$$

где m - приведенная масса ядер, а величина δ характеризует затухание колебаний, E - напряженность электрического поля световой волны. Таким образом, электронная оболочка молекулы не только испытывает модуляцию в результате колебаний ядер, но и сама, будучи поляризована полем световой волны, воздействует на ядра, вызывая увеличение амплитуды их колебаний.

Каждая молекула в рассеивающей среде находится в поле падающего излучения частоты ω_L и в поле рассеянного другими молекулами излучения частоты $\omega_S - \Omega$. Другими словами, поле E в рассеивающей среде складывается из поля падающей лазерной волны и рассеянного поля на стоксовой частоте:

$$E = E_L \cos(\omega_L t - \vec{k}_L \vec{r}) + E_S \cos(\omega_S t - \vec{k}_S \vec{r}). \quad (\text{П.5})$$

Поэтому вынуждающая сила в правой части (П.4), пропорциональная E^2 , наряду с высокими световыми частотами $2\omega_L, 2\omega_S$ содержит и частоту $\omega_L - \omega_S = \Omega$. Высокочастотные составляющие поля E не могут оказать влияния на инерционные колебания тяжелых (по сравнению с электронной оболочкой) ядер. Сос. являющаяся же вынуждающей силой на частоте $\Omega = \omega_L - \omega_S$ является резонансной по отношению к собственным колебаниям ядер и поэтому играет основную роль в раскачке колебаний. Отбрасывая нерезонансные составляющие, можно записать (П.4) в виде:

$$\ddot{x} + \delta \dot{x} + \Omega x^2 = \frac{1}{2m} \mu E_L E_S \cos[(\omega_L - \omega_S)t - (\vec{k}_L - \vec{k}_S) \vec{r}]. \quad (\text{П.6})$$

Решение (П.6) известно:

$$x = \mu \frac{E_L E_S}{2m \delta \Omega} \sin[\Omega t - (\vec{k}_L - \vec{k}_S) \vec{r}]. \quad (\text{П.7})$$

Из (П.7) видно, что амплитуда колебаний ядер пропорциональна $E_L E_S$, т.е. воздействие на молекулу полей возбуждающего и рассеянного стокового излучения приводит к резонансной раскачке ее ядер. Вынужденные колебания ядер, в свою очередь, приводят к еще большей модуляции поляризуемости молекулы и усилению стокового излучения. Это обуславливает, в соответствии с (П.7), дальнейшее возрастание амплитуды колебаний ядер и т.д. Работа \overline{W}_S поля на стоковой частоте $E_S \cos(\omega_S t - \vec{k}_S \vec{r})$ в единицу времени равна $\dot{p}(\omega_S) E_S \cos(\omega_S t - \vec{k}_S \vec{r})$, где $p(\omega_S)$ - составляющая дипольного момента (П.2) на стоковой частоте, ее среднее значение за период колебаний $\frac{2\pi}{\omega_S}$ равно:

$$\overline{W}_S = - \frac{\mu^2 E_L^2 E_S^2}{8\pi \delta \hbar \Omega} \hbar \omega_S. \quad (\text{П.8})$$

Отрицательное значение величины \overline{W}_S означает увеличение энергии поля E_S , т.е. его усиление, причем \overline{W}_S пропорциональна как интенсивности возбуждающей волны E_L^2 , так и интенсивности самого рассеянного излучения E_S^2 .

§ 2. Возбуждение антистоксовых и высших стоксовых компонент

До сих пор мы рассматривали возбуждение и усиление стоксовой компоненты комбинационного рассеяния, однако в спектре ВКР, как правило, присутствуют наряду со стоксовой антистоксовой и высшие стоксовые компоненты. Их происхождение легко понять, если рассмотреть дипольный момент молекулы p с учетом (П.7). Действительно, дипольный момент молекулы в поле двух световых волн E_L и E_S , равный $(\alpha_0 + \mu x) E$, можно предста-

вить в виде:

$$P = (\alpha_0 + \mu x) E = \alpha_0 E_L + P_S + P_L + P_{as} + P_{ss}, \quad (\text{Ш.9})$$

где

$$P_S = - \frac{\mu^2 E_L^2 E_S}{4m\delta\Omega} \sin(\omega_S t - \vec{k}_S \vec{r}), \quad (\text{П.9а})$$

$$P_L = \frac{\mu^2 E_L^2 E_S}{4m\delta\Omega} \sin(\omega_L t - \vec{k}_L \vec{r}), \quad (\text{П.9б})$$

$$P_{as} = \frac{\mu^2 E_L^2 E_S}{4m\delta\Omega} \sin[(\omega_L + \Omega)t - (2\vec{k}_L - \vec{k}_S) \vec{r}], \quad (\text{П.9в})$$

$$P_{ss} = - \frac{\mu^2 E_L^2 E_S}{4m\delta\Omega} \sin[(\omega_L - 2\Omega)t - (2\vec{k}_L - \vec{k}_S) \vec{r}]. \quad (\text{П.9г})$$

Это означает, что у дипольного момента возникают новые спектральные компоненты P_{as} и P_{ss} , частоты которых отличны от частот падающих на молекулу волн $E(\omega_L)$ и $E(\omega_S)$. Следовательно, возбуждающий свет и быстро усиливающееся стоксово излучение, индуцируя колебания ядер, образуют в среде целый ансамбль диполей, которые излучают волны с частотами ω_{as} и ω_{ss} . Легко видеть, что вынужденные колебания ядер, модулируя излучение второй стоксовой и первой антистоксовой компонент порождают третью стоксову и вторую антистоксову компоненты и т.д. Процесс увеличения числа спектральных компонент рассеянного света ограничивается, как правило, вследствие истощения мощности исходного лазерного пучка.

Направленность антистоксова излучения по конусу можно понять, если принять во внимание, что волновой вектор антистоксовой волны \vec{k}_{as} равен, в соответствии с (П.9в):

$$\vec{k}_{as} = 2\vec{k}_L - \vec{k}_S. \quad (\text{П.10})$$

Так как вследствие дисперсии среды $n_{as} > n_L > n_S$, векторное соотношение (П.10) не может быть выполнено, если векторы \vec{k}_S

\vec{k}_L , \vec{k}_{os} коллинеарны. Для выполнения соотношения $\vec{k}_{os} + \vec{k}_s = 2\vec{k}_L$ необходимо, чтобы вектор \vec{k}_{os} и волновой вектор той стоксовой волны \vec{k}_s , которая участвует в возбуждении антистоксовой волны были под углом к оси возбуждающего пучка, как это показано на рис.5.

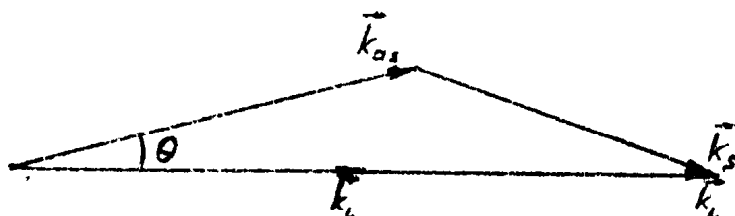


Рис. 5. Схема волновых векторов взаимодействующих волн

Из векторной диаграммы легко рассчитать угол θ раствора конуса антистоксовой компоненты. В средах с дисперсией, например в жидкостях, θ составляет величину порядка нескольких градусов. В газовых средах, где дисперсия мала, направление антистоксова излучения практически совпадает с направлением возбуждающего света.

Таким образом, основные черты вынужденного комбинационного рассеяния света могут быть качественно объяснены с помощью элементарной классической теории.

Полная теория ВКР может быть развита только на основе квантового подхода. Не приводя ее изложения, что разумеется выходит за рамки данной работы, укажем только, каким может быть подход к описанию ВКР с квантовой точки зрения.

Из теории рассеяния, основанной на квантовоэлектродинамическом исследовании системы (молекула + поле) следует, что полная вероятность ω_{kn} того, что в единицу времени молекула под влиянием излучения перейдет из состояния k в состояние n , а квант падающего света $\hbar\omega_L$ перейдет в квант $\hbar\omega_s = \hbar\omega_L - \hbar\omega_{kn}$, т.е. произойдет акт комбинационного рассеяния, складывается из двух членов. Один из них пропорционален плотности нулевых колебаний поля $\hbar\omega_s^3 / 8\pi^3 c^3$, а второй —

плотности энергии излучения на частоте ω_s . Это означает, что вероятность акта комбинационного рассеяния увеличивается, если излучение, распространяющееся в среде, уже содержит час-

ноту ω_s . Если падающее на среду излучение имеет определенную частоту ω_s^0 , то стороннее (по отношению к рассматриваемой молекуле) излучение на частоте ω_s может появиться лишь в результате комбинационного рассеяния другими молекулами. Однако достижимые до недавнего времени интенсивности рассеяний были малы в том смысле, что плотность энергии рассеянного излучения оказывалась значительно меньше плотности энергии нулевых колебаний. Поэтому вынужденным членом в выражении для вероятности пренебрегали. На этом предположении основана теория комбинационного рассеяния слабой световой волны, т.е. спонтанного комбинационного рассеяния. Пределы применимости теории СКР могут быть оценены из условия, что плотность энергии рассеянного излучения в объеме среды должна быть значительно меньше плотности энергии $\hbar\omega_s^3/8\pi^2c^3$. Из этого требования вытекает неравенство:

$$E_s^2 \ll \frac{\omega_s^3}{c^3} \hbar \Delta \Omega, \quad (\text{П. II})$$

где $\Delta \Omega$ - ширина линии СКР. Поскольку интенсивность световой волны при СКР пропорциональна интенсивности падающего света, то из (П. II) следует ограничение на интенсивность падающего света: $I_s \ll 150 \text{ МВт/см}^2$ *). Интенсивности же, достигаемые с помощью лазерных источников, могут значительно превышать это значение и пренебрежение вынужденным членом уже неравномерно, в этом случае процесс вынужденного комбинационного рассеяния полностью преобладает над спонтанным.

Из сказанного вытекает, что спонтанное и вынужденное комбинационное рассеяние имеют "взрывочные" источники одной и той же природы: независимые между собой молекулярные осцилляторы на стоксовой частоте. Процесс СКР состоит в излучении каждого такого осциллятора в свободное пространство. В случае ВКР сама рассеиваемая волна оказывается достаточно интенсивной, чтобы существенно изменить электродинамические свойства вещества. Излучение отдельных осцилляторов теперь надо рассматривать в среде, описываемой материальными уравнениями (П.6),

*) Это соотношение позволяет конкретизировать понятие "слабого светового поля", используемое в начале первого параграфа.

(П.9). Полная интенсивность ВКР получится суммирование интенсивностей излучения от всех молекулярных осцилляторов.

§ 3. Численные оценки пороговых характеристик ВКР

Задачей теоретического описания процесса ВКР является, также как при генерации гармоник, получение зависимости интенсивности стоксовой компоненты от интенсивности возбуждающего света и параметров комбинационно-активной среды. Не проводя всего решения задачи, что в рамках данной разработки нецелесообразно, представим только окончательные результаты расчета.

Пусть в комбинационно-активной среде в направлении оси Z распространяется плоская лазерная волна $E_z \cos(\omega_L t - k_L z)$. Расчет интенсивности стоксова излучения $I_S(z)$ дает:

$$I_S(z) = I_S(0) \exp(\beta I_L z), \quad (\text{П.12})$$

где I_L - интенсивность лазерного излучения, β - коэффициент усиления ВКР, рассчитанный на единичную интенсивность возбуждающего излучения и зависящий от характеристик среды, $I_S(0)$ - интенсивность излучения затравочных источников на стоксовой частоте, z - длина пути в среде.

Для большинства органических жидкостей величина удельного коэффициента усиления β лежит в пределах 10^{-2} - 10^{-3} $\text{МВт}^{-1} \cdot \text{см}$, для газов он, как правило, меньше и составляет 10^{-3} - 10^{-4} $\text{МВт}^{-1} \cdot \text{см}$.

Из (П.12) видно, что интенсивность ВКР экспоненциально нарастает с длиной пути возбуждающего излучения в среде. Если длина среды равна l , а интенсивность $I_L(z)$ постоянна по всему пути (приближение заданного поля на качки), то полный инкремент усиления, создаваемого в среде возбуждающим излучением, равен

$$G = \beta I_L l. \quad (\text{П.13})$$

Величина коэффициента G является одним из основных параметров, характеризующих протекание процесса ВКР (ниже это будет обсуждено подробнее).

Вынужденное комбинационное рассеяние представляет собой пороговый эффект. Это означает, что ВКР возникает не при любой интенсивности возбуждающего излучения, а только при превышении

ер некоторого определенного значения, называемого пороговым. Первые же экспериментальные исследования, казалось, подтверждали этот факт, порог ВКР по интенсивности возбуждающего излучения наблюдался очень четко. Однако, расчетное пороговое значение лазерного излучения, определяемое из следующего условия: поляризованность среды на стоксовой частоте $P(\omega_s - \Omega)$ должна вносить усиление, превышающее потери в среде (например, поглощение), оказалось значительно меньше наблюдаемого значения. То есть экспериментально регистрируемый порог ВКР оказывается не "истинным" порогом, величина которого определяется из условия превышения усиления над потерями, а носит условный характер: интенсивность стоксова излучения должна достигнуть детектируемого уровня. Условность порога ВКР проявляется прежде всего в том, что изменение метода регистрации ВКР (например, переход от фотопластинок к фотоэлектрическому методу) может несколько изменить величину порога, но это изменение невелико. Поэтому, несмотря на условно-экспериментальный характер порога ВКР, исследование этой величины представляет интерес, так как практически она измеряется довольно точно. Многочисленные экспериментальные исследования показали, что для наблюдения ВКР обычно необходимо, чтобы величина G была равна 25.

Пояним оквазвное на численном примере. Пусть длина среды равна 20 см, а коэффициент усиления $\beta = 3 \cdot 10^{-3} \text{ МВт}^{-1} \cdot \text{см}$ (одна из интенсивных линий в бензоле). Тогда при интенсивности лазерного излучения $I_L = 500 \text{ МВт/см}^2$, полный инкремент усиления в среде G равен: $500 \text{ МВт/см}^2 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \text{ МВт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot 20 \text{ см} = 30$. Можно утверждать, что в данном случае интенсивность возбуждающего излучения достаточна для регистрации ВКР. Если бы I_L составляла 200 МВт/см^2 , то величина G была бы равна 12, и регистрация ВКР уже была бы невозможна, даже при использовании специальных методов.

Возможность четкого измерения пороговой интенсивности возбуждающего излучения $I_L^{\text{пор}}$ часто используется для решения обратной задачи: определения удельного коэффициента усиления ВКР β в среде. Например, если измеренное значение $I_L^{\text{пор}}$ равно $350\text{--}400 \text{ МВт/см}^2$, а длина среды l равна 10 см, то, зная что произведение $I_L^{\text{пор}} \cdot l \cdot \beta \approx 25$, легко оценить величину β : $\beta \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ МВт}^{-1} \cdot \text{см}$. Особенно часто этот прием используется при сравнительных измерениях величин β для разных веществ, по-

скольку при абсолютных измерениях он все-таки может дать довольно большую ошибку. Тем не менее для примерной оценки величины β он вполне пригоден и в упражнении 4 оценка коэффициента усиления проводится именно этим способом.

Ч А С Т Ь Ш

ЭКСПЕРИМЕНТ

§ I. Описание экспериментальной установки

Целью лабораторной работы является изучение основных закономерностей нелинейно-оптических явлений генерации второй гармоники (ГВГ) и вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР).

Явление ГВГ изучается на примере удвоения частоты излучения лазера на неодимовом стекле. Удвоенное по частоте излучение, в свою очередь, используется в качестве возбуждающего при наблюдении вынужденного комбинационного рассеяния света. Таким образом, с помощью различных нелинейных процессов осуществляется преобразование частоты исходного инфракрасного пучка в целый ряд частот видимой области спектра.

Экспериментальная установка лабораторной задачи включает в себя лазер на стекле, активированном ионами неодима Nd^{+++} нелинейный кристалл дигидрофосфата калия KDP , в котором происходит удвоение частоты лазерного излучения, кобальт с комбинационно-активным веществом для возбуждения ВКР и регистрирующую систему.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 6.

Лазер на стекле, активированном Nd^{+++} , схематически представлен элементами (6)–(9). Активный элемент (8) помещен в резонатор, образованный зеркалами (6) с коэффициентом отражения на длине волны 1060 нм $\sim 99\%$ и (9) с коэффициентом отражения на той же длине волны $\sim 30\%$. Для модуляции добротности резонатора используется просветляющийся фильтр (7), расположенный между высокоотражающим зеркалом (6) и активным элементом (8).

Инверсная заселенность уровней активных ионов Nd^{+++} возникает при освещении элемента светом двух импульсных газораз-

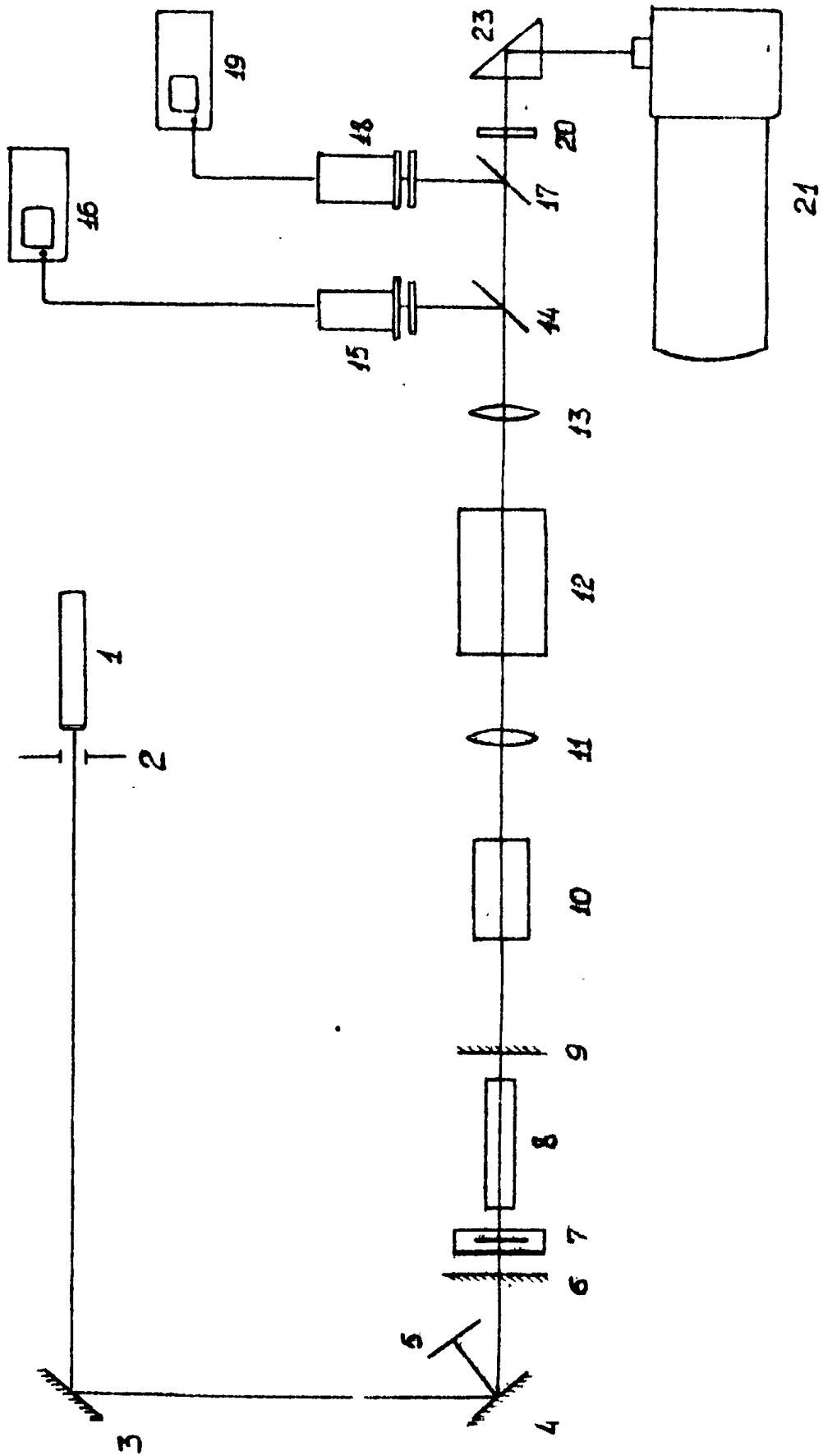


Рис.6. Схема экспериментальной установки

рядных ламп (на рисунке не указаны), т.е. с помощью оптической накачки. Активный элемент и лампы накачки помещены в герметичный осветитель, фокусирующий излучение ламп на элемент. Охлаждение осветителя осуществляется с помощью проточной воды комнатной температуры. Для питания газоразрядных ламп, используется батарея конденсаторов, заряжаемая с помощью высоковольтного выпрямителя. Включение разряда ламп или, как говорят, поджиг ламп производится с помощью специального устройства, кнопка запуска которого выведена на переднюю панель высоковольтного выпрямителя, а также в виде выносной кнопки для дистанционного управления.

Выходящее через полупрозрачное зеркало (9) лазерное излучение с длиной волны 1060 нм падает на нелинейный кристалл *KDP* (10). Поскольку кристаллы *KDP* очень гигроскопичны, он помещен в специальный прозрачный футляр, торцы которого закрыты оптическими окнами. Футляр с кристаллом закреплен на специальном оптическом столике, имеющем микрометрические подачи в различных направлениях. Предусмотрена возможность точного отсчета углов поворота столика с помощью микрометрической угловой шкалы.

В кристалле часть лазерного пучка преобразуется в излучение второй гармоники с длиной волны 530 нм. Это излучение линзой (11) с фокусным расстоянием 15 см фокусируется в кювету (12) с комбинационно-активным веществом и возбуждает в нем ВКР. Выходящее из кюветы излучение, в спектре которого присутствует и стоксова компонента ВКР, собирается линзой (13) с фокусным расстоянием 21 см и в виде почти параллельного пучка направляется на регистрирующую систему. В качестве комбинационно-активных веществ в данной задаче используются жидкий азот и бензол, каждым из которых заполнена специальная кювета. Смена веществ по ходу выполнения работы производится просто заменой столиков, на которых закреплены кюветы.

Регистрирующая система. Временные характеристики излучения и его энергия измеряются фотоэлементами (15) и (18), сигналы с которых подаются на входы запоминающих осциллографов С8-12 (16) и (19). Излучение отводится на фотоэлементы зеркалами (14) и (17). Конструкция применяемых фотоэлементов ФК при использовании согласованной нагрузки 75 Ом обеспечивает достаточно высокое временное разрешение. Полоса пропускания измери-

тельного тракта ФК и осциллографа С8-12 составляет 50 МГц, что достаточно для выполнения данной работы. Для измерения с помощью фотоэлемента энергии оптического импульса в качестве его нагрузки устанавливается емкость. При попадании на фотоэлемент оптического импульса напряжение на емкости изменяется, и это изменение пропорционально энергии импульса. Соответствие между амплитудой ступенчатого изменения напряжения на емкости и энергией импульса устанавливается экспериментально и указано на корпусе емкостной нагрузки. Для выделения при регистрации излучения с той или иной длиной волны перед фотоэлементами устанавливаются светофильтры, обладающие селективным пропусканием. Кривые пропускания светофильтров приведены в приложении (рис. 8).

Спектральный состав излучения регистрируется с помощью дифракционного спектрографа *PGS-2* (21), на выходе которого устанавливается кассета с фотопластинками. Специальная система прием полного внутреннего отражения (23) направляет исследуемое излучение на входную щель спектрографа. Светофильтр марки С90-23 (20), устанавливаемый на пути пучка, предназначен для поглощения лазерного излучения, чрезмерная интенсивность которого может повредить дифракционную решетку и другие оптические элементы спектрографа. Оптическая схема спектрографа приведена на рис. 7. Дифрагирующим элементом в нем является дифракционная решетка размером 60x70 мм с числом штрихов на миллиметр 650, обеспечивающая в первом порядке дифракции линейную дисперсию 7.4 А/мм. Поворотом решетки вокруг вертикальной оси на регистрацию может быть выведен спектральный диапазон 170 нм из полной спектральной полосы прибора от 200 нм до 2800 нм.

При работе в первом порядке дифракции в спектрографе предусмотрена возможность наряду с экспозицией исследуемого спектра осуществлять экспозицию шкалы длин волн. Таким образом на фотопластинке исследуемый спектр оказывается совмещенным со шкалой длин волн, что существенно повышает точность и скорость расшифровки спектра.

Перемещение кассеты с фотопластинкой в спектрографе осуществляется автоматически, при этом возможно два режима. Первый - перемещение кассеты вверх или вниз с остановкой вручную в выбранном положении. Второй - перемещение кассеты вверх с заданным шагом. Шаг перемещения может быть выбран в пределах

от 1 мм до 12 мм. В моменты перемещения кассеты электро-механический затвор, перекрывающий световой пучок вблизи входной щели спектрографа, автоматически закрывается, а в момент остановки кассеты - открывается.

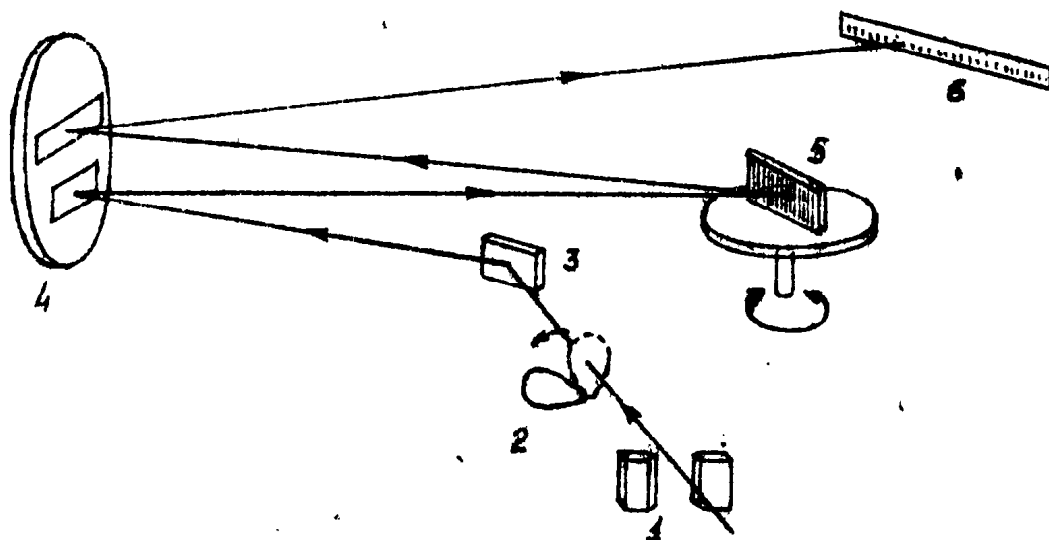


Рис. 7. Оптическая схема спектрографа PGS-2.
1 - входная щель; 2 - электро-механический затвор; 3 - поворотное зеркало; 4 - вогнутое зеркало; 5 - дифракционная решетка 650 штр/мм; 6 - выходная плоскость спектрографа со шкалой длин волн

§ 2. Порядок работы на установке

1. Методика юстировки оптической схемы

Юстировка оптической схемы осуществляется с помощью луча газового лазера (1). Пройдя через диафрагму (2), установленную вблизи лазера (1), луч с помощью зеркал (3) и (4) вводится в установку. Его направление задает оптическую ось всей системы.

Первым этапом юстировки является сборка и юстировка резонатора лазера на стекле с Nd^{+++} . Для этого необходимо проделать следующие операции.

I. Установить на оптической скамье зеркало (6), просветляющий фильтр (7), осветитель со стеклянным стержнем (8) и зеркало (9) так, чтобы луч газового лазера проходил примерно через середины этих элементов.

2. Отраженный от зеркала (9) луч направить на центр диафрагмы (2), совместив его таким образом с падающим лучом. При этом зеркало (9) окажется выставленным строго перпендикулярно оптической оси. Если вблизи центра диафрагмы наблюдаются другие яркие пятна, мешающие точной юстировке, то небольшим наклоном элементов (6), (7), (8) их следует отвести от центра диафрагмы.

3. Отраженный от торцов стеклянного стержня (8) луч совместить с падающим также, как и в п.п.2. Критерием точного совмещения отраженных лучей служит появление вокруг центра диафрагмы пульсирующей интерференционной картины из концентрических колец.

4. Таким же образом выставить наклон зеркала (6), контролируя точность юстировки по интерференционной картине аналогично изложенному в п.п.3.

5. Завершается юстировка лазерного резонатора установкой наклона просветляющегося фильтра (7) в соответствии с п.п.3.

6. По окончании юстировки лазерного резонатора поступательным перемещением столика с кристаллом (10). Установить его таким образом, чтобы луч проходил примерно через середины его торцов.

Установка линзы (II) производится следующим образом.

7. Вывести линзу (II) с оптической оси перемещением держателя в поперечном направлении. Расположить переносной экран (22) на расстоянии 15-20 см. от линзы так, чтобы луч падал на центр перекрестия.

8. Установить линзу (II) и ее поступательными перемещениями в горизонтальном и вертикальном направлениях добиться совмещения луча с центром перекрестия на экране.

9. Отраженный от линзы луч наклонами линзы совместить с падающим. Здесь достаточно довольно грубого совпадения отраженного и падающего лучей на расстоянии 10-15 см от линзы.

10. Проверить, не сместился ли луч с центра экрана при изменении наклона линзы. Если он сместился, то повторить операцию, изложенную в п.п.8,9.

II. Установить кювету (12) с комбинационно-активным веществом так, чтобы луч проходил через центры окон.

12. Установить линзу (13) в соответствии с методикой, изложенной в п.п. 7-10.

13. Визуально проверить, попадает ли луч газового лазера, отраженный от зеркал (14) и (17) на входные окна фоточувствительных элементов. При необходимости наклонами зеркал направить лучи в нужных направлениях.

14. Проверить попадание луча газового лазера на входную щель спектрографа. Контроль правильности освещения входной щели осуществляется по появлению на выходе спектрографа линии 633 нм, соответствующей излучению газового лазера. Если линия не видна или видна слабо, наклоном призмы (23) добиться яркой, хорошо видной глазом линии.

При выполнении упражнений 1 и 2 (изучение основных свойств явления ГВГ) линзы (11), (13) и кюветы (12) не устанавливаются на оптической оси системы. Юстировка установки ограничивается выполнением п.п. 1-6 и п.п. 13. При изучении ВКР (упражнения 3 и 4) юстировка производится полностью в соответствии с п.п. 1-14.

ВНИМАНИЕ! Экраном (5), установленным на зеркале (4), перекрыть луч газового лазера и тем самым исключить возможность попадания мощного излучения твердотельного лазера в газовый лазер.

II. Порядок работы с аппаратурой

I. Блок питания БП-5000.

1. Включить тумблер "СЕТЬ". Дать прибору прогреться в течение 5-10 мин.

2. Нажатием черной кнопки включить высоковольтные цепи блока питания.

3. Ручку плавной регулировки амплитуды подаваемого напряжения установить необходимое значение.

4. Нажать кнопку "ОДИНОЧНЫЙ ЗАПУСК", проконтролировать подачу напряжения по показанию стрелочного вольтметра, установленного на передней панели блока питания.

5. Нажатием кнопки "ОДИНОЧНЫЙ ПОДЖИГ" включить поджиг ламп.

6. Выключение прибора производится в обратном порядке: сначала красной кнопкой выключить высоковольтные цепи, затем тумблер "СЕТЬ".

II. Запоминающий осциллограф С8-12.

I. Перед включением прибора органы управления на передней панели осциллографа должны быть установлены в следующие поло-

Условия:

- ручка "АМПЛ" - в крайнее правое положение;
- ручка "ПОТЕНЦИАЛ МИШЕНИ" - в крайнее левое положение;
- переключатели "АВТОСТИРАНИЕ" и "КАЛИБРАТОР" в положение "ОТКЛ";
- ручки смещения луча " \leftarrow " " " и " \updownarrow " в среднее положение;
- чувствительность входа "1ВОЛЬТ/ДЕЛ";
- режим запуска развертки "1:1", "-", "=", "НОРМАЛЬНО", "РАВОВЫЙ";
- длительность развертки в положение "0,2 МКС/ДЕЛ";
- ручка " * " (яркость) - в крайнее левое положение;
- ручки " \odot " (фокусировка луча), \blacksquare (астигматизм) - в исходное положение.

2. Тумблером "СЕТЬ" включить прибор. Дать ему прогреться в течение 10-15 минут.

3. Опробовать действие кнопки "СТИРАНИЕ": при нажатии ее экран трубки должен ярко светиться, при отпускании - погаснуть.

4. Провести ряд пробных записей линии развертки. Для этого необходимо поставить тумблер режима запуска развертки в положение "СЕТЬ". Запуск развертки производить нажатием кнопки "ГОТОВ" с последующим введением ручки "ПОТЕНЦИАЛ МИШЕНИ". Проверить, достаточно ли яркость записанной линии, она должна быть хорошо наблюдаема на фоне экрана.

ВНИМАНИЕ! Следует строго следить за выставленной яркостью луча, так как чрезмерная яркость опасна для трубки!

5. Произвести пробные записи в разных частях экрана трубки путем смещения лучей по вертикали ручкой " \updownarrow ". Нажать кнопку "СТИРАНИЕ", записанное изображение должно исчезнуть (стереться), прибор готов к следующей записи.

6. Запуск развертки в данной установке осуществляется внешним синхронизирующим сигналом, подаваемым на "ВХОД СИНХРОНИЗАЦИИ". Тумблер режима запуска устанавливается в положение "1:1" или "1:10". После формирования одного периода пилообразного напряжения генератор блокируется от последующего запуска. Подготовка развертки (разблокировка) к новому запуску осуществляется нажатием кнопки "ГОТОВ", при этом должна загореться ин-

дикаторная лампочка. Кратность запуска развертки устанавливается в положение "I".

Ш. Источник питания фотоэлементов ВСВ-2.

1. Включить тумблер "СЕТЬ", о включении свидетельствует загорание зеленой лампочки. Дать прибору прогреться в течение 5 мин.

2. Ручку "ВЫС.НАПР" поставить в положение "ВКЛ", при этом должна загореться красная лампочка.

3. Для питания фотоэлементов необходимо напряжение +900 В. Проверить правильность установки полярности и амплитуды выходного напряжения.

4. Порядок выключения прибора обратен порядку включения.

IV. Спектрограф PGS-2.

1. Тумблером "NETZ" включить сетевое напряжение электро-механической части спектрографа. О включении свидетельствует загорание красной индикаторной лампочки на панели управления.

2. Тумблером "VER SCHLUß" открыть затвор спектрографа, при открытом затворе должна гореть зеленая индикаторная лампочка на панели управления.

3. Поставить кассету с фотопластинкой в положение "0". Для этого переключатель "AUF", "SCHRITT", "AB" включить в положение "AUF". Кассета придет в движение, загорится белая индикаторная лампочка; зеленая же, свидетельствующая о состоянии затвора, на время перемещения кассеты, гаснет. По достижении отметки "0" перемещение кассеты автоматически прекращается, белая лампочка гаснет, затвор открывается.

4. В положении кассеты "0" переключатель режима транспортировки кассеты поставить в положение "SCHRITT".

5. После экспозиции пластинки в том или ином положении для перемещения кассеты в следующее положение необходимо нажать кнопку "KASS. TRANSP.". Кассета автоматически переместится в новое рабочее положение.

6. Для экспозиции на фотопластинке шкалы длин волн необходимо нажать кнопку "SCALE", при этом загорается расположенная над кнопкой сигнальная лампочка. Время экспозиции шкалы указывается преподавателем или подбирается экспериментально.

7. По окончании работы закрыть затвор, выключив тумблер "VER SCHLUß". Выключить тумблер "NETZ".

У. Приложение.

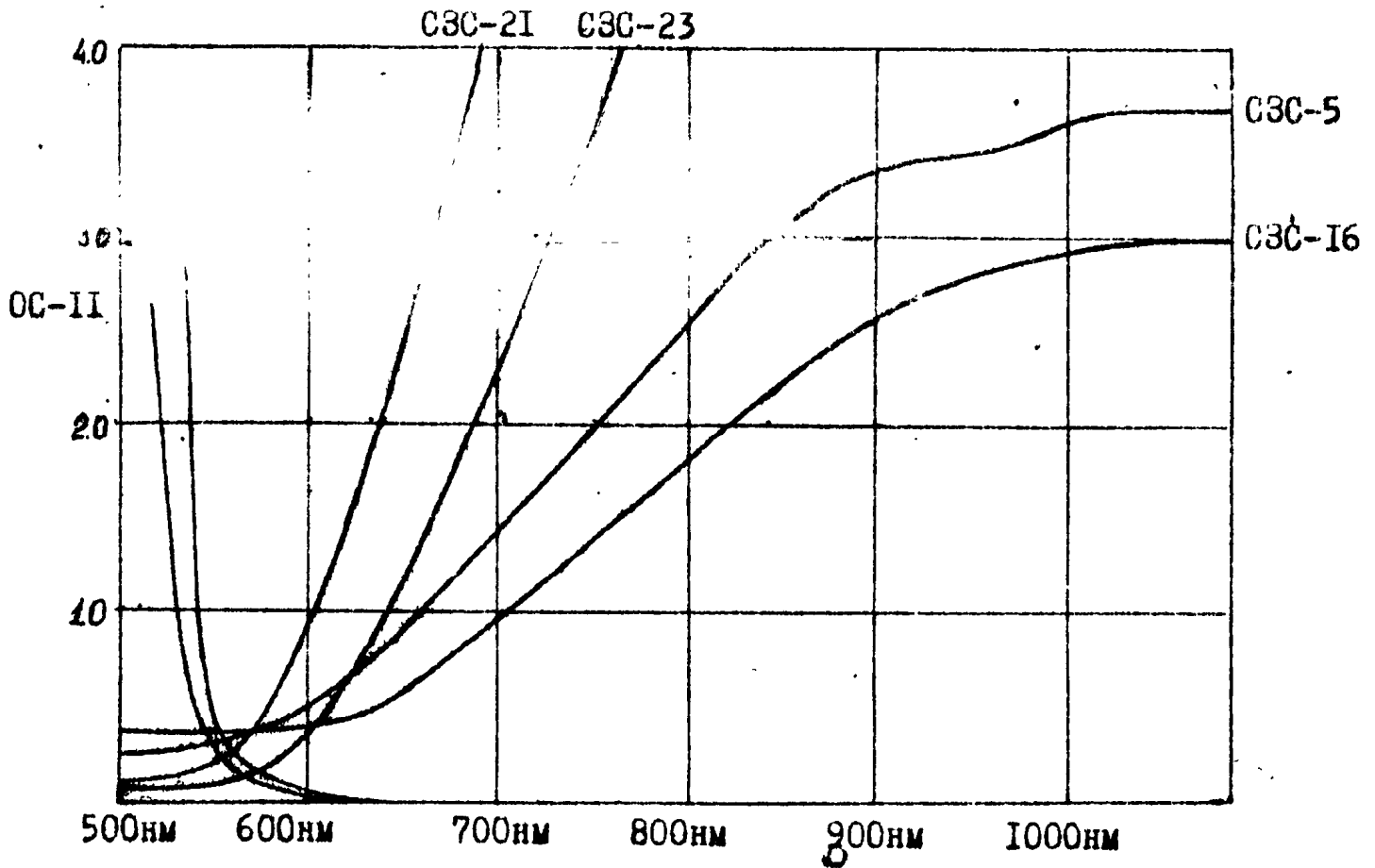


Рис. 8. Кривые оптической плотности

§ 3. Упражнения

Упражнение I. Получение второй гармоники излучения неодимового лазера. Измерение зависимости мощности излучения второй гармоники от направления распространения луча в кристалле *KDP*.

Порядок выполнения упражнения I

Собрать и отъюстировать резонатор лазера на неодимовом стекле. Пустить воду комнатной температуры через осветитель.

Установить столик с кристаллом *KDP* таким образом, чтобы отсчет угла по микрометрической шкале составлял $1^{\circ}30'$. Поставить перед фотоэлементом (18) светофильтр, полностью поглощающий лазерное излучение и пропускающий излучение гармоники. Перед фотоэлементом (15) поставить нейтральный свето-

фильтр, ослабляющий излучение в 20-50 раз. Экран (22) поставить за кристаллом *KDP*. Закрывать все дверцы кожуха, кроме дверцы № 2. Включить блок питания лазера.

Визуально наблюдая яркое зеленое пятно на экране, убедиться в появлении в спектре излучения второй гармоники. Поворачивая кристалл с шагом 3° визуально установить наличие зависимости интенсивности второй гармоники от угла наклона кристалла.

Убрать экран (22). Установить нагрузки фотоэлементов 75 Ом. Подключить кабели от фотоэлементов ко входам осциллографов С8-12. Включить источник питания фотоэлементов и осциллографы. Установить длительность развертки осциллографа 0,02 мкс/дел.

Задание.

1. Наблюдая на экране осциллографа сигналы, соответствующие основному излучению I_L' и излучению гармоники I_{2L} , подобрать чувствительности входов осциллографов так, чтобы амплитуды сигналов составляли 1-2 деления. Запуск лазера производить через один и тот же промежуток времени, составляющий ~ 1 мин.

2. Изменяя с шагом 1,5° угол наклона кристалла, измерить в каждом положении отношение сигналов I_{2L} / I_L' . При необходимости, в случае заметного изменения сигнала I_{2L} изменить соответствующим образом чувствительность входа осциллографа. В каждом положении кристалла сделать 5-7 измерений, используя при построении графической зависимости их среднее значение.

3.* Построить графическую зависимость эффективности преобразования излучения во вторую гармонику от угла поворота кристалла. Определить ширину кривой. Объяснить полученную зависимость.

Упражнение 2. Определение коэффициента преобразования лазерного излучения во вторую гармонику. Оценка мощности импульса второй гармоники.

Порядок выполнения упражнения 2

Используя результаты, полученные в предыдущем упражнении, установить кристалл в направлении, соответствующем максимальному выходу гармоники. Для определения коэффициента преобразования лазерного излучения во вторую гармонику необходимо од-

* Упражнения, отмеченные звездочкой, можно выполнить при домашней обработке результатов.

одновременно измерить сигналы основного излучения I_L и гармоники I_{2L} на одном и том же фотоэлементе, например, фотоэлементе (18). Однако реализовать такую возможность довольно сложно. Поэтому сравнение I_{2L} и I_L производится с помощью второго, опорного фотоэлемента (15). Поочередно измеряя отношение сигналов I_{2L}/I'_L и калибровочное соотношение I_L/I'_L , где I_{2L} - сигнал второй гармоники с фотоэлемента (18), I'_L - сигнал основного излучения с фотоэлемента (15) и I_L - сигнал основного излучения с фотоэлемента (18), легко определить искомый коэффициент преобразования $\xi = I_{2L}/I_L$, он равен $\frac{I_{2L}/I'_L}{I_L/I'_L}$.

Задание.

1. Измерить отношение I_{2L}/I'_L в направлении максимального выхода гармоники.

2. Установив перед фотоэлементом (18) нейтральный светофильтр, ослабляющий излучение лазера в 10-15 раз, и оставляя без изменений светофильтр перед фотоэлементом (15), измерить калибровочное соотношение сигналов I_L/I'_L . При его определении должно быть учтено ослабление, вносимое светофильтром перед фотоэлементом (18). Измерение I_L/I'_L провести для 2-3 импульсов лазера.

3.* Определить коэффициент преобразования лазерного излучения во вторую гармонику.

4. Установив в качестве нагрузки фотоэлемента (15) емкость 0,01 мкФ, измерить одновременно энергию и длительность лазерного импульса. Измерение провести для 5-7 импульсов.

5.* Рассчитать мощность лазерного импульса и его интенсивность, предполагая, что она равномерно распределена на площади 0,2 см². Используя измеренное значение ξ , оценить интенсивность импульса второй гармоники.

6.* Рассчитать теоретическое значение коэффициента преобразования. Сравнить с измеренным экспериментально.

Упражнение 3. Возбуждение вынужденного комбинационного рассеяния. Определение частоты внутримолекулярных колебаний и удельного коэффициента усиления ВКР в бензоле и жидком азоте.

Порядок выполнения упражнения 3

Собрать и отъюстировать установку, дающую максимальную мощность излучения второй гармоники неодимового лазера. Установить на оптической скамье линзы (I1), (I3), кювету с бензолом и отъюстировать их в соответствии с методикой, изложенной в § 2.

Включить спектрограф и получить в выходной плоскости изображение спектральной линии 633 нм. После линзы (I3) установить светофильтр, отсекающий мощное лазерное излучение. В качестве нагрузки фотоэлемента (I5) в этом упражнении используется емкость 0,01 мкФ.

Закрывать все дверцы кожуха. Включить охлаждение осветителя, блоки питания и осциллографы. Зарядить кассету двумя фотоэмульсионными пленками 9x12 см и установить ее на выходе спектрографа. Открыть шторку кассеты.

Задание.

1. Сфотографировать спектр ВКР в жидком азоте 10-12 раз. При каждой экспозиции спектра фиксировать с помощью фотоэлементов и осциллографов длительность и энергию возбуждающих импульсов.

2. Проявить и зафиксировать спектрограмму. Убедиться в наличии стоксовой компоненты ВКР в жидком азоте.

3.* Определить по спектрограммам точные значения длин волн возбуждающего излучения и стоксовой компоненты ВКР в жидком азоте, вычислить частоту возбуждаемых внутримолекулярных колебаний (в см^{-1}).

4.* С помощью спектрограмм и соответствующих им записей определить пороговую мощность возбуждающего излучения в жидком азоте. Принимая площадь поперечного сечения возбуждающего пучка в кювете равной $0,01 \text{ см}^2$, длину кюветы для жидкого азота - 10 см, рассчитать удельный коэффициент усиления ВКР в этой среде.

Упражнение 4. Оценка эффективности преобразования частоты в процессе ВКР в жидком азоте.

Порядок выполнения упражнения 4

Используется установка для возбуждения ВКР в жидком азоте. Определив по спектрограмме, полученной в упражнении 3, длину волны стоксовой компоненты ВКР, подобрать с помощью кривых

оптической плотности светофильтры, выделяющие это излучение. Установить их перед фотоэлементом (I5), включить в качестве его нагрузки сопротивление 75 Ом. Перед фотоэлементом (I8) установить светофильтр, отсекающий лазерное излучение и более или менее одинаково пропускающий излучение ВКР и возбуждающее. При таком расположении светофильтров сигнал с фотоэлемента (I5) пропорционален мощности стоксова излучения, а с фотоэлемента (I8) - суммарной мощности возбуждающего и рассеянного пучков, т.е. мощности, падающей на кювету.

Поскольку спектрограф в данном упражнении не используется, то пучок, падающий на его входную щель, следует перекрыть непрозрачным экраном.

Задание.

1. Измерить амплитуды сигналов стоксовой компоненты ВКР и возбуждающего излучения. Измерения провести 5-7 раз. Измерить длительности импульсов.

2. Установить перед фотоэлементом (I8) светофильтр, пропускающий только возбуждающее излучение 530 нм и отсекающий излучение ВКР. Зарегистрировать на экране осциллографа форму сигнала возбуждающего излучения при различной амплитуде стоксова сигнала. Объяснить полученные результаты.

3.* С учетом пропускания светофильтров, установленных перед фотоэлементами, оценить коэффициент преобразования падающей на кювету мощности в стоксову компоненту ВКР. Сравнить мощность излучения ВКР с мощностью исходного лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Цернике, Дж.Мидвинтер. Прикладная нелинейная оптика. М., Мир, 1976.

2. Г.С.Ландсберг. Оптика, М., 1976.

Handwritten text, possibly a title or address, mostly illegible due to blurriness.

36-59
18-64

46-71

Подписано к печати 09.03.89г.
- Ваназ № 4372. Тираж 50 экз.

Отпечатано в НИИЧО МГУ