

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535

НОВОЕ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ

С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов

1. ВВЕДЕНИЕ

В конце октября 1967 г. в Ереване состоялся III Всесоюзный симпозиум по нелинейной оптике, организованный Отделением общей и прикладной физики АН СССР, Московским государственным университетом, Ереванским государственным университетом и АН Армянской ССР. В симпозиуме приняли участие представители практически всех советских и зарубежных исследовательских групп, активно работающих в области нелинейной оптики.

Простое сравнение материалов Ереванского симпозиума с материалами I симпозиума (он состоялся в Минске летом 1965 г., труды опубликованы в ¹) и II симпозиума (он состоялся в Новосибирске летом 1966 г., труды опубликованы в ²) с несомненностью свидетельствует о значительном расширении объема исследований. 230 советских и 40 иностранных участников представили в Ереване около 200 докладов по различным разделам экспериментальной и теоретической нелинейной оптики.

Таким образом, количественный рост налицо. Что можно сказать, однако, о качественной стороне дела? Этот вопрос довольно активно обсуждался в кулуарах симпозиума. Некоторое представление о точке зрения участников на этот счет дает диаграмма, изображенная на рис. 1. График характеризует качественный прогресс (темпы притока идей, разработка новых методов и т. п.) нелинейной оптики в зависимости от времени; начало кривой четко датируется 1961 г. (первые опыты по удвоению частоты света); положение 1967 г. на этой кривой отмечалось участниками в виде точек.

Хотя условия опроса, по-видимому, не удовлетворяли необходимым требованиям, предъявляемым обычно к исследованиям подобного рода, а кривая на рис. 1 не может быть, строго говоря, признана даже достаточно достоверным экспериментальным фактом, нам представляется, что позиция оптимистов, поставивших точки на восходящем участке кривой, является оправданной.

Прежде чем переходить к аргументации этого утверждения по существу, приведем еще данные, относящиеся к числу статей по нелинейной оптике, опубликованных за последние два года в таких журналах, как «Письма ЖЭТФ», «Physical Review Letters», «Physics Letters», «Applied

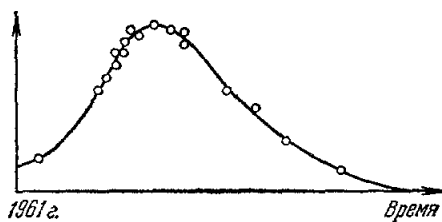


Рис. 1.

Physics Letters» (см. таблицу). Известно, что эти журналы характеризуются повышенной требовательностью к идейной новизне публикуемых материалов.

Июнь— июль	«Письма ЖЭТФ»	«Phys. Rev. Lett.»	«Phys. Lett.»	«Appl. Phys. Lett.»
1965—66 г.	25	23	12	25
1966—67 г.	25	31	14	40

В предположении, что редакции всех перечисленных журналов проводят в жизнь программы, напечатанные на их первых страницах, из приведенных цифр с несомненностью следует факт ускоряющегося притока новых идей в нелинейную оптику. Не ограничиваясь, однако, статистическими данными, мы, основываясь на материалах Ереванского симпозиума и статьях, напечатанных в 1967 г., сделаем ниже попытку кратко охарактеризовать и по существу новые идеи, влившиеся в нелинейную оптику за последний год.

Теоретические и экспериментальные работы по нелинейной оптике целесообразно разделить на четыре группы (такое разделение стало уже традиционным при классификации докладов на симпозиумах по нелинейной оптике):

- а) Нелинейные свойства материальных сред.
- б) Взаимодействия и самовоздействия световых волн.
- в) Вынужденные рассеяния.
- г) Приложения методов нелинейной оптики в лазерной технике.

Мы рассмотрим эти четыре раздела по отдельности.

2. НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕД

Одним из наиболее значительных достижений последнего года является исследование нелинейных свойств полупроводников в далеком инфракрасном диапазоне. Первый шаг здесь был сделан Пателом ³, который выявил новый механизм нелинейности. Им было выяснено (см. также ⁴), что, в отличие от видимого и ближнего ИК диапазона, где нелинейные свойства полупроводников определяются междузонными квантовыми переходами, при больших длинах волн излучения нелинейная восприимчивость четвертого порядка χ_{ijkl} определяется внутризонными энергетическими переходами.

Напомним, что тензоры восприимчивости разных порядков образуются из коэффициентов в разложении

$$P_i = \chi_{ij} E_j + \chi_{ijk} E_j E_k + \chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots, \quad (1)$$

где P_i — i -я компонента волны поляризации единицы объема, а E_i — компоненты светового поля.

При классическом подходе нелинейная восприимчивость, связанная с внутризонными переходами, может быть описана следующим образом ⁵. Гамильтониан носителя тока в зоне имеет вид

$$H = \frac{p^2}{2m^+} - \frac{p^4}{4E_G m^{+2}}, \quad (2)$$

где m^+ — эффективная масса, а E_G — ширина зоны проводимости. Второй

член в (2), определяющий нелинейную восприимчивость, описывает ангармонизм зоны. Скорость, равная $\frac{\partial H}{\partial p}$, имеет вид

$$v = \frac{\partial H}{\partial p} = \frac{p}{m^*} - \frac{1}{E_g m^{*2}} p^3. \quad (3)$$

Поляризация единицы объема связана со скоростью следующим образом:

$$\dot{P} = e \int f(\mathcal{E}) v d\mathcal{E}, \quad (4)$$

где $f(\mathcal{E})$ — функция распределения носителей по энергиям. Импульс носителей p , входящий в соотношение (3), определяется из уравнения движения

$$\dot{p} = e E e^{i\omega t}, \quad (5)$$

где E — амплитуда поля, а ω — его частота. Подставляя (5) в (3) и (3) в (4), легко получить кубичный по полю член в выражении для поляризации. С этим членом связаны четырехфотонные процессы и в том числе эффекты самовоздействия, поскольку кубичный член в поляризации соответствует квадратичному члену в показателе преломления. При таком механизме нелинейность определяется концентрацией носителей, чего нет при механизме междзональных переходов.

Выявленный в работах ³⁻⁵ механизм нелинейности доминирует, однако, лишь в диапазоне достаточно больших длин волн. Если частота излучения приближается к частоте междзональных переходов, вклад последних становится все более ощутимым. В особенности большую роль, как показано в ⁶, начинают играть комбинированные переходы — междзональные и внутризональные. Экспериментальное изучение этих вопросов, по-видимому, дело ближайшего будущего.

Казалось бы, не только кубичная, но и квадратичная нелинейность, ответственная за генерацию второй гармоники и трехфотонные параметрические эффекты, определяются в далеком ИК диапазоне внутризональными переходами. Это связано с тем, что из-за спин-орбитальных взаимодействий зависимость энергии от импульса в зонах полупроводников не является четной и в выражении $H(p)$ присутствует кубичный член:

$$H(p) = \frac{p^2}{2m} + \gamma p^3 - \frac{p^4}{4E_g m^{*2}}, \quad (6)$$

где коэффициент γ характеризует спин-орбитальное взаимодействие. Однако, в соответствии с экспериментами Патела⁷, зависимость амплитуды второй гармоники от концентрации носителей не наблюдается. Имеющееся здесь противоречие, по-видимому, будет разрешено в дальнейших исследованиях.

К работам по нелинейным свойствам полупроводников примыкают исследования по нелинейной магнитооптике в ИК диапазоне, где из-за циклотронного движения носителей в магнитном поле нелинейные свойства, связанные с ангармонизмом, приобретают ряд специфических черт. В частности, возникает комбинационное рассеяние на циклотронных движениях носителей⁸. При совпадении частоты света с одной из гармоник циклотронной частоты имеет место резонансное возрастание нелинейной восприимчивости и т. д.⁹.

Важные работы по исследованию нелинейных свойств кристаллических решеток и ферромагнетиков в ИК диапазоне проведены Файном⁶⁹

с сотрудниками. В этих работах оценены вклады в величину нелинейной поляризуемости оптических и акустических фононов, магнетонов, процессов с участием двух квазичастиц и т. п.

Отмечая роль свободных носителей в определении нелинейных свойств полупроводников, нельзя не упомянуть о кооперативных эффектах, связанных со взаимодействием носителей между собой. Так, в последнее время было экспериментально изучено спонтанное комбинационное рассеяние на плазменных колебаниях носителей^{8, 10}. Надо ожидать, что в ближайшее время экспериментально будет осуществлено вынужденное комбинационное рассеяние как на циклотронных движениях носителей в магнитном поле, так и на плазменных колебаниях. Для этого подходящим, в частности, является созданный Прохоровым и сотрудниками мощный диспрозиевый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 2,36 \mu$. На Ереванском симпозиуме были доложены результаты исследования с помощью такого лазера нелинейных явлений в Ge¹¹.

Оригинальные исследования кооперативных явлений, обусловленных взаимодействием двух или более возбужденных реальных состояний, развивались Феофиловым¹⁴. Указанные явления составляют новый и интересный раздел нелинейной оптики.

Детальные исследования эффекта Штарка в сильных световых полях проведены Бонч-Бруевичем, Ходовым и сотрудниками; в прошлом году результаты этих исследований были подытожены в обзоре⁵³.

Важным направлением исследования в рассматриваемой области нелинейной оптики являются поиски новых нелинейных материалов. За последний год здесь достигнут ощутимый прогресс. Выявлен, в частности, ряд новых кристаллов с квадратичной нелинейностью, перспективных для использования в нелинейной оптике. Как известно, необходимыми требованиями для таких кристаллов являются большая нелинейная восприимчивость и наличие направлений синхронных взаимодействий. Этим требованиям удовлетворяют кристаллы прустита¹², которые имеют коэффициент нелинейной поляризуемости в несколько десятков раз больший, чем соответствующий коэффициент у кристалла KDP, обладают направлениями синхронизма и имеют рекордную для нелинейных кристаллов полосу прозрачности от 0,6 до 13 μ . Следует отметить, что на основе прустита могут быть, в принципе, созданы безынерционные и маломощные преобразователи изображения из далекого ИК диапазона (например, десятимикронного) в видимый диапазон, что имеет большое значение для ИК техники.

Другой новый кристалл — оксалат аммония¹³, являясь по своим нелинейным свойствам и прозрачности близким к кристаллу KDP, обладает двуосностью, что открывает некоторые новые перспективы в нелинейной оптике. В частности, в нем возможны одновременные синхронные взаимодействия волн на частотах ω , 2ω и 3ω в видимом диапазоне; последнее может быть использовано для эффективного утроения частоты и создания параметрических генераторов света с низкочастотной накачкой. Следует отметить также целый ряд новых кристаллов группы KDP и ниобатов, выращенных и исследованных в последнее время и имеющих определенные преимущества (см. ^{55, 56}).

Наконец, расширен и перечень кристаллов, могущих быть использованными для преобразования частоты лазера на CO₂; наряду с хорошо известными уже теллуrom, селеном и их производными, заслуживают внимания исследованные в¹⁵ кристаллы HgS (киноварь) и CuCl.

Таким образом, успешная работа по отысканию новых нелинейных материалов существенно расширяет области практического использования методов нелинейной оптики.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И «САМОВОЗДЕЙСТВИЯ» СВЕТОВЫХ ВОЛН

В этот раздел нелинейной оптики принято обычно включать такие эффекты, как взаимодействия световых волн в материальных средах, происходящие без участия внутренних движений среды (генерация гармоник, смещение, параметрическое усиление и генерация; при этом речь идет об эффектах с участием волн на сильно различающихся частотах), и «самовоздействия» — эффекты, связанные с изменениями углового и частотного спектров квазимонохроматических волн в нелинейной среде (самофокусировка и самодефокусировка, самосжатие и саморасширение волновых пакетов).

Вопросы, относящиеся к первой группе, уже стали в какой-то мере традиционными в нелинейной оптике. Более того, ряд проблем, во всяком случае в принципе, можно считать исчерпанным. Тем не менее и в этой области за истекший год был получен ряд новых физических результатов.

Мы имеем в виду в первую очередь изучение статистических эффектов при взаимодействии световых волн в прозрачных средах и, в частности, непосредственную регистрацию квантовых флуктуаций в прозрачной нелинейной среде. Наличие нелинейности приводит к тому, что квантовые флуктуации вызывают спонтанный распад фотонов, проходящих через рассматриваемую среду. Экспериментально эффект проявляется как своеобразная люминесценция оптически прозрачной среды, происходящая таким образом, что квант рассеиваемого излучения частоты ω_0 распадается на два кванта с частотами ω_1 , ω_2 , удовлетворяющими соотношению $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ *).

Излучение, естественно, максимально в направлениях, для которых выполняется закон сохранения импульса

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_0. \quad (7)$$

Указанный эффект, называемый в литературе также *параметрической люминесценцией* (нетрудно видеть, что он является спонтанным аналогом процесса параметрического усиления), был обнаружен экспериментально практически одновременно (в пределах одного месяца) в разных условиях тремя различными группами: Харрисом и сотрудниками¹⁶ (Стэнфордский университет, США), Маром и Мэгди¹⁷ (Корнельский университет, США) и у нас в Московском университете^{18, 19}. Существенно отметить, что процесс параметрической люминесценции идет при уровнях интенсивности распадающихся фотонов, много меньших, чем порог самовозбуждения параметрических колебаний, поэтому эффект удается наблюдать и в пучках газовых лазеров. На рис. 2 изображена принципиальная схема опыта по наблюдению параметрической люминесценции. Пучок излучения лазера падает на нелинейный кристалл, в котором возможны синхронные взаимодействия. В кристалле возникают спонтанные излучения на частотах ω_1 и ω_2 ; углы, под которыми рассеивается излучение на заданных частотах, определяются условием (7) и дисперсионными свойствами кристалла.

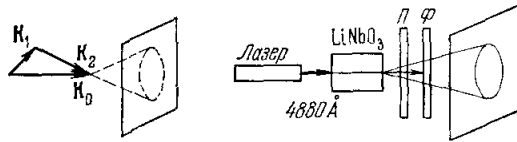


Рис. 2. Схема опыта по наблюдению параметрической люминесценции.

*) Возможны, разумеется, и аналогичные эффекты высших порядков, в частности распад типа $2\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$; они оказываются гораздо слабее.

На рис. 3 представлена фотография люминесценции в ниобате лития при возбуждении аргоновым газовым лазером. На фотографии виден набор цветных колец; ширина колец и распределение интенсивности по спектру определяются особенностями дисперсионной характеристики нелинейного кристалла (излучение дополнительной частоты лежит в ИК диапазоне; в опытах Клышко и Криндача¹⁹ люминесценция в LiNbO_3 наблюдалась вплоть до $\lambda_2 \cong 5 \mu$).

Явление параметрической люминесценции интересно как метод изучения нелинейной восприимчивости прозрачной среды с помощью не очень интенсивных источников. Практический интерес эффекта связан с тем, что спонтанный распад фотонов определяет уровень собственных шумов параметрических усилителей и генераторов света.

Интерес к изучению статистических эффектов при нелинейных взаимодействиях световых волн стимулируется также и результатами успешных экспериментов по генерации гармоник и оптическому смещению с использованием нелазерных источников. В теоретическом плане речь идет, таким образом, об обобщении теории нелинейных взаимодействий на случайные поля; при этом интерес представляет здесь не только классический анализ (такая теория к настоящему времени в основном уже разработана), но и квантовое рассмотрение (из новых работ в этом направлении отметим²⁰). Последнее особенно интересно, поскольку методы нелинейной оптики могут дать новую информацию о когерентных свойствах световых полей (см.²¹), столь интенсивно исследуемых в последнее время. Наконец несомненный принципиальный интерес представляет постановка опытов по нелинейной оптике в условиях малой интенсивности излучения, опытов, в которых регистрировались бы такие квантовые характеристики полей, как статистика фотонов.

Неизменно актуальными для нелинейной оптики остаются поиски новых методов синхронизации фазовых скоростей. До последнего времени нормальную дисперсию удавалось компенсировать лишь в оптических анизотропных средах, обладающих значительным двулучепреломлением. В²²⁻²⁴ обсуждается другой способ компенсации — за счет циркулярного двойного лучепреломления в гиротропных средах (сама идея компенсации та же, что и в анизотропной среде: используются разные нормальные волны). С практической точки зрения, как показано в^{22, 23}, дело сводится к нахождению сред, обладающих достаточно большой постоянной оптического вращения. Определенный интерес с этой точки зрения могли бы представить жидкие кристаллы, однако нелинейность в них, по-видимому, весьма мала. Важной особенностью рассматриваемого способа синхронизации является то обстоятельство, что здесь речь идет о синхронизации фазовых скоростей в *изотропной* среде. В таких средах можно будет в принципе избавиться от апертурных эффектов, ограничивающих возможности получения накапливающихся взаимодействий в тех случаях, когда синхронизация скоростей осуществляется за счет анизотропии. Таким образом, в случае успешной реализации синхронных взаимодействий за счет циркулярного двулучепреломления можно было бы рассчитывать на получение когерентных длин нелинейного взаимодействия порядка длин свободного пробега фотона L_δ , т. е. $\sim 10^2 - 10^3$ см в прозрачной среде *) ($\delta \cong 10^{-2} - 10^{-3}$ см⁻¹); напомним, что для современной нелинейной оптики большими считаются когерентные длины ~ 10 см.

*) Возможности синхронизации фазовых скоростей в изотропной среде за счет введения *реальной* аномальной дисперсии (поглощающих центров) были продемонстрированы недавно в²⁵. К сожалению, величина L_δ с необходимостью оказывается при этом довольно малой.

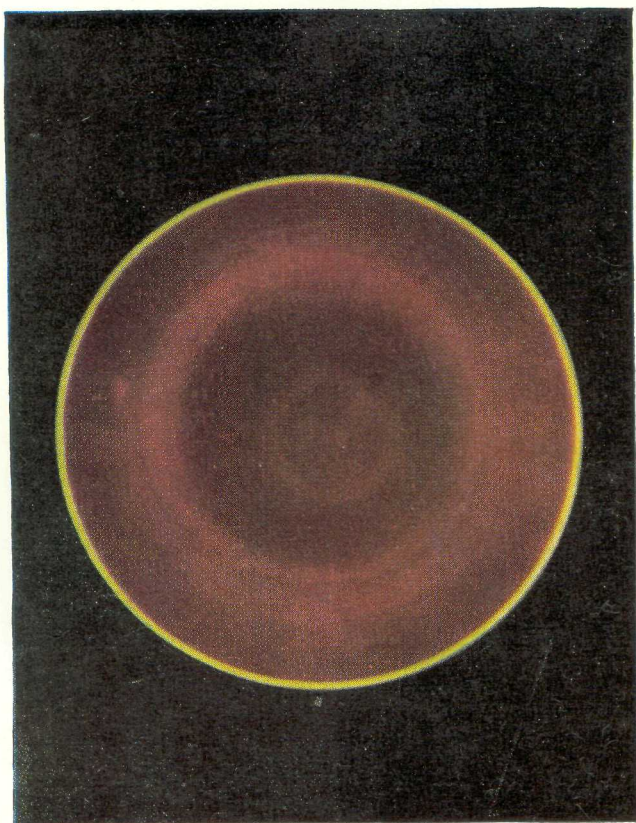


Рис. 3. Угловая структура параметрической люминесценции в кристалле LiNbO_3 , возбуждаемой аргонным лазером.

Фиксируется лишь излучение в видимой области; дополнительные частоты лежат в ИК диапазоне. (Снимок получен Криндачем, МГУ.)

Следует отметить вместе с тем, что изучение нелинейных эффектов в гиротропных средах представляет и несомненный самостоятельный интерес. С помощью мощных источников видимого и ультрафиолетового излучения, как показано в ^{23, 58, 59}, возможно наблюдение таких новых эффектов, как нелинейное вращение плоскости поляризации, нелинейный круговой дихроизм и т. п.

В самое последнее время нелинейная оптика получила в свое распоряжение новые источники мощного излучения — генераторы пикосекундных ($\tau_{\text{п}} \cong 10^{-11} - 10^{-12}$ сек) световых импульсов. Такие источники могут быть созданы либо на основе лазеров с синхронизованными модами, либо на основе явления ВКР под углом 180° .

Использование этих генераторов позволяет приступить к систематическому экспериментальному изучению нестационарных нелинейных эффектов; достаточно сказать, что при $\tau_{\text{п}} \cong 10^{-12}$ существенная неквазистатичность должна наблюдаться, как правило, даже в таком «быстром» эффекте, как генерация гармоник ⁷³. Значительный интерес представляет исследование прохождения мощных пикосекундных импульсов через резонансную среду при $\tau_{\text{п}} < T_{1,2}$ — времен релаксации ^{70-72, 71}.

Выявлению механизмов самовоздействий может помочь изучение керровской самофокусировки пикосекундных импульсов; при длительности импульса $\tau_{\text{п}}$, меньшей времени релаксации τ , длина самофокусировки возрастает, появляются характерные временные aberrации и т. п.

Теоретическое рассмотрение этого вопроса было дано в ⁵⁷, интересный эксперимент описан в самое последнее время Джордмэйном с сотрудниками ⁶⁰.

Принципиальным также является то обстоятельство, что работа с пикосекундными импульсами может позволить изучать поведение вещества в чрезвычайно сильных световых полях ^{75, 73}; порог разрушения среды, обусловленного электронной лавиной, должен резко возрастать при переходе к пикосекундным импульсам ⁷⁶.

Заметим, наконец, что все большее внимание уделяется и эффектам высших порядков (генерация оптических гармоник в газах, четырехфотонное параметрическое усиление и генерация и т. п.).

Едва ли не интереснейшей областью нелинейной оптики за последние два года стало изучение самовоздействий световых волн. Обилие экспериментальных и теоретических работ в этой области объясняется не только естественным интересом к новому физическому эффекту; дело и в том, что именно самовоздействиями определяются, по-видимому, главные черты поведения мощных световых пучков в материальных средах. При этом следует подчеркнуть, что, если еще год назад основное внимание среди эффектов самовоздействия уделялось пространственной самофокусировке, в самое последнее время было установлено, что значительную роль во многих важных ситуациях играют самодефокусировка волновых пучков и самосжатие волновых пакетов.

В области изучения самофокусировки в первую очередь должны быть упомянуты экспериментальные исследования, посвященные изучению динамики процесса. Экспериментальные исследования ^{26, 27} показали, что процесс самофокусировки разыгрывается следующим образом. Сначала пучок сжимается и формируются «толстые» нити диаметром порядка 50 мкм, а затем каждая из этих нитей распадается в свою очередь на «тонкие» нити диаметром в несколько микрон (рис. 4). Воспроизводимости пространственного распределения нитей от вспышки к вспышке нет. В дискуссии на Ереванском симпозиуме Чао (Калифорнийский университет, Беркли, США) рассказал о новых экспериментах, показывающих, что длительность светового импульса в каждой из тонких нитей составляет

10^{-10} сек или даже меньше. Причины появления короткоживущих областей сильного поля («короткоживущих нитей») могут быть весьма разнообразными и пока неясны.

Возможно, что дело в насыщении нелинейности и конечном времени релаксации нелинейной восприимчивости (и, следовательно, конечной скорости прорастания оптического волновода), в сильном рассеянии излучения назад (например, за счет рассеяния Мандельштама — Бриллюэна).

По мнению Прохорова и сотрудников, представивших на Ереванском симпозиуме интересный доклад по теории абберационной самофокусировки гауссовых пучков²⁸, тонкие нити — это перемещающиеся во времени фокусы излучения вблизи оси.

Своими теоретическими оценками авторы²⁸ объясняют результаты опыта, описанного в²⁷.

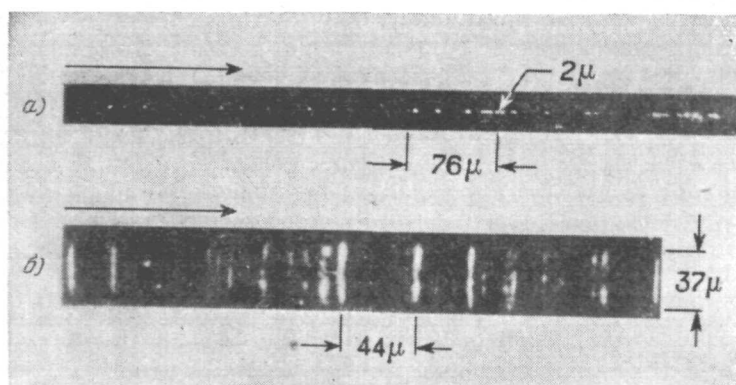


Рис. 4. «Тонкие нити» (вид сбоку), на которые разбивается пучок рубинового лазера в сероуглероде (согласно Брюеру и Таунсу⁶⁸).

Дискретное свечение связано с возбуждением стоячих волн в нитях. а) «Тонкая» нить диаметром 2 μ ; б) «толстая» нить диаметром 37 μ .

Вместе с тем некоторые авторы привлекали для объяснения тонкой структуры самофокусирующегося пучка новые физические механизмы. Гроб и Вагнер (Штутгарт, ФРГ) в докладе в Ереване обсуждали вклад стрикционных эффектов и, в частности, нелокальность нелинейного отклика, связанную с пространственной дисперсией звука; в недавней работе Шен и сотрудники⁵⁶ предложили для объяснения тонких нитей модель фазовых переходов в сильном световом поле. Возможно также, что существенную роль в поведении самофокусирующегося пучка играет тонкая временная структура самого лазерного излучения, что отмечал на симпозиуме Басов.

Теория самофокусировки «толстых нитей» находится в относительно удовлетворительном состоянии: она количественно объясняет по крайней мере первый этап процесса формирования нитей, когда пучок из-за нелинейности среды начинает сужаться вплоть до фокуса. Заметим, что хорошее количественное согласие теории и эксперимента в этом пункте имеется не только для гауссовых пучков, но и для существенно неоднородных пучков³². Что же касается объяснений образования «тонких нитей», то здесь пока сделаны первые шаги. Преимущество в окончательном решении этого вопроса, а также и многих других неясных вопросов,

относящихся к самофокусировке *), должно принадлежать детальному эксперименту; в реальных условиях речь идет, по-видимому, о сложном взаимодействии многих факторов (насыщение и релаксация нелинейности, вынужденное рассеяние, многофотонное поглощение и т. п.), соотношение между которыми а priori неясно.

Из теоретических проблем, имеющих самостоятельное значение, следует упомянуть по крайней мере две: 1) Не вполне ясны в настоящее время пределы применимости квазиоптического подхода к изучению явлений вблизи фокуса и в сверхтонких нитях. Выяснение этого вопроса возможно лишь на основе более общей теории самофокусировки, чем теория, использующая параболическое уравнение. 2) Нуждается в дальнейшем развитии теория самофокусировки сложных пучков, пучков, модулированных одновременно в пространстве и во времени; по-видимому, важен одновременный учет как самовоздействий, связанных с изменением углового спектра, так и самовоздействий, связанных с изменением частотного спектра. Взаимовлиянием этих эффектов, возможно, объясняются некоторые особенности самофокусировки.

В средах, в которых показатель преломления уменьшается с интенсивностью, возникает эффект самодефокусировки пучка. Одним из наиболее сильных механизмов самодефокусировки является нагрев среды; особенности тепловой дефокусировки экспериментально и теоретически исследовались в последнее время (см., например, ^{29, 30}).

Эффект тепловой самодефокусировки является, по-видимому, основным в самовоздействии пучков лазеров непрерывного действия; его нельзя не учитывать и в системах, использующих достаточно длинные (>100 нсек) лазерные импульсы. Сильная самодефокусировка возможна также в насыщающихся лазерных усилителях при частоте сигнала, большей резонансной частоты вещества; вопрос о том, насколько важен этот эффект в реальных ситуациях, исследуется в настоящее время.

Заканчивая обсуждение работ, относящихся к этому разделу, заметим, наконец, что именно с эффектами самовоздействия (зависимостью показателя преломления от интенсивности волны) связано аномальное уширение спектра лазерных импульсов в жидкостях. Согласно данным, приводившимся на Ереванском симпозиуме, в различных ситуациях наблюдаются два типа уширений: симметричное (относительно средней частоты) уширение ($\sim 100 - 200$ см⁻¹) (такие данные приводились в ³², см. также ³⁵) и несимметричное, распространяющееся в основном в стоксову область (см., например, ^{34, 36, 37}). Величина этого уширения может быть также весьма значительной и достигать сотен см⁻¹ (рис. 5). На симпозиуме было предложено несколько возможных моделей процесса аномального уширения частотного спектра; все они так или иначе базируются на учете нелинейной добавки к показателю преломления.

Симметричные уширения объясняются, по-видимому, эффектом преобразования в нелинейной среде амплитудной модуляции интенсивной волны в фазовую ***) (при этом огибающая импульса практически не изменяется). Если считать, что этот процесс происходит в сверхтонких нитях, несущих поток мощностью $\sim 10^{12}$ вт/см², указанный механизм способен объяснить уширение $\sim 100 - 200$ см⁻¹ (см. ^{31, 33}). Более сложной является ситуация с несимметричными уширениями. Правда, на первый взгляд,

*) Здесь мы не будем заниматься их подробным перечислением; недавно они обсуждались на страницах УФН ³¹.

**) К сожалению, детальное сравнение теории и эксперимента в этом пункте еще не проведено; в ряде случаев ситуация осложняется тем, что опыты проводились с многомодовыми лазерами, для которых существуют дополнительные механизмы уширения.

они имеют простое объяснение, связанное с вынужденным рассеянием крыла рэлеевской линии. Однако характер уширения (согласно Брюеру³⁶, в каждой самофокусирующейся нити свой собственный, практически дискретный сдвиг частоты) и величины уширения ставят этот механизм под сомнение.

Таунс и сотрудники³⁴ предложили объяснение, основанное на том факте, что в среде с показателем преломления, зависящим от амплитуды

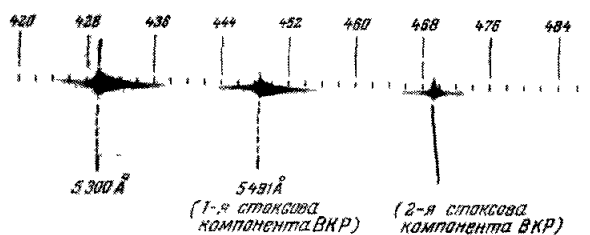


Рис. 5. Спектры лазерного излучения и стоксовых компонент ВКР в сероуглероде.

Возбуждение производится одномодовым лазером, видно значительное уширение в стоксову область. Фотографии получены Большовым и Бенкиным (МГУ), изучавшими самофокусировку излучения второй гармоники неодимового лазера в CS_2 .

света, огибающая волнового пакета стремится приобрести форму ударной волны, как указано на рис. 6 (таким образом, в отличие от первого случая, речь идет о сильных модификациях огибающей). Следует отметить, что впервые теория указанного эффекта безотносительно к проблеме уширения спектра была развита Островским в 1963 г. (см. ³³). Численные

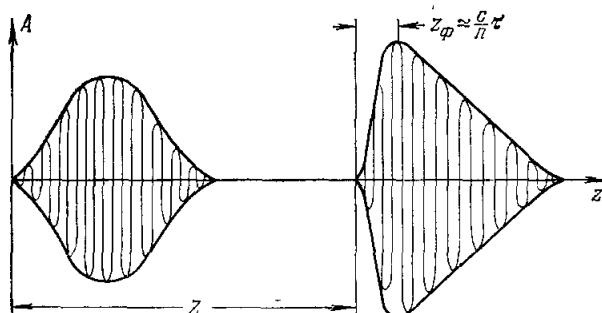


Рис. 6. Деформация огибающей светового импульса в среде, в которой показатель преломления зависит от поля ($n = n_0 + n_2 E^2$, $n_2 > 0$).

На расстоянии Z на заднем фронте формируется крутой перепад. Ширина фронта связана со временем релаксации нелинейности τ .

расчеты, представленные в Ереване Келли (Массачусетский технологический институт, США), показывают, что предлагаемый механизм способен объяснить чрезвычайно большие несимметричные уширения в самофокусирующих жидкостях.

Тем не менее для окончательного решения вопроса, на наш взгляд, не хватает экспериментальных данных, полученных в строго контролируемых условиях.

При постановке таких опытов не следует ограничиваться, однако, лишь регистрацией спектров; значительный интерес представляет раздельная информация об амплитудной и фазовой структуре излучения. На наш взгляд, целесообразным с этой точки зрения представляется детальное исследование частотного спектра второй гармоники, возбуждаемой рассматриваемым излучением. Процесс генерации гармоники весьма чувствителен к форме фазовой модуляции; поэтому в некоторых случаях он может быть использован для своеобразного фазового детектирования;

конкретные оценки на этот счет приводились в ³⁸. По-видимому, нет оснований исключать из рассмотрения и другие механизмы уширения и, в частности, такой, как эффект кроссмодуляции встречных импульсов, появление которых связано с интенсивным ВКР под углом 180°.

В связи с обсуждением проблемы аномальных уширений следует обратить внимание и на практический аспект обсуждаемых эффектов: речь идет о формировании сверхкоротких ($\tau_n \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ сек) мощных импульсов в *пассивной* нелинейной среде. Таким образом, эффекты пространственной самофокусировки и самосжатия пакетов могут совместно привести к достижению рекордных для лазерной техники световых полей.

4. ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ

В этой области наиболее интересными работами последнего года являются работы по поискам вынужденного рассеяния на несмещенной частоте. Сейчас общепризнанным является тезис: каждое спонтанное рассеяние при достаточно больших интенсивностях рассеиваемого излучения должно перейти в вынужденное *).

Изучение несмещенной компоненты спонтанного рэлеевского рассеяния составляет большую главу молекулярной оптики. Целеустремленные поиски соответствующего вынужденного рассеяния были начаты лишь в самое последнее время. По-видимому, первой работой, где систематически изучалось рассеяние на несмещенной компоненте в сильных полях, является работа Беспалова и Кубарева ³⁹, в которой сообщается о наблюдении вынужденного рэлеевского рассеяния на несмещенной компоненте (ВРР) в смесях жидкостей.

В ³⁹ была предложена и простая теоретическая модель, объясняющая ВРР в смесях; речь идет о стимулированном изменении концентраций компонент в смеси. (Соответствующее рассеяние называют также вынужденным концентрационным рассеянием — ВКРР.) Несколько групп занимались практически одновременно поисками вынужденного температурного рэлеевского рассеяния (ВТРР) в жидкостях. Вынужденное температурное рассеяние (ВТР) может быть вызвано двумя причинами. Первая — это электрокалорический эффект, заключающийся в изменении энтропии вещества при изменении электрического поля:

$$\Delta S = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_P E \Delta E. \quad (8)$$

Вторая причина — изменение энтропии за счет поглощения света средой:

$$\Delta S = \frac{1}{4\pi} \frac{\epsilon''}{T} E \Delta E. \quad (9)$$

Изменение энтропии в свою очередь вызывает изменение поляризации единицы объема в соответствии с соотношением

$$P = \frac{\partial \epsilon}{\partial S} SE, \quad (10)$$

которое, как и во всех других видах вынужденных рассеяний, приводит к изменению электромагнитного поля.

*) В подавляющем большинстве случаев спонтанное рассеяние было детально изучено до появления лазеров, а вынужденное — в последние годы. Вместе с тем имеются и исключения. Наиболее яркий пример — обсуждавшаяся выше параметрическая люминесценция; соответствующий ему вынужденный процесс (параметрическое усиление) был зарегистрирован экспериментально еще в 1965 г., т. е. за два года до обнаружения спонтанного процесса. Есть также примеры ситуаций, когда поиски спонтанного и вынужденного рассеяний ведутся почти одновременно (например, рассеяние на спиновых волнах, упоминавшееся уже рассеяние на плазмонах и т. п.).

Первый механизм ВТРР имеет место в чистых жидкостях и изучался Фабелинским с сотрудниками ⁴⁰. Второй механизм, реализующийся в поглощающих жидкостях, наблюдался Рэнком с сотрудниками ⁴¹. Теории этих явлений посвящены работы ^{40, 42, 43}. Интересно отметить, что оба механизма приводят к небольшим сдвигам частоты рассеянного излучения в разные стороны, один — в стоксову, а другой — в антистоксову. Это обстоятельство дает возможность экспериментально разделить вклады от каждого из механизмов. Вынужденное рассеяние вблизи несмещенной компоненты представляет несомненный интерес и для приложений (в частности, в связи с проблемой дефокусировки); следует ожидать, что в ближайшее время этот интересный эффект подвергнется всестороннему исследованию.

Истекший год принес важные результаты и в изучении таких хорошо уже известных видов вынужденного рассеяния, как ВКР и ВРМБ *). Наиболее важной чертой новых работ в этих областях является получение количественных результатов, касающихся коэффициентов усиления, ширины линий и т. п.

Если говорить о ВКР, то наиболее значительными следует признать результаты экспериментального изучения ВКР в газах. Речь идет о количественных исследованиях стоксовых компонент при различных условиях ⁴⁴, определении порога генерации ⁴⁴, изучении коротких импульсов ВКР в газах, возбужденных под углом 180° ⁴⁵.

Отсутствие в газах таких источников нестабильностей, как самофокусировка и самосжатие, позволило детально сравнить теорию и эксперимент и получить практически полную картину явления. Результаты перечисленных работ позволяют пересмотреть и уже довольно распространенное скептическое отношение к перспективам спектроскопических приложений ВКР.

В этой связи следует отметить работу Лаллеманда и Симовой ⁴⁴, использовавших сужение линии ВКР в водороде для количественного исследования смещения линии $Q(1)$ в зависимости от давления, температуры и примеси постороннего газа. Таким образом, явление ВКР начинает оправдывать надежды, возлагавшиеся на него на первом этапе исследований.

Заканчивая обзор новых работ по ВКР в газах, отметим, наконец, исследования Сорокина и сотрудников ⁶⁶ и Мовсисяна и сотрудников ⁶⁷, наблюдавших интересные стимулированные эффекты в парах калия. В этих работах исследовалось, в частности, КР с электронных уровней.

Ряд новых результатов был получен при исследовании ВКР в кристаллах. Здесь эра количественных измерений, позволяющих правильно оценить пределы применимости существующих теорий, по-видимому, только наступает. На Ереванском симпозиуме было сделано несколько докладов, касающихся интенсивностей линий и диаграммы рассеяния в кальците и алмазе; мы имеем в виду доклады Атаева и Лугового ⁶¹, Мейера (Франция) ⁶², Стойчева (Канада) ⁶³.

Весьма интересные результаты были представлены в Ереване Танненвальдом (Массачусетский технологический институт, США), наблюдавшим ВКР в кварце при низких температурах ⁴⁹. Ему, по-видимому, впервые, удалось наблюдать ВКР на переходе, активном одновременно в комбинационном рассеянии и инфракрасном поглощении. Указанные обстоятельства открывают интересные возможности в области создания

*) Используются стандартные сокращения: ВКР — вынужденное комбинационное рассеяние, ВРМБ — вынужденное манделштам-бриллюэновское рассеяние.

генераторов ИК диапазона со световой накачкой. Эта проблема, кстати говоря, привлекает на протяжении последних лет внимание ряда исследовательских групп в СССР и за рубежом. В опубликованных к настоящему времени работах обсуждались разнообразные подходы к ее решению, использование газов во внешних электрических полях или при больших давлениях, неполно симметричных, инфракрасно-активных колебаний в кристаллах (например, LiNbO_3). Можно ожидать, что успешные опыты по возбуждению инфракрасного излучения при ВКР в ближайшее время будут проведены не только с кварцем.

Интересное явление было открыто Сущинским и сотрудниками⁵⁰. Они изучали вынужденное комбинационное рассеяние в порошках и обнаружили, что порог ВКР зависит от размеров зерен и уменьшается до определенного предела, когда размер зерен уменьшается. Результаты своих опытов указанные авторы интерпретируют на основе представлений о генерации в статистически неоднородной среде.

Исследования по ВКР в жидкостях тесно переплетаются с изучением самофокусировки. Отличительной чертой работ последнего года является то обстоятельство, что их авторы не ограничиваются только обращением к самофокусировке в ситуациях, когда теория и эксперимент решительно расходятся, а стремятся получить количественную интерпретацию опытных данных. Здесь надо отметить, в частности, представленный на Ереванском симпозиуме доклад Таунса, Сакки и Лившица (Массачусетский технологический институт, США), в котором угловая структура антистоксовых компонент ВКР объяснена на основе модели, учитывающей аномальное уширение спектра стоксовых компонент и волноводные свойства нитей. Чрезвычайно интересными с точки зрения изучения вклада эффектов самофокусировки являются работы по возбуждению ВКР мощными пикосекундными импульсами^{57, 60}.

В области изучения ВРМБ значительным достижением является количественное исследование эффекта в газах и некоторых жидкостях, позволившее установить пределы применимости стационарной теории (в Ереване этому вопросу посвящены доклады Брета (Франция)⁴⁶ и Кайзера (ФРГ)⁴⁷). Следует отметить, что и теория ВРМБ за последний год была существенно усовершенствована (см.^{64, 48}). При изучении ВРМБ в кристаллах кварца впервые непосредственно зарегистрированы гиперзвуковые волны⁴⁸.

Отметим, наконец, весьма интересные перспективы, которые открываются при использовании эффектов вынужденного рассеяния в качестве механизмов, способных стабилизировать излучение лазера, модулировать добротность резонатора и т. п. Этот круг задач («лазеры, нагруженные на вынужденное рассеяние») привлекает в настоящее время все большее внимание; вероятно, новые возможности здесь открываются и для изучения самого эффекта рассеяния.

5. ПРИЛОЖЕНИЯ МЕТОДОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ В ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКЕ

Традиционным является использование методов нелинейной оптики для расширения набора частот перекрываемого генераторами когерентного излучения. Истекший год принес определенные достижения в этой области.

Отметим прежде всего, что за последний год существенно расширилась область приложений генераторов оптических гармоник. Новые физические результаты были получены с помощью таких генераторов не только при изучении ВКР и ВРМБ, но и при сильных воздействиях на вещество.

Здесь следует упомянуть доложенные в Ереване результаты Зверева и сотрудников, использовавших генераторы гармоник, наряду с рубиновым и неодимовым лазерами, для изучения особенностей светового разрушения твердых тел; результаты Делоне и сотрудников, использовавших генераторы гармоник в опытах по многофотонной ионизации газов; работу ⁵², в которой генераторы гармоник использовались для накачки полупроводниковых лазеров ультрафиолетового диапазона.

Последнее направление представляется нам весьма перспективным, поскольку таким образом возникает возможность изучать рекомбинационное излучение в диэлектриках с большой запрещенной зоной и, вероятно, создать лазеры в вакуумном ультрафиолете (другой способ решения этой задачи — использование электронного возбуждения диэлектриков — обсуждался недавно Басовым (см., например, ⁵¹)).

Если говорить о самой технике умножения частоты, следует упомянуть работы по генераторам гармоник УФ диапазона. Экспериментально и теоретически определен предельный к. п. д. оптического удвоителя, он составляет ~ 50 — 60% ; указанное обстоятельство весьма важно для техники каскадного преобразования частоты.

Значительный прогресс достигнут в области разработки импульсных параметрических генераторов света. Теперь такие генераторы работают не только в лабораториях, начавших эти исследования, но и в ряде других советских и зарубежных лабораторий.

Непрерывно улучшаются рабочие характеристики этих генераторов; предлагаются новые схемы резонаторных систем и управления частотой колебаний. Заслуживает внимания работа Маренникова (Новосибирск), осуществившего генератор на KDP с электрооптической перестройкой; такая же схема перестройки, но в генераторе на LiNbO_3 была реализована Кройцером («Белл телефон», США).

Новым шагом в разработке параметрических генераторов является генератор без зеркал, излучающий импульсы параметрической сверхлюминесценции. Работа над такими генераторами ведется группой Харриса (Стэнфордский университет, США) и у нас в Московском университете. В последнее время в нашей лаборатории в кристаллах KDP с накачкой на $\lambda = 0,53 \mu$ получены импульсы суперлюминесценции мощностью до 10 квт .

Значительное внимание уделяется проблеме построения непрерывных или квазинепрерывных параметрических генераторов. В работах, интенсивно ведущихся рядом лабораторий в СССР и за рубежом, рассматриваются три конкретные возможности: генераторы на KDP или LiNbO_3 с накачкой от второй гармоники или непосредственно от самого лазера на Nd^{3+} в гранате; генератор на LiNbO_3 с накачкой от аргонового лазера и генератор на кристалле Те с накачкой от лазера на CO_2 .

Работы по изучению параметрических систем оптического диапазона не ограничиваются только разработкой плавно перестраиваемых по частоте генераторов. Важные перспективы в приложениях открываются в связи с созданием параметрических преобразователей частоты вверх. На Ереванском симпозиуме с интересом был встречен доклад Уорнера (Малверн, Англия), рассказавшего об экспериментах по преобразованию излучения лазера на CO_2 в видимый диапазон. Такое преобразование при использовании кристалла прустита и рубинового лазера может быть весьма эффективным (с к. п. д. до 30 — 50%), а коэффициент шума преобразователя равен единице.

В 1966—67 г. выявились и новые приложения методов нелинейной оптики. Здесь в первую очередь следует упомянуть об использовании методов нелинейной оптики для генерации и исследования пикосекундных импульсов. Напомним, что при возбуждении ВКР в жидкостях под углом

180° длительность импульса стокового излучения $\cong 10^{-11}$ сек, а мгновенная мощность на порядок превышает мощность накачки. Объясняется это обратимыми особенностями взаимодействия обратной компоненты стокового излучения с излучением накачки. Эти особенности таковы, что отраженный обратный импульс движется как бы в среде с инверсной населенностью, сужаясь и усиливаясь по мере распространения. Аналогичный эффект наблюдается и при ВКР в газах⁴⁵. Именно методами нелинейной оптики возможно, по-видимому, формирование световых импульсов предельной длительности ($\sim 10^{-14}$ сек; см.⁷³).

С другой стороны, методы нелинейной оптики могут быть весьма эффективными при измерении характеристик пикосекундных импульсов. Наряду с хорошо известными уже методами, использующими процесс удвоения частоты, упомянем предложенный недавно Джордмэйном⁶⁰ метод, использующий двухфотонное поглощение и пригодный для регистрации импульсов длительностью вплоть до 10^{-13} — 10^{-14} сек.

Наконец, методы нелинейной оптики, как было продемонстрировано недавно Герритсеном⁵⁴, открывают интересные возможности в голографии.

Заканчивая этот краткий обзор, базирующийся в основном на материалах Ереванского симпозиума, подчеркнем еще раз, что мы старались выделить прежде всего новые направления исследования, возникшие за истекший год. Надо надеяться, что обилие материала, приведенного в обзоре, не вызовет у читателя сомнения в справедливости утверждения, высказанного в начале этой статьи.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Изв. АН СССР, сер. физ., № 4 (декабрь 1965 г.).
2. «Нелинейная оптика», Труды Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике в Новосибирске, М., «Наука», 1967.
3. C. K. Patel, R. B. Slusher, P. A. Fleury, Phys. Rev. Lett. **17**, 1011 (1966).
4. В. Н. Генкин, П. М. Меднис, ФТТ, № 10 (1967); Изв. вузов (Радиофизика) **10**, 585 (1967).
5. P. A. Wolff, G. A. Pearson, Phys. Rev. Lett. **17**, 1015 (1966).
6. В. Н. Генкин, П. М. Меднис, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
7. C. K. Patel (частное сообщение).
8. C. K. Patel, R. B. Slusher, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
9. B. Lax, W. Zawadzki, M. N. Weiler, Phys. Rev. Lett. **18**, 462 (1967).
10. A. Mooradian, A. McWhorter, Phys. Rev. Lett. **19** (15), 849 (1967).
11. А. М. Прохоров, В. В. Костин, Л. А. Кулевский, Т. М. Мурпиш, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
12. K. T. Hulme, O. Johnes, P. Davies, M. Hobden, Appl. Phys. Lett. **10** (4), 133 (1967).
13. Р. Ю. Орлов, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
14. В. Р. Овсянник, П. П. Феофилов, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
15. M. Bergard, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
16. S. Harris, M. Oshman, R. Byer, Phys. Rev. Lett. **18** (18), 732 (1967).
17. G. Magdy, H. Mahr, Phys. Rev. Lett. **18** (19), 950 (1967).
18. С. А. Ахманов, В. В. Фадеев, Р. В. Хохлов, О. П. Чупаев, Symposium of Modern Optics, New York, March 1967; см. также Письма ЖЭТФ **6** (4) (1967).

19. Д. Н. Клышко, Д. П. Криндач, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
20. Y. Shen, Phys. Rev. 155 (5), 921 (1967).
21. M. Behran, J. De Velis, J. Opt. Soc. Amer. 57, 186 (1967).
22. H. Rabin, P. Beu, Phys. Rev. 156 (3), 1010 (1967).
23. С. А. Ахманов, В. И. Жариков, Письма ЖЭТФ 6 (5), 644 (1967).
24. N. Bloembergen, P. Simon, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
25. P. Beu, J. Giuliani, H. Rabin, Phys. Rev. Lett. 19 (15), 819 (1967).
26. R. Chiao, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
27. В. В. Коробкин, Р. В. Серов, Письма ЖЭТФ 6 (5), 642 (1967).
28. А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 6 (5), 655 (1967); Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
29. С. А. Ахманов, Д. П. Криндач, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, Письма ЖЭТФ 6 (2), 509 (1967).
30. R. Pantell, Сообщение на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
31. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, УФН 93 (1), 19 (1967).
32. Ю. С. Чилингарян, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
33. Л. А. Островский, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967; ЖТФ 33, 905 (1963).
34. F. De Martini, K. Gustafson, C. Townes, P. Kelly, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967; Phys. Rev. (1967) (в печати).
35. F. Shimizu, Phys. Rev. Lett. 19, 1097 (1967).
36. R. Brewster, Phys. Rev. Lett. 19 (1), 8 (1967).
37. Г. В. Венкин, М. А. Большов, Доклад на симпозиуме по самофокусировке, Горький, апрель 1967 г.
38. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, А. С. Чиркин, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
39. В. И. Беспалов, А. М. Кубарев, Письма ЖЭТФ 6 (2), 500 (1967); В. И. Беспалов, Г. И. Фрейдман, Доклад на Симпозиуме по самофокусировке, Горький, апрель 1967 г.
40. Г. И. Зайцев, Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
41. L. N. Rank, C. Cho, N. Foltz, T. Wiggins, Phys. Rev. Lett. 19 (15), 828 (1967).
42. R. Herman, M. Gray, Phys. Rev. Lett. 19 (15), 824 (1967).
43. N. Bloembergen, Amer. J. Phys. (1968).
44. N. Bloembergen, G. Bret, P. Lallemant, A. Pine, P. Simon, IEEE J. Quantum Electronics 3, 197 (1967); P. Lallemant, P. Simon, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
45. W. Culver, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
46. G. Bret, M. Denariez, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
47. W. Kaiser, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
48. J. Walder, C. Tang, Phys. Rev. Lett. 19 (11), 623 (1967).
49. P. Tappepwald, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
50. В. А. Зубов, А. В. Крайский, Г. В. Перегудов, М. М. Сущинский, В. А. Чирков, И. И. Шувалов, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
51. Н. Г. Басов, Природа, № 11 (1967).
52. А. Г. Акманов, В. С. Днепровский, А. И. Ковригин, А. Н. Пенин, ЖЭТФ 53 (10) (1967).
53. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 93 (1), 71 (1967).
54. H. Geritsen, Appl. Phys. Lett. 10 (9), 239 (1967).
55. J. Geusic et al., Appl. Phys. Lett. 11 (9), 269 (1967).
56. Y. R. Shen, M. Y. Au-Yang, M. L. Cohen, Phys. Rev. Lett. 19 (20), 1171 (1967).
57. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Письма ЖЭТФ 5 (3) (1967).

58. М. А. Н о в и к о в, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
 59. S. K i e l i c h, Phys. Lett. A25, 517 (1967).
 60. S. S h a p i r o, J. G i o r d m a i n e, N. W e c h t, Phys. Rev. Lett. 19 (19), 1093 (1967).
 61. Б. М. А т а е в, В. Н. Л у г о в о й, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
 62. G. B i s s o n, G. M a u e r, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
 63. В. S t o i c h e f f, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
 64. Ю. Е. Д ъ я к о в, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
 65. В. С. С у в о р о в, А. С. С о н и н, И. С. Р е з, А. А. Ф и л и м о н о в, Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
 66. P. P. S o r o k i n, N. S. S h i g e n, E. C. H a m m a n d, T. G. K a z u a k a, Appl. Phys. Lett. 10, 44 (1967).
 67. М. Е. М о в с е с я н, И. К. Б а д а л я н, В. А. И р а д я н, Письма ЖЭТФ 6 (5), 631 (1967).
 68. R. B r e w e r, C. T o w n e s, Phys. Rev. Lett. 18, 137 (1967).
 69. В. М. Ф а й н, Изв. вузов (Радиофизика) 10 (9/10), 1320 (1967).
 70. S. M c C a l l, E. H a h n, Phys. Rev. Lett. 18, 908 (1967).
 71. C. P a t e l, R. S l u s h e r, Phys. Rev. Lett. 19, 1019 (1967).
 72. M. D u g n a y, S. S h a p i r o, P. R e n t z e p i s, Phys. Rev. Lett. 19, 1014 (1967).
 73. С. А. А х м а н о в, А. И. К о в р и г и н, А. П. С у х о р у к о в, Р. В. Х о х л о в, А. С. Ч и р к и н, Письма ЖЭТФ 7, 7 (1968).
 74. К. Н. Д р а б о в и ч, УФН 94 (3) (1968).
 75. Ф. В. Б у н к и н, А. М. П р о х о р о в, ЖЭТФ 52, 1610 (1967).
 76. Э. А. С в и р и д е н к о в, ФТТ 9, 2442 (1967).
-