

Нелинейная оптика, раздел физической оптики, охватывающий исследование распространения мощных световых пучков в твёрдых телах, жидкостях и газах и их взаимодействие с веществом. С появлением лазеров оптика получила в своё распоряжение источники когерентного излучения мощностью до 10^9 — 10^{10} *вт*. В таком световом поле возникают совершенно новые оптические эффекты и существенно изменяется характер уже известных явлений. Общая черта всех этих новых явлений — зависимость характера их протекания от интенсивности света. Сильное световое поле изменяет оптические характеристики среды (показатель преломления n , коэффициент поглощения), в связи с чем изменяется характер явления. Сказанное объясняет происхождение термина Н. о.: если оптические характеристики среды становятся функциями напряжённости электрического поля E световой волны, то поляризация среды нелинейным образом зависит от E . Н. о. имеет много общего с нелинейной теорией колебаний (см. Нелинейные системы), нелинейной акустикой и др. Оптику слабых световых пучков, поле которых недостаточно для заметного изменения свойств среды, естественно назвать линейной оптикой.

Определение: Нелинейные системы—системы, свойства которых зависят от происходящих в них процессов. Колебания таких систем описываются нелинейными уравнениями, а сами системы называются Н. с. Нелинейными являются механические системы, в которых модули упругости тел зависят от деформаций последних или коэффициента трения между поверхностями тел зависит от относительной скорости этих тел (скорости скольжения), или, наконец, массы тел зависят от их скоростей; электрические системы, содержащие сегнетоэлектрики, диэлектрическая проницаемость которых зависит от напряжённости электрического поля, и т.д. Указанные зависимости в механических системах приводят соответственно либо к нелинейности связей между напряжениями и деформациями (нарушению закона Гука), либо к нелинейной зависимости сил трения от скорости скольжения, либо, наконец, к нелинейности связи между действующей на тело

силой и сообщаемым ему ускорением (если при этом скорость тела меняется по величине). Аналогично в электрических системах оказываются нелинейными: связь между электрическими зарядами и напряжённостью создаваемого ими поля, связь между напряжением на концах проводника и силой протекающего по нему тока (нарушение закона Ома), наконец, связь между силой тока и напряжённостью создаваемого им магнитного поля (магнитной индукцией) в магнетике и др. Каждая из этих нелинейных связей приводит к тому, что дифференциальные уравнения, описывающие поведение Н. с., оказываются нелинейными, откуда и название Н. с.

Определение: Нелинейная акустика - область акустики, изучающая явления, для описания которых обычные приближения линейной теории звука недостаточны и необходим учёт нелинейных членов уравнений гидродинамики и уравнения состояния. Обычно такие явления (так называемые нелинейные эффекты) становятся существенными лишь при достаточно больших амплитудах звуковых волн; в этом смысле предмет изучения Н. а. — звуковые поля большой интенсивности, например распространение мощных ультразвуковых и звуковых (ударных) волн, генерация интенсивных паразитных колебаний при работе ракетных двигателей и т.п.

Все физические системы, строго говоря, являются Н. с. Поведение Н. с. принципиально отлично от поведения линейных систем. Одна из наиболее характерных особенностей Н. с. — нарушение в них принципа суперпозиции: результат каждого из воздействий в присутствии другого оказывается не таким, каким он был бы, если бы другое воздействие отсутствовало. Многие важные особенности поведения Н. с. проявляются в случаях возбуждения в них колебаний, что и определяет главные практические применения Н. с. Одним из важнейших применений является генерирование незатухающих колебаний за счёт преобразования энергии постоянного источника с использованием нелинейных свойств сопротивления (трения). Искажение в Н. с. формы гармонического внешнего воздействия и неприменимость к Н. с. принципа суперпозиции позволяет осуществлять с их помощью различные

преобразования колебаний — выпрямление, умножение частоты, модуляцию колебаний и т.д

Историческая справка. В «долазерной» оптике считалось твёрдо установленным, что основными характеристиками световой волны, определяющими характер её взаимодействия с веществом, являются частота или непосредственно связанная с нею длина волны λ и поляризация волны. Для подавляющего большинства оптических эффектов величина напряжённости электрического светового поля E (или плотность потока излучения $I = cnE^2/8\pi$, где c — скорость света, n — показатель преломления) фактически не влияла на характер явления. Показатель преломления n , коэффициента поглощения, эффективное сечение рассеяния света фигурировали в справочниках без указания интенсивности света, для которой они были измерены, так как зависимость указанных величин от интенсивности не наблюдалась. Можно указать лишь несколько работ, в которых были сделаны попытки исследовать влияние интенсивности света на оптические явления. В 1923 С. И. Вавилов и В. Л. Лёвшин обнаружили уменьшение поглощения света урановым стеклом с ростом интенсивности света и объяснили это тем, что в сильном электромагнитном поле большая часть атомов (или молекул) находится в возбуждённом состоянии и уже не может поглощать свет. Считая, что это лишь один из множества возможных нелинейных эффектов в оптике, Вавилов впервые ввёл термин «Н. о.» . Возможность наблюдения ряда нелинейных оптических эффектов с помощью фотоэлектрических умножителей в 50-х гг. теоретически рассмотрел Г. С. Горелик (СССР); один из них — смещение оптического дублета с выделением разностной частоты, лежащей в диапазоне СВЧ (гетеродинирование света), наблюдали в 1955 А. Форрестер, Р. Гудмундсен и П. Джонсон (США).

Широкие возможности изучения нелинейных оптических явлений открылись после создания лазеров. В 1961 П. Франкен с сотрудниками (США) открыл эффект удвоения частоты света в кристаллах — генерацию 2-й гармоники света. В 1962 наблюдалось утроение частоты — генерация 3-й оптической

гармоники. В 1961—1963 в СССР и США были получены фундаментальные результаты в теории нелинейных оптических явлений, заложившие теоретические основы Н. о. В 1962—63 было открыто и объяснено явление вынужденного комбинационного рассеяния света. Это послужило толчком к изучению вынужденного рассеяния др. видов: вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна, вынужденного релеевского рассеяния и т.п. (см. Вынужденное рассеяние света).

Определение: Вынужденное рассеяние света - рассеяние света в среде, обусловленное изменением движения входящих в её состав микрочастиц (электронов, атомов, молекул), происходящим как под влиянием падающей световой волны, так и самого рассеянного излучения. Различают вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), происходящее при участии либо внутримолекулярных колебаний атомов, либо вращения молекул, либо движений электронов внутри атомов; вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), в котором участвуют упругие смещения молекул (т. е. звуковые или гиперзвуковые волны); вынужденное рассеяние света на поляритонах (связанных колебаниях молекул и электромагнитного поля) и т.д. В. р. с. наблюдается в твёрдых телах, жидкостях и газах.

Если интенсивность падающего света невелика, в среде происходит спонтанное рассеяние света, при котором изменение движения микрочастиц происходит только под влиянием поля падающей волны. Интенсивность рассеянного света при этом мала (в 1 см^3 10^{-8} — 10^{-6} от интенсивности падающего света).

При очень большой интенсивности падающего света в среде проявляются нелинейные эффекты. На её микрочастицы действуют не только силы с частотами падающего ω и рассеянного $\omega\phi$ излучений, но также сила, действующая на разностной частоте $D\omega$, т. е. на частоте собственных колебаний микрочастиц, что приводит к резонансному возбуждению колебаний.

Определение :Комбинационное рассеяние света- *рассеяние света веществом, сопровождающееся заметным изменением частоты рассеиваемого света. Если источник испускает линейчатый спектр, то при К. р. с. в спектре рассеянного света обнаруживаются дополнительные линии, число и расположение которых тесно связаны с молекулярным строением вещества. К. р. с. открыто в 1928 советскими физиками Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом.*

В 1965 было обнаружено явление самофокусировки световых пучков. Оказалось, что мощный световой пучок, распространяясь в среде, во многих случаях не только не испытывает обычной, так называемой дифракционной расходимости, а напротив, самопроизвольно сжимается. Явление самофокусировки электромагнитных волн в общей форме было предсказано в 1962 Г. А. Аскарьяном (СССР). Оптические эксперименты были стимулированы теоретическими работами Ч. Таунса с сотрудниками (США, 1964). Большой вклад в понимание природы явления внесли работы А. М. Прохорова с сотрудниками.

В 1965 были созданы параметрические генераторы света, в которых нелинейные оптические эффекты используются для генерирования когерентного оптического излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широком диапазоне длин волн. В 1967 началось исследование нелинейных явлений, связанных с распространением в среде сверхкоротких (длительностью до 10^{-12} сек) световых импульсов. С 1969 развиваются также методы нелинейной и активной спектроскопии, использующие нелинейные оптические явления для улучшения разрешающей способности и повышения чувствительности спектроскопических методов исследования вещества.

Взаимодействие сильного светового поля со средой. Элементарный процесс, лежащий в основе взаимодействия света со средой, — возбуждение атома или молекулы световым полем и переизлучение света возбуждённой частицей. Математическим описанием этих процессов являются уравнения, связывающие поляризацию P единицы объёма среды с напряжённостью поля E

(материальные уравнения). Линейная оптика базируется на линейных материальных уравнениях, которые для гармонической волны приводят к соотношению:

$$P = \varkappa E \quad (1)$$

где \varkappa — диэлектрическая восприимчивость, зависящая только от свойств среды. На соотношении (1) базируется важнейший принцип линейной оптики — *суперпозиции принцип*. Однако теория, основанная на (1), не способна объяснить ни один из перечисленных выше нелинейных эффектов. Согласно (1), переизлученное поле имеет ту же частоту, что и падающее, следовательно, уравнение (1) не описывает возникновения оптических гармоник; из (1) следует независимость показателя преломления среды от интенсивности. Сказанное означает, что материальное уравнение (1) является приближённым: фактически им можно пользоваться лишь в области слабых световых полей.

Суть приближений, лежащих в основе (1), можно понять, обращаясь к классической модели осциллятора, широко используемой в оптике для описания взаимодействия света с веществом. В соответствии с этой моделью, поведение атома или молекулы в световом поле эквивалентно колебаниям осциллятора. Характер отклика такого элементарного атомного осциллятора на световую волну можно установить, сравнивая напряжённость поля световой волны с напряжённостью внутриатомного поля $E_a \cong e/a^2 \cong 10^6—10^9$ в/см (e — заряд электрона, a — атомный радиус), определяющего силы связи в атомном осцилляторе. В пучках нелазерных источников $E \cong 1—10$ в/см, т. е. $E \ll E_a$, и атомный осциллятор можно считать гармоническим (возвращающая сила линейно связана со смещением). Прямым следствием этого является уравнение (1). В пучках мощных лазеров $E \sim 10^6—10^7$ в/см и атомный осциллятор становится ангармоническим, нелинейным (возвращающая сила — нелинейная функция смещения). Ангармоничность атомного осциллятора приводит к тому, что зависимость между поляризацией P и полем E становится нелинейной; при

$(E/E_a) < 1$ её можно представить в виде разложения в ряд по параметру E/E_a :

$$P = \chi E + \chi E^2 + \vartheta E^3 + \dots (2)$$

Коэффициенты χ , ϑ и т.д. называются нелинейными восприимчивостями (по порядку величины $\chi \sim 1/E_a$; $\vartheta \sim 1/E_a^2$). Материальное уравнение (2) является основой Н. о. Если на поверхность среды падает монохроматическая световая волна $E = A \cos(\omega t - kx)$, где A — амплитуда, ω — частота, k — волновое число, x — координата точки вдоль направления распространения волны, t — время, то, согласно (2), поляризация среды наряду с линейным членом $P^{(л)} = \chi A \cos(\omega t - kx)$ (линейная поляризация) содержит еще и нелинейный член второго порядка:

$$P^{н.л.} = \chi * E_2 = \frac{(\chi * A^2)}{2} + \frac{(\chi * A^2)}{2} * \cos(2 * (a * \chi - k * z)) (3)$$

Последнее слагаемое в (3) описывает поляризацию, изменяющуюся с частотой 2ω , т. е. генерацию 2-й гармоники. Генерация 3-й гармоники, а также зависимость показателя преломления от интенсивности описываются членом ϑE^3 в (2) и т.д.

Нелинейный отклик атомного осциллятора на сильное световое поле — наиболее универсальная причина нелинейных оптических эффектов. Существуют, однако, и др. причины: например, изменение показателя преломления n может быть вызвано нагревом среды лазерным излучением. Изменение температуры $\Delta T = \alpha E_2$ (α — коэффициент поглощения света) приводит к тому, что

$$n = n_0 + \frac{(\partial n)}{(\partial T)} (4)$$

Во многих случаях существенным оказывается также эффект электрострикции (сжатие среды в световом поле E). В сильном световом поле E лазера электрострикционное давление, пропорциональное E^2 , изменяет плотность

среды, что может привести к генерации звуковых волн. С тепловыми эффектами и электрострикцией иногда связана самофокусировка света.

Определение: Электрострикция (от электро... и лат. *strictio* — стягивание, сжатие), деформация диэлектриков в электрическом поле E , пропорциональная квадрату напряжённости электрического поля E^2 и не зависящая от изменения направления поля E на обратное. Э. обусловлена поляризацией диэлектриков в электрическом поле и имеет место у всех диэлектриков — твёрдых, жидких и газообразных. Для твёрдых диэлектриков Э. очень мала и не имеет практического значения.

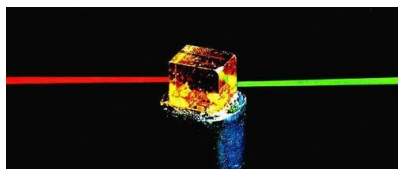


Рис.1.

Удвоение частоты света в кристалле ниобата натрия $Ba_2NaNb_5O_{15}$. Мощный луч лазера на неодимовом стекле с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм возбуждает в кристалле излучение удвоенной частоты (вторую гармонику, $\lambda = 0,53$ мкм). Зелёный цвет — натуральный цвет излучения второй гармоники; невидимое глазом инфракрасное излучение неодимового лазера регистрируется на специально сенсibilизированной цветной пленке как красное.

Оптические гармоники. На *рис. 1* показано, как интенсивное монохроматическое излучение лазера на неодимовом стекле ($\lambda_1 = 1,06$ мкм), проходя через оптически прозрачный кристалл ниобата бария, преобразуется в излучение с длиной волны ровно вдвое меньшей, т. е. во 2-ю гармонику ($\lambda_2 = 0,53$ мкм). При некоторых условиях во 2-ю гармонику переходит более 60% энергии падающего излучения. Удвоение частоты наблюдается для излучения др. лазеров видимого и инфракрасного диапазонов. В ряде кристаллов и жидкостей зарегистрировано утроение частоты света — 3-я гармоника. Более сложные эффекты возникают, если в среде распространяются две или несколько

интенсивных волн с различающимися частотами, например ω_1 и ω_2 . Тогда наряду с гармониками каждой из волн ($2\omega_1$, $2\omega_2$ и т.п.) возникают волны комбинационных частот ($\omega_1 + \omega_2$; $\omega_1 - \omega_2$ и т.п.).

Описанное явление, называется генерацией оптических гармоник, имеет много общего с широко известным умножением частоты в нелинейных элементах радиоустройств. Вместе с тем есть и существенное различие: в оптике эти эффекты являются результатом взаимодействия не колебаний, а волн. В сильном световом поле, согласно (2), каждый атомный осциллятор переизлучает не только на частоте падающей волны, но и на её гармониках. Однако так как свет распространяется в среде, размеры L которой существенно превышают длину волны λ (для видимого света $\lambda \sim 10^{-4}$ см), суммарный эффект генерации гармоник на выходе зависит от фазовых соотношений между основной волной и гармониками внутри среды; возникает своеобразная интерференция, способная либо усилить, либо ослабить эффект. Оказалось, что взаимодействие двух волн, различающихся частотами, например ω и 2ω , максимально, а, следовательно, максимальна и перекачка энергии от основной волны к гармоникам, если их фазовые скорости равны (условие фазового синхронизма). К условиям фазового синхронизма можно прийти и из квантовых соображений, они соответствуют закону сохранения импульса при слиянии или распаде фотонов. Для трёх волн условия синхронизма: $k_3 = k_1 + k_2$, где k_1 , k_2 и k_3 — импульсы фотонов (в единицах Планка постоянной \hbar).

Условия синхронизма основной волны и гармоник в реальной диспергирующей среде на первый взгляд кажутся неосуществимыми. Равенство фазовых скоростей волн на разных частотах имеет место лишь в среде без дисперсии. Однако оказалось, что отсутствие дисперсии можно имитировать, используя взаимодействие волн разной поляризации в анизотропной среде (*рис. 2*).

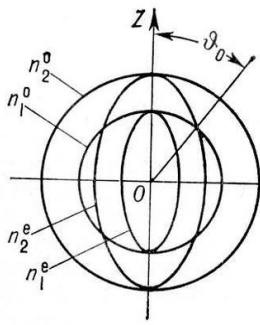


Рис.2 Сечения поверхностей показателей преломления в кристалле KH_2PO_4 (KDP) для частоты излучения неодимового лазера (индекс 1) и его второй гармоники (индекс 2). В плоскости oxz сечения для обыкновенных волн (n^o) - окружности, для необыкновенных волн (n^e) - эллипсы. Под углом ϑ_0 к оптической оси $n_1^o = n_2^o$, а следовательно, равны и фазовые скорости основной обыкновенной волны и второй гармоники необыкновенной волны.

Этот метод резко повысил эффективность нелинейных волновых взаимодействий. Если в 1961 КПД оптических удвоителей частоты составлял $\sim 10^{-10}$ — 10^{-12} , то в 1963 он достиг значения 0,2—0,3, а к 1973 приблизился к 0,8.

Оптические умножители частоты позволили существенно расширить область применения лазеров. Эффект генерации оптических гармоник широко используется для преобразования излучения длинноволновых лазеров в излучение коротковолновых диапазонов. Промышленность многих стран выпускает оптические умножители частоты на неодимовом стекле или на алюмоиттриевом гранате с примесью неодима ($\lambda = 1,06$ мкм), позволяющие получить мощное когерентное излучение на волнах $\lambda = 0,53$ мкм (2-я гармоника), $\lambda = 0,35$ мкм (3-я гармоника) и $\lambda = 0,26$ мкм (4-я гармоника). Для этой цели были подобраны кристаллы, обладающие высокой нелинейностью (большими значениями χ) и позволяющие удовлетворить условиям фазового синхронизма. Иллюстрациями современных возможностей в этой области являются генератор 5-й оптической гармоники (рис. 3) и получение 9-й гармоники излучения неодимового лазера ($\lambda_9 = 1189 \text{ \AA}$).

В 1972 было экспериментально осуществлено умножение частоты в области

вакуумного ультрафиолета; в качестве нелинейной среды здесь использовались некоторые газы и пары металлов.

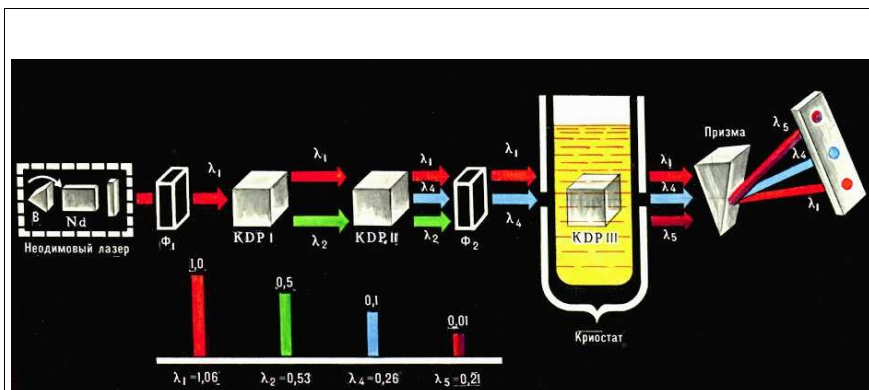


Рис.3

Схема генератора

пятой оптической гармоники. Излучение лазера на неодимовом стекле ($\lambda_1=1,06$ мкм), работающим в режиме модулированной добротности, возбуждает цепочку из трёх нелинейных кристаллов KDP, в которых последовательно происходят: удвоение частоты (на выходе кристалла KDP I возникает излучение с $\lambda_2=0,53$ мкм), ещё одно удвоение частоты (на выходе KDP II возникает излучение с $\lambda_4=0,26$ мкм), сложение частот неодимового лазера и четвёртой гармоники. В результате на выходе кристалла KDP III возникает интенсивное ультрафиолетовое излучение с $\lambda_5=\lambda_1/5=0,21$ мкм. Цвета на рисунке условные, четвёртая и пятая гармоники лежат в ультрафиолетовой области. Φ_1 и Φ_2 — фильтры; В — вращающаяся призма.

Самофокусировка света. Самовоздействия. При достаточно большой (но вполне умеренной для современной лазерной техники) мощности светового пучка, превышающей некоторое критическое значение $P_{кр}$, в среде вместо обычной дифракционной расходимости первоначально параллельного пучка наблюдается его самосжатие (рис. 3). Величина $P_{кр}$ различна для разных сред; для ряда органических жидкостей $P_{кр} \sim 10—50$ квт, в некоторых кристаллах и оптических стеклах $P_{кр}$ не превышает нескольких вт.

Иногда, например, при распространении излучения мощных импульсных лазеров в жидкостях, это самосжатие носит характер «схлопывания» пучка, которое сопровождается настолько быстрым нарастанием светового поля, что это может вызвать световой пробой, фазовые переходы и др. изменения состояния вещества. В др. случаях, например при распространении излучения газовых лазеров непрерывного действия в стеклах, нарастание поля также заметно, хотя и не является столь быстрым. Самосжатие в некотором смысле похоже на фокусировку пучка обычной линзой. Однако существенные различия наблюдаются за фокальной точкой; самосфокусированный пучок может образовывать квазистационарные нити («волноводное» распространение), последовательность фокальных точек и т.п.

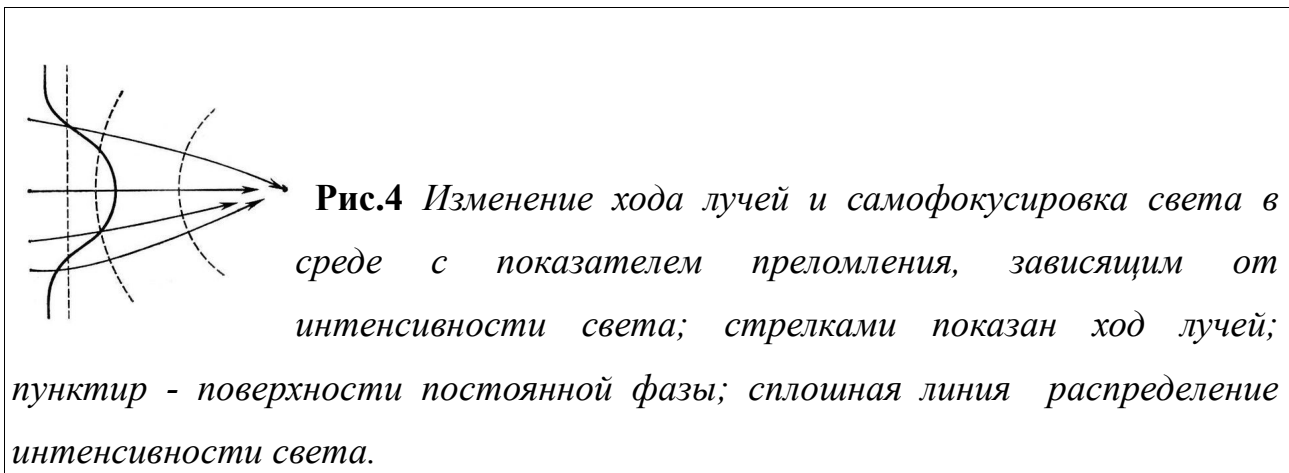
Определение :Газовый лазер- лазер с газообразной активной средой. Трубка с активным газом помещается в оптический резонатор, состоящий в простейшем случае из двух параллельных зеркал. Одно из них является полупрозрачным.

Испущенная в каком-либо месте трубки световая волна при распространении её через газ усиливается за счёт актов вынужденного испускания, порождающих лавину фотонов. Дойдя до полупрозрачного зеркала, волна частично проходит через него. Эта часть световой энергии излучается Г. л. вовне. Другая же часть отражается от зеркала и даёт начало новой лавине фотонов. Все фотоны идентичны по частоте, фазе и направлению распространения. Благодаря этому излучение лазера может обладать чрезвычайно большой монохроматичностью, мощностью и резкой направленностью.

Первый Г. л. был создан в США в 1960 А. Джаваном. Существующие Г. л. работают в очень широком диапазоне длин волн — от ультрафиолетового излучения до далёкого инфракрасного излучения — как в импульсном, так и в непрерывном режиме. В табл. приведены некоторые данные о наиболее распространённых Г. л. непрерывного действия.

Явление самофокусировки обусловлено тем, что в сильном световом поле изменяется показатель преломления среды (это происходит за счёт нагрева стекла лазерным излучением). Если знак изменения показателя преломления таков, что в области, занятой пучком, он возрастает, эта область становится оптически более плотной, и периферийные лучи отклоняются к центру пучка.

На *рис. 4* изображены фазовые фронты и ход лучей в ограниченном пучке, распространяющемся в среде, с показателем преломления: $n = n_0 + n_2 E^2$, где n_0 — постоянная составляющая, не зависящая от E , $n_2 > 0$. Поскольку фазовая скорость света $v = c/n = c/(n_0 + n_2 E^2)$, то фазовые фронты изгибаются (поле E на оси больше, чем на периферии) и лучи отклоняются к оси пучка.



Такая нелинейная рефракция может быть столь существенной (её «сила» нарастает вместе с концентрацией поля), что практически полностью подавляет дифракционные эффекты.

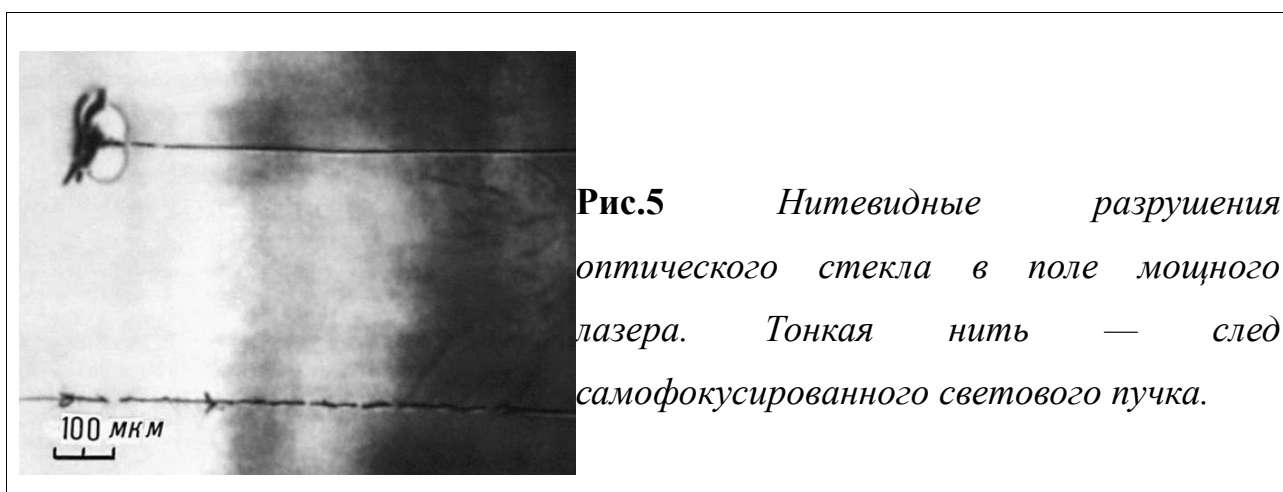
Обратный эффект — самодефокусировка — возникает, если среда в области, занятой световым пучком, из-за зависимости показателя преломления от интенсивности становится оптически менее плотной ($n_2 < 0$). В этом случае мощный лазерный пучок расходится гораздо быстрее, чем пучок малой интенсивности. Нелинейные волновые явления типа самофокусировки и самодефокусировки, в которых средняя частота и волновое число $k = \omega n/c = 2\pi/\lambda$ почти не изменяются, называются самовоздействием волн. Наряду с

самовоздействием волн, модулированных в пространстве, в Н. о. изучается также самовоздействие волн, модулированных во времени.

Распространение светового импульса в среде с показателем преломления вида $n = n_0 + n_2 E^2$ сопровождается искажением его формы и фазовой модуляцией. В результате возникает сильное уширение спектра лазерного импульса. Ширина спектра излучения на выходе из среды в сотни и тысячи раз превышает ширину спектра на входе.

Определение :Фазовая модуляция -вид модуляции колебаний, при котором передаваемый сигнал управляет фазой несущего высокочастотного колебания. По характеристикам Ф. м. близка к частотной модуляции. Если модулирующий сигнал синусоидальный, то спектр и форма сигналов в случае частотной модуляции и Ф. м. полностью совпадают. Различия обнаруживаются при более сложных формах модулирующего сигнала.

Эффекты самовоздействия определяют основные черты поведения мощных световых пучков в большинстве сред, включая и активные среды самих лазеров. В частности, лавинное нарастание напряженности светового поля при самофокусировке вызывает во многих случаях оптический пробой среды (рис. 5).



Интересным вопросом в явлении самофокусировки является поведение светового пучка за фокальной точкой. А. М. Прохоров с сотрудниками обратили внимание на существенную роль движения фокальных точек при

самофокусировке. В реальном лазерном импульсе мощность изменяется во времени и соответственно изменяется во времени фокальная длина нелинейной линзы. В результате возникает движущийся фокус. Скорость его движения может достигать 10^9 см/сек. Учёт быстрого движения фокусов в сочетании с абберациями нелинейной линзы во многих случаях позволяет построить полную теорию явления самофокусировки.

Самопросветление и нелинейное поглощение. Среды, непрозрачные для слабого излучения, могут стать прозрачными для высокоинтенсивного излучения (просветление), и, наоборот, прозрачные материалы могут «затемняться» по отношению к мощному излучению (нелинейное поглощение). Таковы наиболее важные особенности поглощения света большой интенсивности. Они объясняются зависимостью коэффициента поглощения от интенсивности света.

Если интенсивность резонансного по отношению к поглощающей среде излучения велика, существенная доля частиц среды переходит из основного в возбуждённое состояние и населённости её верхнего и нижнего уровней выравниваются. Для получения эффекта насыщения в равновесных условиях необходима затрата некоторой энергии, поэтому просветление среды сопряжено с определёнными потерями энергии светового пучка.

В поле коротких световых импульсов, длительность которых меньше характерных времён релаксации среды, наблюдается эффект просветления др. типа — резонансное самопросветление среды. В этом случае короткий мощный световой импульс проходит через среду, вообще не испытывая поглощения (слабое же квазинепрерывное излучение той же частоты может поглотиться этой средой практически полностью). Результатом взаимодействия такого очень короткого светового импульса со средой оказывается резкое уменьшение групповой скорости распространения светового импульса и изменение его формы.

Определение: Релаксация (от лат. relaxatio — ослабление, уменьшение)-

процесс установления термодинамического, а следовательно, и статистического равновесия в физической системе, состоящей из большого числа частиц. P — многоступенчатый процесс, т. к. не все физические параметры системы (распределение частиц по координатам и импульсам, температура, давление, концентрация в малых объёмах и во всей системе и др.) стремятся к равновесию с одинаковой скоростью. Обычно сначала устанавливается равновесие по какому-либо параметру (частичное равновесие), что также называется P . Все процессы P являются неравновесными процессами, при которых в системе происходит диссипация энергии, т. е. производится энтропия (в замкнутой системе энтропия возрастает). В различных системах P имеет свои особенности, зависящие от характера взаимодействия между частицами системы; поэтому процессы P весьма многообразны. Время установления равновесия (частичного или полного) в системе называется временем релаксации.

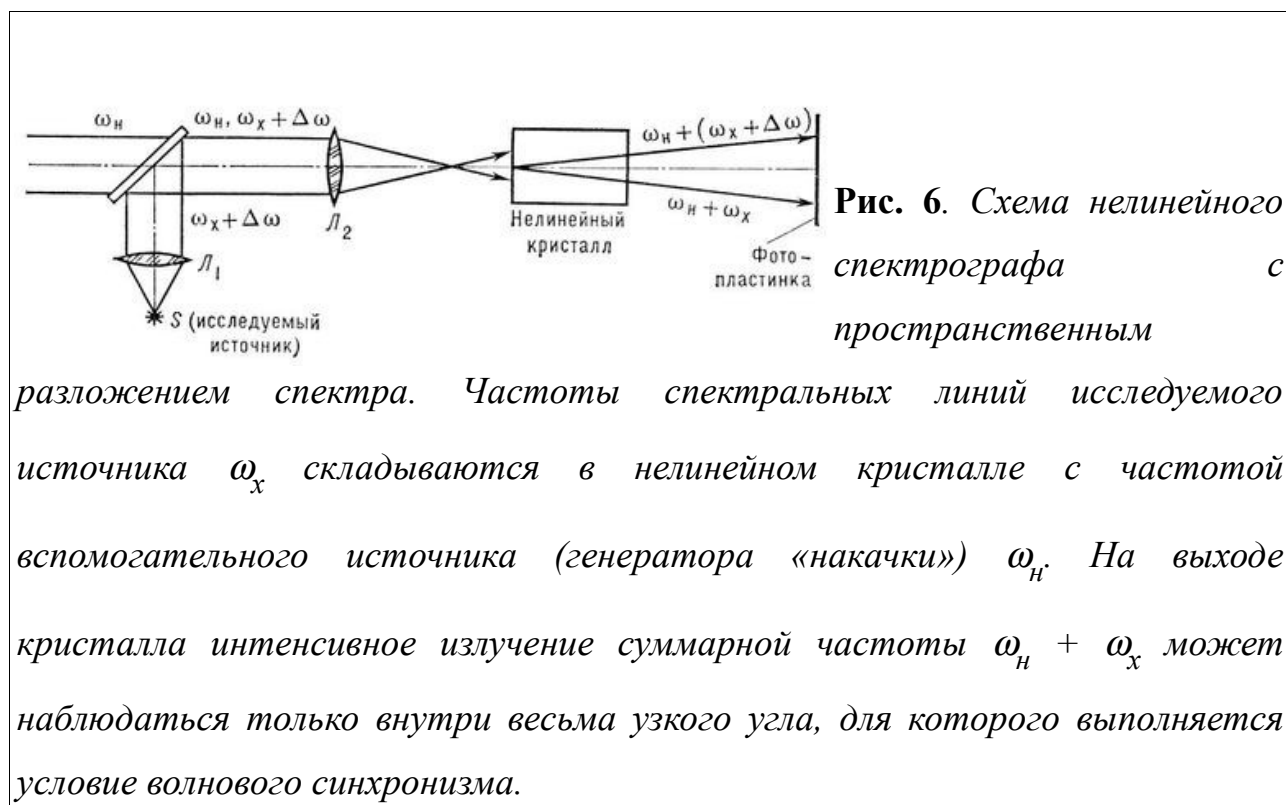
Эффекты нелинейного поглощения связаны с тем, что при взаимодействии интенсивного излучения частоты ω_0 с частицами заметную вероятность имеют процессы одновременного поглощения m квантов частоты ω_1 , причём $m = \omega_0 / \omega_1$ (см. Многофотонные процессы).

Определение: Многофотонные процессы — процессы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, сопровождающиеся поглощением или испусканием (или тем и другим) нескольких электромагнитных квантов (фотонов) в элементарном акте.

Нелинейная оптика и спектроскопия. Параметрический генератор света. Развитие Н. о. позволило усовершенствовать методы оптической спектроскопии и разработать принципиально новые методы нелинейной и активной спектроскопии. Важная проблема абсорбционной спектроскопии — создание подходящего источника света, перестраиваемого по частоте. Н. о. даёт радикальное решение проблемы: наряду со сложением фотонов в нелинейной среде возможен обратный процесс — когерентный распад фотона частоты Ω на

два фотона частот ω_1 и ω_2 , удовлетворяющих условию $\Omega = \omega_1 + \omega_2$. Процесс идёт эффективно, если одновременно выполнены условия волнового синхронизма: $k_n = k_1 + k_2$.

На этом принципе основано действие параметрического генератора света. При фиксированной частоте Ω (частоте накачки) частоты ω_1 и ω_2 можно варьировать в широких пределах (сохраняться должна лишь их сумма), изменяя параметры среды, влияющие на выполнение условий синхронизма. С помощью таких генераторов уже сейчас возможно перекрытие длинноволновой части видимого и ближней части инфракрасного диапазонов. Созданы параметрические генераторы света и в далёкой инфракрасной области. Параметрический генератор света — удобный источник света для абсорбционных спектрометров; с его появлением оптики получили перестраиваемый, стабильный, легко управляемый источник когерентного излучения (накладывая на нелинейный кристалл электрическое поле, можно осуществить частотную или амплитудную модуляцию излучения).



Методы Н. о. открывают новые возможности для создания корреляционных спектрографов и спектрографов с пространственным разложением спектра .

На *рис. 6* изображена схема нелинейного спектрографа с пространственным разложением спектра, в котором используется то обстоятельство, что дисперсия направлений синхронизма в нелинейных кристаллах может быть сильнее, нежели обычная дисперсия вещества. Спектральный анализ в этом случае сопровождается увеличением частоты света (что особенно выгодно при спектральных исследованиях в инфракрасной области) и усилением исследуемого сигнала.

Определение: Спектроскопия (от спектр и ...скопия) -раздел физики, посвященный изучению спектров электромагнитного излучения. Методами С. исследуют уровни энергии атомов, молекул и образованных из них макроскопических систем и квантовые переходы между уровнями энергии, что даёт важную информацию о строении и свойствах вещества. Важнейшие области применения С. — спектральный анализ и астрофизика.

Преобразование сигналов и изображений. Эффект сложения частот, лежащий в основе действия описанного спектрографа, находит и др. применения. Одно из них — регистрация слабых сигналов в инфракрасном диапазоне. Если частота ω_x лежит в инфракрасном диапазоне, а ω_H — в видимом, то в видимый диапазон попадает и суммарная частота Ω , причём коэффициент преобразования может быть $\gg 1$. В видимом же диапазоне регистрация сигнала производится с помощью высокочувствительного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Система из нелинейного кристалла, в котором происходит сложение частот и ФЭУ, является чувствительным приёмником инфракрасного излучения; такие приёмники находят применение в инфракрасной астрономии. С помощью этой схемы можно не только регистрировать сигнал, но и преобразовывать изображение из инфракрасного диапазона в видимый.

Заключение. Методы Н. о. проникают во все традиционные разделы оптики и

лежат в основе ряда её новых направлений (нелинейное вращение плоскости поляризации, нелинейное рассеяние, нелинейная дифракция, нелинейная магнитооптика и т.п.). С ростом напряжённости светового поля обнаруживаются всё новые и новые нелинейные процессы. К сожалению, предельное световое поле, которое может быть использовано в эксперименте, определяется не возможностями лазерной техники, а разрушением среды или изменением её оптических свойств под действием света.

На первом этапе развития Н. о. использовался диапазон волн от 1,06 до 0,3 мкм. Переход к лазерам на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм) привёл к открытию нелинейности, связанной с поведением носителей тока в полупроводниках (в видимом диапазоне она практически не проявляется), и обнаружению новых нелинейных материалов. При помощи мощных источников ультрафиолетового излучения возможны исследование нелинейного поглощения в кристаллах и жидкостях с широкой запрещенной зоной, умножение частоты в вакуумном ультрафиолете, создание ультрафиолетовых лазеров с оптической накачкой. В 1971 впервые наблюдались когерентные нелинейные эффекты в рентгеновской области.

Успехи Н. о. стимулировали соответствующие исследования в физике плазмы, в акустике, радиофизике и вызвали интерес к общей теории нелинейных волн. В связи с Н. о. появились новые направления исследования в физике твёрдого тела, связанные с изучением нелинейных материалов и оптической прочности твёрдых тел и жидкостей. Возможно, нелинейными оптическими явлениями в межзвёздной плазме обусловлены и некоторые особенности характеристик *квазаров*. Не исключено достижение таких интенсивностей лазерного излучения, при которых станет возможным наблюдение нелинейных оптических явлений в вакууме.

Определение : Квазары (англ. quasar, сокращенное от quasistellar radiosource)- квазизвёздные объекты, квазизвёзды, сверхзвёзды, небесные объекты, имеющие сходство со звёздами по оптическому виду и с газовыми туманностями по

характеру спектров, обнаруживающие, кроме того, значительные красные смещения (до 6 раз превышающие наибольшие из известных у галактик). Последнее свойство определяет важную роль K в астрофизике и космологии. Открытие K явилось результатом повышения точности определения координат внегалактических источников радиоизлучения, позволившего значительно увеличить число радиисточников, отождествленных с небесными объектами, видимыми в оптических лучах. Первое совпадение радиисточника с звёздopodobным объектом было обнаружено в 1960, а в 1963, когда американский астроном М. Шмидт отождествил сдвинутые вследствие эффекта красного смещения линии в спектрах таких объектов, они были выделены в особый класс космических объектов — квазары.

В последние годы исследование нелинейных волновых процессов в различных средах представляет собой быстро развивающуюся область физики. Диапазон физических ситуаций, рассматриваемых при этом, чрезвычайно широк: известное в квантовой теории поля «рассеяние света светом» в вакууме и взаимодействие волн очень низкой частоты в магнитосфере Земли, проблемы турбулентности в плазме и нелинейная эволюция волн в гидродинамике, взаимодействие лазерных пучков в нелинейной среде и упругих волн — в твердом теле. Рассмотренные нелинейные явления, возникающие при взаимодействии монохроматического излучения с атомными системами, могут служить основой новых методов спектроскопии высокого разрешения. В настоящее время возможности эксперимента ограничены набором частот оптических квантовых генераторов. Есть основания надеяться, что создание высоко монохроматических источников излучения с перестраиваемой частотой полностью снимет это ограничение.

Список литературы:

- 1) Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964;
- 2) Бломберген Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966;
- 3) Климонтович Ю. Л., Квантовые генераторы света и нелинейная оптика, М., 1966;
- 4) Луговой В. Н., Прохоров А. М., Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде, «Успехи физических наук», 1973, т. 111, с. 203—248;
- 5) Ахманов С. А., Чиркин А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971;
- 6) Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия, М., 1969;
- 7) Ярив А., Квантовая электроника и нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1973; Laser handbook, v. 1—2, Amst., 1972.
- 8) Блум А., Газовые лазеры, «Тр. института инженеров по электронике и радиоэлектронике», 1966, т. 54, № 10