

NONLINEAR OPTICS

N. B. DELONE

This article is devoted to nonlinear optics, i.e. the optics with extremely high light intensity. In the event of high light intensity, the fundamental laws of classical (linear) optics, when the light intensity is low, are not valid. Physical reasons responsible for different laws of optics when passing from low to high light intensity are exemplified by concrete phenomena.

Статья посвящена нелинейной оптике, то есть оптике при экстремально большой интенсивности света. В случае большой интенсивности света несправедливы основные законы классической (линейной) оптики, когда интенсивность света мала. Физические причины, обуславливающие изменение законов оптики при переходе от малой к большой интенсивности света, рассматриваются на примерах конкретных явлений.

© Делоне Н.Б., 1997

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Н. Б. ДЕЛОНЕ

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный Московской обл.

ВВЕДЕНИЕ

Свойства света и законы его взаимодействия с веществом привлекают внимание исследователей уже более двух тысяч лет. Именно по этой причине к середине XX века оптика была хорошо и детально разработанной главой физики. Согласующиеся выводы были получены как на уровне экспериментальных результатов, так и на уровне электромагнитной теории Максвелла и квантовой теории.

Всем хорошо известны основные законы распространения света и его взаимодействия со средой:

- прямолинейное распространение света,
- отражение и преломление света на границе сред,
- независимость пучков света, распространяющихся в среде,
- линейное поглощение света в прозрачных средах,
- трансформация частоты света в красную область при его рассеянии.

Однако в середине этого века оказалось, что эти законы справедливы лишь в весьма распространенном, но предельном случае света малой интенсивности. При большой интенсивности света, которая сейчас достигается использованием излучения лазеров, эти законы не имеют места. Дело в том, что интенсивность света, излучаемого импульсным лазером, на очень много порядков величины превышает интенсивность любых источников света, которые существовали в долазерную эпоху. (*Интенсивностью света* называется число фотонов, проходящих через единичную площадку в единицу времени. Для интенсивности справедлива формула

$$F = \frac{N\omega}{\tau S} = \frac{Q}{\tau S} = \frac{P}{S},$$

в которой N – число фотонов, Q – энергия, P – мощность светового потока, τ – длительность действия света, S – площадь поперечного сечения, ω – частота света.) Так, например, интенсивность света от стандартной спектральной лампы (например, ртутной) порядка 1 Вт/см^2 , интенсивность излучения стандартного импульсного лазера порядка 10^{10} Вт/см^2 , а в случае современного сверхмощного лазера 10^{20} Вт/см^2 . Для сравнения: атомная интенсивность имеет порядок 10^{16} Вт/см^2 (это интенсивность излучения, напряженность электрического поля которого равна атомной напряженности $5 \cdot 10^9 \text{ В/см}$).

Можно указать на две основные причины, обуславливающие различие результатов взаимодействия с веществом света малой и большой интенсивности. Во-первых, помимо однофотонных процессов, определяющих взаимодействие на микроскопическом уровне при малой интенсивности света, при большой интенсивности главную роль играют многофотонные процессы. Во-вторых, при большой интенсивности возникают эффекты самовоздействия, заключающиеся в изменении исходных свойств вещества под действием распространяющегося в нем света. В отличие от линейного характера взаимодействия, характерного для света малой интенсивности, при большой интенсивности взаимодействие носит нелинейный характер. (Как взаимодействие, так и сам процесс принято называть *линейными*, если его вероятность пропорциональна первой степени интенсивности излучения. Если эта степень больше единицы, то как взаимодействие, так и процесс называются *нелинейными*.) Отсюда и возникли современные термины *линейная* и *нелинейная оптика*, соответствующие оптике малой и большой интенсивности света.

Если сейчас, в конце XX века, посмотреть на оптику, то картина совершенно иная, чем та, к которой мы привыкли в первой половине этого века. Сейчас ясно, что есть две различные оптики: классическая (линейная) оптика, описывающая распространение в прозрачных средах света малой интенсивности, и новая (нелинейная) оптика, описывающая распространение света при большой его интенсивности.

Теперь обратимся к одному из наиболее ярких примеров тех различий, которые возникают между линейной и нелинейной оптикой, а именно к вопросу о направлении распространения света в прозрачной однородной среде.

ИЗМЕНЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ

Этот процесс будем изучать при произвольной интенсивности света. Ограничимся простейшей моделью, позволяющей, однако, выяснить все основные закономерности.

Рассмотрим два полупространства, разделенные плоской границей. Положим, что в левом полупространстве имеется вакуум с коэффициентом преломления $n_b = 1$. Положим, что в правом полупространстве имеется прозрачная для света среда с коэффициентом преломления $n_{cp} > 1$. В качестве этой среды возьмем атомарный газ при столь малом давлении, когда можно пренебречь отражением света на границе вакуум—среда, поглощением света в среде, взаимодействием атомов в газе.

Пусть из левого полупространства в правое распространяется свет в виде пучка со следующими характеристиками:

- ось пучка перпендикулярна к границе раздела сред,
- частота света ω ,
- распределение интенсивности по сечению пучка, нормальному к его оси, представляет собой кривую с максимумом на оси пучка,
- пучок имеет резкую границу, вне которой интенсивность света $F = 0$.

Пучок света с такими свойствами с хорошей точностью моделирует типичный пучок лазерного излучения. Действительно, пучок лазерного излучения является почти идеально параллельным, а распределение интенсивности излучения по поперечному сечению описывается гауссовой функцией (из-за дифракции на выходе из лазерного резонатора).

Вопрос, который нас интересует: что происходит с пучком света при распространении его в правом полупространстве? Дадим ответ на этот вопрос для двух предельных случаев: малой и большой интенсивности света в пучке.

Обратимся сначала к хорошо известному случаю малой интенсивности света. В этом случае ответ на поставленный вопрос хорошо известен в рамках линейной (классической) оптики. В соответствии с законом Евклида свет в однородной среде (то есть в среде с фиксированным и неизменным показателем преломления) распространялся прямолинейно. С учетом этого закона и тех начальных условий, которые мы наложили на среду (отсутствие отражения и поглощения света), очевидно, что как направление, так и метрика светового пучка при переходе из вакуума в газ не изменяются (рис. 1). Единственное изменение состоит в уменьшении скорости распространения света при переходе из вакуума в газ. В соответствии с известным соотношением для скорости света

$$V = \frac{c}{n_{cp}}, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме. (В рассматриваемом случае среды в виде разреженного газа показатель преломления n_{cp} мало отличается от 1, так что количественно изменение скорости также мало.)

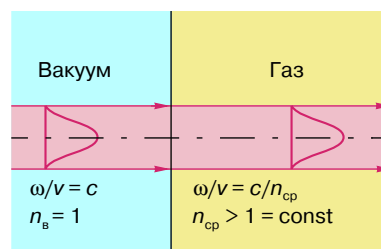


Рис. 1. Схема распространения пучка света малой интенсивности из вакуума в газ

Обратимся теперь к противоположному случаю, когда интенсивность света велика. Сделаем одно дополнительное предположение (справедливость которого будет показана ниже): показатель преломления среды (в нашем случае газа) зависит от интенсивности света. Если сделать это предположение, то возникает эффект самовоздействия интенсивного света в среде — под действием пучка света, распространяющегося в среде, свойства среды изменяются.

Пусть при этом показатель преломления возрастает при увеличении интенсивности света. Так как в пучке, по предположению, сделанному выше, интенсивность света максимальна на оси и минимальна на краях, то на пути распространения пучка в среде возникает анизотропия показателя преломления — он максимален на оси пучка и минимален на его границе. Из линейной (классической) оптики известно, что если коэффициент преломления среды непостоянен, то возникает рефракция, прямолинейное распространение света нарушается. В рассматриваемом случае возникает явление индуцированной рефракции. Как известно, при рефракции световые лучи отклоняются в ту сторону, где коэффициент преломления больше, в нашем случае к оси пучка. Соответственно по мере распространения света в газе исходно параллельный пучок будет фокусироваться (рис. 2). Такой эффект принято называть самофокусировкой света. Если предположить, что под действием интенсивного света показатель преломления среды уменьшается, то исходно параллельный пучок света будет расходиться, то есть будет возникать дефокусировка света (рис. 3).

Таким образом, под действием интенсивного света исходно однородная среда (с фиксированным показателем преломления) может играть роль как фокусирующей, так и дефокусирующей линзы.

Обратимся к предположению о зависимости показателя преломления газа от интенсивности света, которое было постулировано выше. Это предположение прямо следует из двух фактов, хорошо известных в рамках линейной оптики: из выражения,

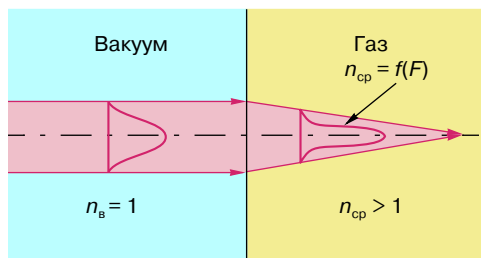


Рис. 2. Схема распространения пучка света большой интенсивности из вакуума в газ. Случай увеличения показателя преломления газа при увеличении интенсивности излучения. Возникновение самофокусировки света

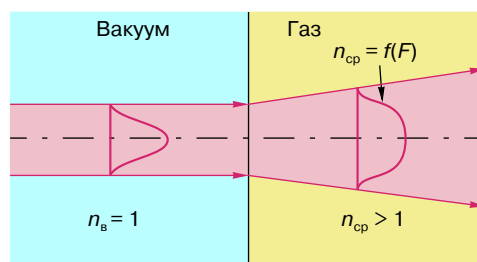


Рис. 3. Схема распространения пучка света большой интенсивности из вакуума в газ. Случай уменьшения показателя преломления газа при увеличении интенсивности излучения. Возникновение дефокусировки света

описывающего показатель преломления газа, и явления штарковского сдвига атомных уровней во внешнем электрическом поле.

Рассмотрим сначала выражение для показателя преломления разреженного газа — известную формулу Лоренц—Лоренца. Она имеет следующий вид:

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi e^2}{m} \left(\frac{1}{\omega_i^2 - \omega^2} \right). \quad (2)$$

В этом выражении нас интересует множитель, в котором ω_i — частоты переходов в спектре атома, ω — как и ранее, частота падающего света. Этот множитель описывает дисперсию показателя преломления. Видно, что вблизи от резонанса между частотами ω и ω_i , когда $\omega \cong \omega_i$, показатель преломления максимален, это область аномальной дисперсии; вдали от резонанса показатель преломления минимален, это область нормальной дисперсии.

При малой интенсивности света частоты переходов в спектре атома ω_i являются константами для данного атома. При фиксированной частоте ω в таком случае показатель преломления также является константой.

При большой интенсивности света частоты ω_i изменяются из-за штарковских сдвигов атомных уровней в световом поле. Ясно, что если ω_i зависит от интенсивности света, то второй множитель в соотношении (2) также становится зависящим от интенсивности света, и показатель преломления газа зависит от интенсивности света (рис. 4).

Штарковский сдвиг возникает при любой сколь угодно малой напряженности внешнего поля. Однако сдвиг будет приводить к изменению показателя преломления только в том случае, когда он будет превышать ширину спектра лазерного излучения $\Delta\omega$ и ширину перехода в спектре атома $\Delta\omega_i$, которая определяется в газе эффектом Доплера. Для каждой конкретной ситуации можно оценить ту интенсивность света, которую надо называть малой ($n_{cp} = \text{const}$) и большой ($n_{cp} = f(F)$). Из таких оценок видно, что те интенсивности света, которые можно

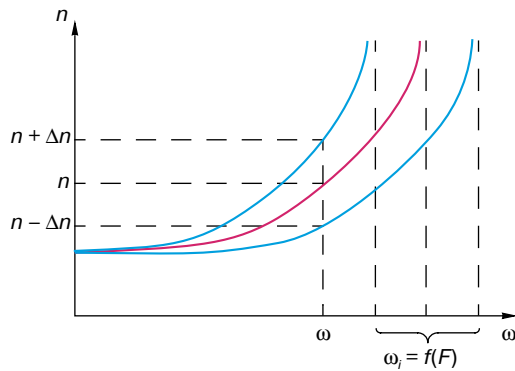


Рис. 4. Изменение показателя преломления газа под действием интенсивного света из-за штарковского сдвига атомных уровней (то есть из-за изменения ω_i)

получить от долазерных источников, всегда малы ($n_{cp} = \text{const}$), а порог больших интенсивностей лежит где-то около $10^7 - 10^8$ Вт/см², то есть в области интенсивностей, достижимых лишь при использовании лазерного излучения. В зависимости от конкретной ситуации (от значений ω и ω_i , от знака штарковского сдвига уровней) может быть различным и знак эффекта — при увеличении интенсивности света показатель преломления газа может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Таким образом, видно, что при большой интенсивности света нарушается один из основных законов — закон о прямолинейном распространении света.

Мы рассмотрели частный случай среды в виде атомарного газа. Качественно аналогичные явления индуцированной рефракции и самофокусировки (и дефокусировки) света возникают практически во всех прозрачных средах: в любых газах, плазме, жидкостях, кристаллах и стеклах. Различие состоит лишь в конкретном микроскопическом процессе, обуславливающем зависимость показателя преломления от интенсивности излучения и величины критической интенсивности света, при которой возникает рефракция.

С точки зрения практики, как правило, явление самофокусировки лазерного излучения вредное, так как ограничивает интенсивность света, которая может распространяться в прозрачных средах без изменения метрики пучка. Так, типичным является эффект самофокусировки в стеклянных (или кристаллических) активных элементах мощных лазерных установок, приводящий к деструкции этих элементов из-за резкого увеличения интенсивности в области самофокусировки излучения. Однако можно указать и на отдельные частные случаи, когда повышение интенсивности света за счет его самофокусировки может быть использовано для исследований.

Заканчивая этот раздел, еще раз отметим, что в рассмотренном случае роль света большой интенсивности состоит в изменении свойств среды, в которой распространяется свет.

ИЗМЕНЕНИЕ ЧАСТОТЫ СВЕТА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ

Обратимся теперь к другому примеру, когда различие между большой и малой интенсивностью света заключается в проявлении в первом случае многофотонных процессов. Речь пойдет об изменении частоты света, распространяющегося в прозрачной среде, из-за его рассеяния. В качестве среды опять рассмотрим атомарный газ при небольшом давлении.

При малой интенсивности света, в рамках линейной (классической) оптики, на изолированном атоме возникают два процесса рассеяния света: несмещенное рэлеевское рассеяние (без изменения частоты при рассеянии света) и смещенное рамановское (или комбинационное) рассеяние света (с изменением частоты при рассеянии света). В обоих случаях атом, находящийся в исходном основном состоянии, поглощает один фотон падающего на него света и спонтанно (самопроизвольно) излучает один фотон меньшей частоты (рис. 5, а и б, а). Эти процессы носят линейный характер: их вероятность пропорциональна интенсивности света.

Законы сохранения энергии при этом имеют очевидную форму. В случае рэлеевского рассеяния

$$E(A) + \hbar\omega \longrightarrow E(A_i^*), \quad E(A_i^*) - \hbar\omega \longrightarrow E(A), \quad (3)$$

а в случае рамановского рассеяния

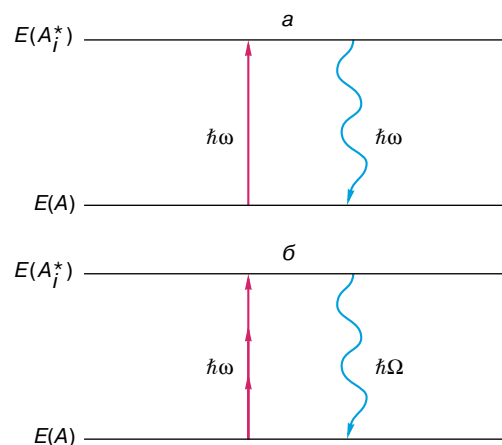


Рис. 5. а — схема рэлеевского рассеяния света. Волнистая линия — фотон, спонтанно испущенный возбужденным атомом; б — схема возбуждения третьей гармоники излучения с частотой ω . Волнистая линия — спонтанно испущенный фотон с частотой $\Omega = 3\omega$

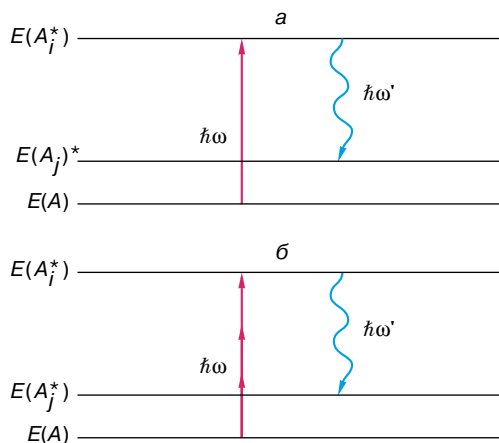


Рис. 6. а – схема рамановского рассеяния света; б – схема гиперрамановского рассеяния света

$$E(A) + \hbar\omega \longrightarrow E(A_i^*), \quad E(A_i^*) - \hbar\omega' \longrightarrow E(A_j^*). \quad (4)$$

В (3) и (4) A , A_i^* , A_j^* – атом в основном и возбужденном состояниях соответственно, $\omega' < \omega$.

Таким образом, изменение спектра света при рассеянии сводится к появлению рассеянных фотонов с частотой $\omega' < \omega$, то есть к трансформации части излучения в красную сторону спектра. Это случай стоксова рассеяния. В частном случае, когда исходным состоянием атома является его возбужденное состояние, возможно помимо стоксова также и антистоксова рамановское рассеяние. При этом хотя частота спонтанно испущенного фотона больше частоты возбуждающего фотона, но первая, очевидно, всегда меньше потенциала ионизации атома.

При большой интенсивности света помимо рэлеевского и рамановского рассеяния с большой вероятностью реализуются также рэлеевские и рамановские процессы, связанные с поглощением атомом в одном элементарном акте нескольких фотонов. Схемы таких простейших многофотонных процессов приведены на рис. 5, б и 6, б. Рэлеевские процессы такого типа принято называть возбуждением высших гармоник, а рамановские – гиперрамановским рассеянием. Законы сохранения энергии для этих процессов имеют вид

$$E(A) + K\hbar\omega \longrightarrow E(A_i^*), \quad E(A_i^*) - \hbar\Omega \longrightarrow E(A), \quad (5)$$

$$E(A) + K\hbar\omega \longrightarrow E(A_i^*), \quad E(A_i^*) - \hbar\omega' \longrightarrow E(A_j^*). \quad (6)$$

В (5) и (6) обозначения те же, что и выше, K – число поглощенных фотонов, $\Omega = K\omega$, $\omega' > \omega$.

Из сопоставления данных для малой и большой интенсивностей света видно качественное различие свойств рассеянного света. При большой интенсив-

ности в отличие от малой, во-первых, возникает свет с частотой, отличной от частоты падающего света и при рэлеевском и при рамановском рассеянии, а во-вторых, при рэлеевском рассеянии частота рассеянного света оказывается больше частоты падающего света, возникает излучение в фиолетовой части спектра.

Вероятность таких многофотонных процессов рассеяния света нелинейным образом зависит от интенсивности возбуждающего света. Действительно, поскольку вероятность поглощения одного фотона пропорциональна интенсивности возбуждающего света, то вероятность поглощения K фотонов в одном элементарном акте описывается соотношением

$$W \sim F^K, \quad (7)$$

в котором величина K называется степенью нелинейности (или степенью многофотонности) процесса. Справедливость соотношения (7) основана на двух достаточно очевидных предположениях: фотоны поглощаются независимо друг от друга и вероятность однофотонного поглощения пропорциональна интенсивности излучения. Из степенной зависимости (7) видно, что вероятность таких процессов резко зависит от интенсивности возбуждающего света. При этом многофотонные процессы не имеют какого-либо порога возникновения по интенсивности возбуждающего света. При любой сколь угодно малой интенсивности света вероятность имеет конечную, хотя и весьма малую величину. Имеется лишь порог для наблюдения любого многофотонного процесса. Он определяется полной вероятностью реализации данного процесса за время действия возбуждающего света во всем облучаемом объеме вещества и чувствительностью регистрирующей аппаратуры. Этот порог, исходя из количественных данных о многофотонных процессах, хорошо известных в настоящее время, составляет величину порядка $10^8 - 10^{10}$ Вт/см². Из этой цифры видно, что ни при каком долазерном источнике света многофотонные процессы ненаблюдаемы.

Возвращаясь к процессу возбуждения высших гармоник, отметим еще два обстоятельства: 1) сейчас наблюдаются гармоники, возникающие под действием света с величиной $K \approx 100$, частота которых лежит в рентгеновском диапазоне; 2) высшие гармоники эффективно возбуждаются в любых прозрачных средах помимо газов: в жидкостях, плазме, кристаллах и стеклах.

Заканчивая этот раздел, еще раз отметим, что в данном случае роль большой интенсивности света состоит в реализации с большой вероятностью многофотонных процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За три десятилетия, в течение которых бурно развивалась нелинейная оптика, накоплено много

данных, позволяющих реализовать ряд нелинейно-оптических процессов, существенных для различных областей науки и практики. Возникновение нелинейной оптики представляет собой интересный и поучительный пример развития науки. Нелинейная оптика возникла как следствие появления лазеров, то есть революции в технике источников света. Качественный скачок от долазерных источников света к лазерным дал в руки экспериментаторов источники нового типа с экстремально большой интенсивностью излучения. Совершенно новые возможности эксперимента стимулировали теоретиков. В тесном контакте эксперимента и теории за несколько лет появилась новая область оптики – нелинейная оптика. Количество исследований, посвященных взаимодействию интенсивного света с веществом, экспоненциально возрастало. Среди пионеров и основоположников нелинейной оптики было много выдающихся ученых: лауреат Нобелевской премии профессор Н. Бломберген, профессор Р. Хохлов, профессор С. Ахманов и многие другие.

За три десятилетия нелинейная оптика достигла уровня детально развитой главы физики. Нелинейная оптика дала много приложений в различные направления: в спектроскопию, физику атомов и молекул, физику плазмы и физику твердого тела. Нелинейная оптика нашла многочисленные применения и в экологии, технике, медицине, связи и других направлениях технического прогресса.

В настоящее время продолжается прогресс в физике и технике лазеров, систематически увеличивается предельная интенсивность лазерного излучения, расширяется спектр частот, на которых достигаются экстремально большие интенсивности излучения. Это обуславливает дальнейшее развитие нелинейной оптики, в рамках которой за последние годы получены новые, очень важные результаты, и вскоре можно ожидать обнаружения новых фундаментальных явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н.Б. Многофотонные процессы // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 3. С. 75–81.
2. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989. 278 с.
3. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. М.: Наука, 1986. 181 с.

* * *

Николай Борисович Делоне, профессор, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института общей физики РАН. Область научных интересов: атомная и лазерная физика, оптика. Автор 10 монографий, из которых четыре опубликованы за рубежом, более 20 обзоров в отечественных и зарубежных журналах и более 150 научных работ.