

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСА СВЕТА В РЕЗОНАНСНО УСИЛИВАЮЩЕЙ (ПОГЛОЩАЮЩЕЙ) СРЕДЕ

П. Г. Крюков, В. С. Летохов

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование распространения импульса света в усиливающей среде тесно связано с одним из наиболее значительных достижений квантовой радиофизики — получением коротких и ультракоротких импульсов света высокой мощности. Первые рубиновые лазеры ^{1, 2} излучали импульс света с энергией порядка одного джоуля за время около 10^{-8} сек. Через два-три года мощность лазеров была увеличена примерно в 10^4 раз за счет сокращения длительности импульса генерации при мгновенном повышении добротности (*Q*-модуляция) ³⁻⁵. Этот метод основан на накоплении энергии в активной среде при низкой добротности и последующем высвечивании запасенной энергии после мгновенного повышения добротности в виде кратковременного мощного импульса. Типичный лазер с модулированной добротностью излучает импульс с энергией порядка джоуля за время 10—30 нсек. Такие лазеры получили широкое распространение в физических и прикладных исследованиях. Так, например, бурный прогресс исследований по нелинейной оптике (см., например, ^{6, 7}) в значительной мере связан с использованием лазера с модулированной добротностью.

Следующий шаг, позволивший повысить мощность еще на один-два порядка, был сделан с помощью метода усиления импульса света ⁸⁻¹¹. При нелинейном взаимодействии мощного импульса со средой, когда импульс высвечивает значительную часть запасенной в усиливающей среде энергии, можно получить сокращение длительности импульса. Например, в цепочке оптических усилителей мощность возрастает до 10^{10} *вт* за счет повышения энергии до 20—100 *дж* и сокращения длительности импульса до 2—5 нсек ⁹⁻¹¹. Кроме того, при исследовании распространения мощного импульса света в нелинейно усиливающей среде был обнаружен эффект движения в среде максимума импульса со сверхсветовой скоростью ^{8, 12}.

Мощность и энергия импульса ограничиваются в конце концов разрушением активной среды под действием интенсивного светового поля импульса. Порог разрушения рубина и неодимового стекла импульсами наносекундной длительности определяется энергией импульса ^{13, 9, 11}. Поэтому для достижения предельной мощности необходимо сокращать длительность импульса ¹⁰. Это справедливо до тех пор, пока не станут играть роль эффекты насыщения мощности за счет многофотонных потерь ^{29, 34, 37}.

Действительно, повышение мощности импульсов света до уровня примерно 10^3 Гвт ¹⁶ стало возможным после разработки лазера ультракоротких импульсов света с самофазировкой мод нелинейным поглотителем ¹⁴. В отличие от обычных многомодовых лазеров, внутри резонатора такого лазера находится нелинейно поглощающая среда, прозрачность которой пропорциональна мгновенной мощности света. Начальный импульс света, образующийся при сложении полей со случайными фазами в большом числе аксиальных мод, двигаясь между зеркалами лазера, многократно проходит через нелинейный поглотитель. В результате импульсы постепенно сжимаются, а за счет одновременного повышения добротности мощность их существенно возрастает. Процесс формирования импульсов света внутри такого лазера можно рассматривать как результат установления определенных фазовых соотношений между полями в различных модах за счет взаимодействия их с нелинейным поглотителем, т. е. как самофазировку мод. В режиме одновременной модуляции добротности и самофазировки мод твердотельный лазер на неодимовом стекле ¹⁴, на рубине ¹⁴⁴ излучает цуг из нескольких десятков весьма коротких импульсов света с расстоянием между ними $T = 2L/c$ (L — оптическая длина резонатора, c — скорость света) и длительностью $\tau_{\text{имп}} \approx T/m$ (m — число сфазированных аксиальных мод). Энергия одного импульса составляет $10^{-3} - 10^{-2} \text{ Дж}$, длительность $\tau_{\text{имп}} \approx 10^{-11} - 10^{-12} \text{ сек}$ ^{145, 146, 121}, т. е. мощность этих импульсов порядка $10^8 - 10^9 \text{ вт}$. Мощность импульса можно значительно увеличить, если выделить его из цуга и пропустить через оптический квантовый усилитель. Решение этой задачи довольно трудно (временной интервал между импульсами в цуге всего несколько *нсек*), но вполне реально с помощью современной экспериментальной техники ¹⁵. Так, при усилении ультракороткого импульса света была достигнута мощность порядка 10^{12} вт ¹⁶ *).

Для характеристики достигнутого уровня мощности импульсов заметим, что при фокусировке его излучения реальной оптической системой на площадку размером $100 \lambda^2$ ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ — длина волны излучения) достигается мощность 10^{18} вт/см^2 . Напряженность электрического поля световой волны в фокусе составляет $1,5 \cdot 10^{10} \text{ в/см}$, а напряженность магнитного поля $5 \cdot 10^7 \text{ гс}$. Другими словами, плотность энергии в фокусе порядка $3 \cdot 10^7 \text{ Дж/см}^3$, а плотность фотонов порядка $2 \cdot 10^{26} \text{ фотонов/см}^3$. Если удастся достичь дифракционного предела расходимости излучения столь мощных импульсов, то эти цифры возрастут до уровня $3 \cdot 10^9 \text{ Дж/см}^3$ и $2 \cdot 10^{28} \text{ фотонов/см}^3$.

Получение мощных ультракоротких импульсов света потребовало напряженных усилий многих исследователей в ряде стран. Поэтому довольно неожиданным оказалось наблюдение самопроизвольных пикосекундных импульсов света в твердотельном лазере практически любого типа ¹⁴⁷⁻¹⁴⁹. Это оказалось возможным благодаря развитию нового метода регистрации пикосекундных импульсов, основанного на столкновении импульсов в среде с двухфотонным возбуждением люминесценции ¹²¹. Самопроизвольные пикосекундные импульсы, по-видимому, присущи любому многомодовому лазеру. Механизм возникновения таких импульсов не вполне выяснен, и исследования динамики генерации многомодового лазера начаты лишь в последнее время. Наиболее правдоподобным объяснением появления таких импульсов является флуктуационный механизм, по которому импульсы представляют собой флуктуационные выбросы при интерференции большого числа мод со случайными фаза-

*) В среднем в течение 1960—1968 гг. мощность импульсов света возрастала экспоненциально со скоростью примерно один порядок в год.

ми¹¹². Детальное исследование динамики генерации многомодового лазера безусловно окажет влияние на развитие методов получения мощных ультракоротких импульсов света.

Три главы настоящего обзора (гл. 2—4) посвящены рассмотрению эволюции импульса света при распространении в усиливающей (гл. 2), поглощающей (гл. 3) и двухкомпонентной (усиление + поглощение) (гл. 4) средах. Основное внимание здесь уделяется физической стороне вопроса.

Главной чертой взаимодействия импульса света с усиливающей (поглощающей) средой является нелинейность взаимодействия. Коэффициент резонансного усиления (поглощения) среды на единицу длины κ определяется двумя параметрами излучающих частиц (атомы, ионы, молекулы и т. д.): σ — сечением радиационного перехода между двумя рассматриваемыми уровнями с числом частиц на уровнях N_1 и N_2 и $N = N_2 - N_1$ — плотностью инверсной заселенности этих уровней. Оба этих параметра, вообще говоря, зависят от интенсивности излучения:

$$\kappa(I) = \sigma(I) N(I). \quad (1,1)$$

Нелинейность усиления или поглощения обычно возникает за счет изменения разности заселенностей уровней под действием интенсивного излучения (эффект насыщения²⁶). Именно этот эффект лежит в основе нелинейных усилителей и поглотителей и играет главную роль при распространении импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде. Влияние нелинейности типа насыщения наиболее исследовано, и поэтому в настоящем обзоре наибольшее внимание уделяется процессам, связанным с эффектом насыщения.

Нелинейность может быть также вызвана зависимостью сечения радиационного перехода от интенсивности. В общем случае эту зависимость можно представить в виде

$$\sigma(I) = \sigma_0 + \sigma_1 I + \sigma_2 I^2 + \dots \quad (1,2)$$

Для одноквантовых резонансных переходов от нуля отличен первый член разложения (1,2), а остальными членами можно пренебречь. Для двухквантовых переходов $\sigma_0 = 0$ и первым отличным от нуля членом является второй и т. д. Для многоквантовых переходов нелинейность усиления или поглощения возникает даже при неизменной заселенности уровней, но становится существенной при достаточно высоких уровнях мощности. Хотя многоквантовая нелинейность исследовалась во многих работах (см., например, обзор²⁷), влияние ее на распространение импульса света практически не изучено. Исследования в этом направлении только начинаются, и здесь можно ожидать интересных результатов. Так, например, в работе²⁸ показана возможность формирования мощных ультракоротких импульсов света с длительностью порядка 10^{-13} сек при распространении в среде с двухквантовым усилением.

Другой интересной чертой взаимодействия короткого импульса когерентного света со средой является когерентный характер взаимодействия. Под когерентным взаимодействием излучающей частицы с полем подразумевается такое взаимодействие, при котором высокочастотный дипольный момент (поляризация), наведенный в частице полем, не затухает самопроизвольно в течение времени взаимодействия. Практически это значит, что длительность импульса должна быть гораздо короче времени затухания T_2 поляризации среды за счет различных релаксационных механизмов. В этом случае поляризация среды не «следит» квазистационарно за полем, а определяется полем в предшествующие моменты времени. Наличие «фазовой памяти» качественно меняет картину эволюции

импульса. Например, при отсутствии инверсной заселенности частица в когерентном состоянии может продолжать излучать или поглощать и т. д. Если в радиодиапазоне когерентное взаимодействие хорошо известно^{87, 90, 93}, то в оптическом диапазоне оно наблюдалось лишь в нескольких экспериментах («оптическое эхо»^{91, 22} и «самопропускание» импульса через поглощающую среду^{21, 73}). В обычных экспериментальных условиях взаимодействие некогерентно. Однако развитие методов генерации ультракоротких импульсов света и применение газовых усиливающих и поглощающих сред, по-видимому, сделает возможным детальное изучение когерентного взаимодействия импульса света со средой.

В двух последних главах рассмотрена проблема получения импульсов когерентного света с предельной яркостью. Под яркостью понимается, как обычно, мощность потока излучения в единицу телесного угла ($\text{вт/см}^2\text{стер}$). Именно эта характеристика определяет мощность излучения при фокусировке его или при наблюдении в дальней зоне. В обзоре рассмотрены два в настоящее время наиболее эффективных метода увеличения яркости: метод усиления мощности импульса (гл. 5) и метод каскадного преобразования излучения (гл. 6). В методе усиления основное увеличение яркости достигается за счет увеличения плотности энергии и плотности мощности излучения. При усилении ультракоротких импульсов коэффициент увеличения яркости достигает 10^3 ¹⁶. В методе каскадного преобразования основное увеличение яркости достигается за счет уменьшения расходимости и поперечного сечения преобразованного излучения при небольшом уменьшении общей энергии. В случае преобразования с помощью стимулированного комбинационного рассеяния коэффициент увеличения яркости уже сейчас достигает 10^2 ^{135, 136}. В настоящее время методом усиления получены импульсы с яркостью 10^{17} — 10^{18} $\text{вт/см}^2\text{стер}$ ¹⁶. Это примерно в 10^4 раз ярче излучения поверхности Солнца и соответствует яркости излучения черного тела с температурой $T = 2 \cdot 10^7$ °K *). Уже сейчас видны принципиальные пути увеличения яркости до 10^{19} — 10^{20} $\text{вт/см}^2\text{стер}$. Высокая яркость излучения мощных импульсов дает принципиальную возможность разогрева вещества вплоть до термоядерных температур¹⁶⁷. Перспективы такого применения лазеров вызвали развитие самостоятельного направления в методах получения высокотемпературной плазмы. В настоящее время таким путем уже достигнута температура, при которой в результате термоядерной реакции возникают нейтроны¹³⁹.

Мы надеемся, что настоящий обзор будет способствовать развитию исследований по получению и применению в физических исследованиях сверхмощных импульсов света.

2. УСИЛИВАЮЩАЯ СРЕДА

В настоящее время усиление получено в самых различных веществах (люминесцентных кристаллах и стеклах, полупроводниках, жидкостях, газах). Основные свойства этих усиливающих сред, такие, как величина коэффициента усиления, ширина полосы усиления, характер уширения линии усиления, механизмы релаксации заселенности уровней и т. д., сильно отличаются в различных средах. Например, коэффициент усиления на единицу длины изменяется от 0,01—0,1 см^{-1} (газы, люминесцентные кристаллы, стекла, жидкости) до 10^2 — 10^3 см^{-1} (полупроводники).

Столь же сильно отличается уширение линии усиления. В конденсированных средах основным механизмом уширения является взаимодействие излучающих частиц с фононами. Это взаимодействие приводит к однородному уширению линии, и величина

*) Имеется в виду эффективная температура, соответствующая полному потоку излучения, а не потоку излучения в единичный спектральный интервал.

на уширения составляет $\Delta\omega_a \approx (10^{-4} - 10^{-2})\omega_0$ при 300°K и может уменьшаться на один-два порядка при охлаждении до азотных и гелиевых температур. В ряде веществ (например, газах, стеклах и охлажденных кристаллах) резонансные частоты частиц не совпадают и распределены в некоторой спектральной области с шириной, превышающей однородную ширину. В этом случае спектральная линия уширена неоднородно. В частности, это имеет место в люминесцентных кристаллах при низкой температуре из-за неоднородности натяжений, в стеклах из-за неопределенного положения иона в нерегулярной матрице и в газах из-за эффекта Доплера при движении частиц. Обратная однородная ширина определяет время, в течение которого из-за релаксаций затухает высокочастотный дипольный момент, индуцированный световым полем. В случае частицы с двумя уровнями это время релаксации называют временем поперечной релаксации T_2 ⁶⁴.

Релаксация инверсной заселенности происходит, как правило, за счет радиационных переходов. В люминесцентных кристаллах, работающих по трехуровневой схеме, и полупроводниках основную роль играет радиационный распад верхнего уровня. В газах, помимо радиационного распада верхнего уровня, может играть роль заселение нижнего уровня за счет переходов с других уровней. Время релаксации инверсной заселенности, соответствующее времени продольной релаксации T_1 в двухуровневой схеме ⁶⁴, изменяется от 10^{-3} сек для метастабильных уровней ионов в кристаллах и стеклах до 10^{-9} сек для разрешенных переходов в газах, полупроводниках и т. д. Обычно релаксация заселенности уровней происходит значительно медленнее, чем релаксация поляризации ($T_1 \gg T_2$). Например, для конденсированных сред $T_2/T_1 = 10^{-5} - 10^{-9}$. Физически это объясняется тем, что для релаксации поляризации достаточно «сбить» фазу волновой функции частицы, что не связано со значительным изменением энергии частицы, а релаксация заселенности связана с существенным изменением энергии частицы. Однако в газах низкого давления, когда единственным механизмом всех релаксаций является спонтанный распад или конечная величина времени взаимодействия с полем, возможен случай $T_1 = T_2$.

Разнообразие свойств усиливающих сред сильно затрудняет возможность общего рассмотрения. Разумным выходом здесь является рассмотрение некоторой обобщенной модели, качественно учитывающей наиболее важные и общие для всех сред свойства. Такой моделью активной среды является совокупность равномерно распределенных в пространстве не взаимодействующих друг с другом двухуровневых квантовых систем с двумя феноменологическими временами релаксаций T_1 и T_2 ⁶⁴. Неоднородно уширенную линию в рамках этой модели можно рассматривать как совокупность однородно уширенных линий с определенным спектральным распределением резонансных частот.

Распространение импульса света в резонансно усиливающей среде рассматривалось в целом ряде работ. В теоретических работах ^{30-41, 183} рассматривалось изменение формы импульса при распространении (*). Основной вывод этих работ состоял в том, что в режиме нелинейного усиления можно получить значительное сокращение длительности и увеличение мощности импульса света. Качественно этот эффект рассматривался еще раньше в работе ⁴². Попытки получить сокращение длительности импульса от лазера с модулированной добротностью были предприняты в работах ⁴³⁻⁴⁶, но они не привели к существенным результатам. В работах ^{8, 47} теоретически и экспериментально было показано, что импульс света лазера с Q -модуляцией из-за плавного переднего фронта не сокращается при нелинейном усилении. Вместо сокращения длительности импульса происходит перемещение его максимума по переднему фронту. Условия сокращения длительности импульса были найдены в работе ⁴⁸. После устранения эффекта перемещения максимума импульса было достигнуто сжатие импульса и значительное увеличение его мощности ⁸⁻¹¹. Эффект перемещения максимума импульса по переднему фронту может привести к распространению максимума импульса в среде со сверхсветовой скоростью ^{8-10, 47}. Условия возникновения этого эффекта обсуждались в работах ^{12, 49}.

Когерентное взаимодействие импульса света с усиливающей средой впервые было рассмотрено в работах ³⁶⁻³⁸, а затем в работах ^{41, 54, 55}. В работах ^{36-38, 41} было показано, что при распространении образуется стационарный импульс, обращающийся (но не уравнивающий) инверсную заселенность (π -импульс). Длительность его может быть значительно короче времени T_2 . В работах ^{52, 53} показано, что в идеальной усиливающей среде без линейных потерь излучения образуются стационарные импульсы, оставляющие неизменной заселенность уровня после прохождения (2π -импульсы). Такие импульсы подобны стационарным импульсам, образующимся в поглощающей среде ²¹. Общая картина эволюции ультракороткого импульса в усиливающей среде была дана в работе ⁵³.

*) Некоторые вопросы взаимодействия излучателя с усиливающей средой рассматривались в работе ⁵⁹.

2.1. Основные уравнения

Будем рассматривать взаимодействие поля со средой из одинаковых частиц с двумя энергетическими уровнями, имеющими инверсную заселенность. Среду будем описывать уравнением Больцмана для матрицы плотности $\hat{\rho}$ с продольной и поперечной релаксацией, а поле \mathbf{E} — уравнением Максвелла в среде, обладающей также линейными нерезонансными потерями излучения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + c^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \gamma c \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -4\pi N_i \frac{\partial^2}{\partial t^2} \operatorname{Sp}(\mu \hat{\rho}), \quad (2,1)$$

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\mathcal{H}_0 - \mu \mathbf{E}, \hat{\rho}] - i\hbar \Gamma \hat{\rho}, \quad (2,2)$$

где c — скорость света в среде без активных частиц, γ — коэффициент нерезонансных линейных потерь излучения на единицу длины в среде, N_i — плотность частиц, \mathcal{H}_0 — невозмущенный гамильтониан частицы, μ — оператор электрического дипольного момента частицы. Член $\Gamma \hat{\rho}$ феноменологически описывает релаксацию элементов матрицы плотности: диагональные элементы $(\Gamma \rho)_{nn} = (\rho_{nn} - \rho_{nn}^0)/T_1$, описывающие заселенность уровней, затухают за время продольной релаксации T_1 , а недиагональные элементы $(\Gamma \rho)_{mn} = \rho_{mn}/T_2$ ($m, n = 1, 2$), описывающие высокочастотный дипольный момент, затухают за время поперечной релаксации T_2 .

В представлении, в котором \mathcal{H}_0 диагонален, уравнение для матрицы плотности можно привести к уравнениям для поляризации $\mathbf{P} = N_i \operatorname{Sp}(\mu \hat{\rho})$ и плотности инверсной заселенности $N = N_i (\rho_{22} - \rho_{11})$:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{P} &= -2N\mathbf{E} \frac{\omega_0}{\hbar} |\mu|^2, \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) &= \frac{2}{\hbar \omega_0} \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \end{aligned} \right. \quad (2,3)$$

$$\quad (2,4)$$

где $N_0 = N_i (\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0)$ — плотность инверсной заселенности в отсутствие поля, $\omega_0 = \omega_{21}$ и опущены малые члены в предположении $\omega_0 \gg 1/T_2$. Для случая $T_1 = T_2$ эти уравнения были получены в работах ^{56, 57}.

Уравнения поля (2,1) и материальные уравнения (2,3) и (2,4) вместе с начальными условиями полностью описывают распространение импульса света в резонансно усиливающей среде. В люминесцентных кристаллах и практически в любых других усиливающих средах изменение параметров световой волны очень мало на расстояниях порядка длины световой волны и за времена порядка светового периода. Поэтому можно перейти к «медленным» переменным \mathcal{E} , \mathcal{P} , Φ , Ψ :

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} \mathcal{E}(t, x) \exp\{i[\varphi(t, x) + \omega t - kx]\} + \text{к. с.}, \\ P &= \frac{1}{2} \mathcal{P}(t, x) \exp\{i[\psi(t, x) + \omega t - kx]\} + \text{к. с.}, \end{aligned} \quad (2,5)$$

где мы ограничились случаем импульса света в виде линейно поляризованной плоской волны, движущейся в положительном направлении оси x . Тогда уравнение для поля и материальные уравнения сводятся

к следующей системе пяти уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + c \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \frac{\gamma}{2} c \mathcal{E} &= 2\pi\omega \mathcal{F} \sin(\psi - \varphi), \\ \mathcal{E} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) &= -2\pi\omega \mathcal{F} \cos(\psi - \varphi), \\ \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \mathcal{F} &= \frac{\mu^2}{\hbar} N \mathcal{E} \sin(\psi - \varphi), \\ \left[\frac{\partial \psi}{\partial t} + (\omega - \omega_0) \right] \mathcal{F} &= \frac{\mu^2}{\hbar} N \mathcal{E} \cos(\psi - \varphi), \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) &= -\frac{1}{\hbar} \mathcal{F} \mathcal{E} \sin(\psi - \varphi). \end{aligned} \right\} \quad (2,6)$$

В приближении огибающих уравнения (2,6) являются точными, учитывающими эффекты когерентного взаимодействия импульса со средой. Однако они значительно упрощаются в случае некогерентного взаимодействия.

Некогерентность взаимодействия может возникнуть либо за счет некогерентного состояния среды в течение импульса, либо за счет некогерентного состояния поля. Условие некогерентного взаимодействия когерентного импульса со средой имеет вид

$$\tau_{\text{имп}} \gg T_2. \quad (2,7)$$

Однако даже если $\tau_{\text{имп}} \sim T_2$, взаимодействие может быть некогерентным, если время когерентности поля $\tau_{\text{ког}}$ значительно меньше T_2 :

$$T_2 \gg \tau_{\text{ког}}. \quad (2,8)$$

Если взаимодействие некогерентно из-за некогерентного состояния среды ($\tau_{\text{имп}} \gg T_2$), то, как следует из третьего уравнения (2,6), поляризация квазистатически «следит» за амплитудой поля:

$$\mathcal{F} = \frac{\mu^2}{\hbar} T_2 N \mathcal{E} \sin(\psi - \varphi).$$

Учитывая это и переходя к плотности потока излучения

$$I = \frac{1}{\hbar\omega_0} \frac{c}{8\pi} \mathcal{E}^2 \text{ (фотонов/см}^2\text{сек)},$$

уравнения (2,6) можно свести к следующим трем уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} &= c(\sigma N - \gamma) I, \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) &= -2\sigma I N, \end{aligned} \right\} \quad (2,9)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c \frac{\partial \varphi}{\partial x} = (\omega_0 - \omega) \frac{T_2}{2} c \sigma N, \quad (2,10)$$

где $\sigma = \sigma(\omega)$ — сечение радиационного перехода на частоте ω , определяемое выражением

$$\sigma(\omega) = \frac{4\pi T_2 \omega_0 \mu^2}{\hbar c} \frac{T_2^{-2}}{(\omega - \omega_0)^2 + T_2^{-2}}. \quad (2,11)$$

Первые два уравнения являются обычными уравнениями переноса, вытекающими из закона сохранения энергии. Третье фазовое уравнение описывает эффект изменения фазовой скорости за счет аномальной дисперсии в пределах линии отрицательного поглощения.

Распространение импульса некогерентного света описывается только двумя уравнениями типа (2,9), так как фаза поля является неопределенной величиной. Однако уравнения несколько отличаются от (2,9) из-за немонохроматичности излучения.

2.2. Некогерентное взаимодействие

а) Т е о р и я. Рассмотрим распространение импульса когерентного света с длительностью $\tau_{\text{имп}} \gg T_2$, когда взаимодействие импульса со средой некогерентно, т. е. описывается уравнениями (2,9) и (2,10). Нетрудно видеть, что эти уравнения нелинейны. Если длительность импульса $\tau_{\text{имп}} \gg T_1$, то инверсная заселенность определяется мгновенным значением интенсивности:

$$N = \frac{N_0}{1 + 2\sigma T_1 I}. \quad (2,12)$$

Параметром нелинейности в этом случае является мощность импульса. Мощность излучения, уменьшающую инверсию, например, в два раза, можно принять за мощность насыщения I_s . Величина I_s , очевидно, определяется выражением

$$I_s = (2\sigma T_1)^{-1}. \quad (2,12a)$$

В другом предельном случае, когда длительности импульса $\tau_{\text{имп}} \ll T_1$, изменение инверсной заселенности определяется энергией импульса:

$$N = N_0 \exp \left[-\frac{1}{2\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} I(t', x) dt' \right]. \quad (2,13)$$

В этом случае параметром нелинейности является энергия импульса. Энергия излучения, уменьшающую инверсию, например, в e раз, можно принять за энергию насыщения E_s . Величина ее определяется соотношением

$$E_s = (2\sigma)^{-1}. \quad (2,13a)$$

Если энергия импульса $E \ll E_s$, то импульс усиливается линейно, без изменения формы и спектра. Если энергия импульса сравнима с E_s , то усиление становится нелинейным. При нелинейном усилении, очевидно, передняя часть импульса, имеющая энергию E_s , усиливается значительно сильнее, чем остальная часть. Это должно привести к существенному изменению формы импульса, а при наличии расстройки ($\omega \neq \omega_0$) возможно также искажение спектра.

Наиболее интересно распространение короткого импульса ($\tau_{\text{имп}} \ll T_1$), и мы рассмотрим его подробно. Уравнения (2,9) в этом случае сводятся к следующему уравнению:

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = cI \left\{ \sigma N_0 \exp \left[-2\sigma \int_{-\infty}^t I(t', x) dt' \right] - \gamma \right\}. \quad (2,14)$$

Аналитически уравнение (2,14) удастся решить лишь в случае отсутствия линейных потерь ($\gamma = 0$). Решение имеет вид ³⁰⁻³²

$$I(x, t) = \frac{I_0 \left(t - \frac{x}{c} \right)}{1 - \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma \int_0^x N_0(x') dx' \right] \right\} \exp \left[-2\sigma \int_{-\infty}^{t - \frac{x}{c}} I_0(t') dt' \right]}, \quad (2,15)$$

где $I_0(t)$ — форма импульса на границе среды ($x=0$), $N_0(x)$ — начальное распределение инверсной заселенности. Особенностью идеального случая отсутствия потерь является неограниченное линейное возрастание энергии при $E \gg E_s$. Это соответствует полному высвечиванию импульсом запасенной в среде энергии при распространении. Изменение формы легко проследить в простейшем случае ступенчатого начального импульса. В этом случае форма импульса определяется выражением

$$I(x, t) = I_0 \left\{ 1 - [1 - \exp(-\sigma N_0 x)] \exp \left[-\frac{E_0}{E_s} \frac{t - (x/c)}{\tau_0} \right] \right\}^{-1}, \quad (2,16)$$

$$0 \leq t - \frac{x}{c} \leq \tau_0,$$

где предполагается, что импульс начинается в момент $t=0$ и имеет длительность τ_0 , начальную мощность I_0 и энергию $E_0 = I_0 \tau_0$, а начальная инверсная заселенность однородна. Нетрудно видеть, что при $E \gg E_s$ начинается резкое обострение переднего фронта. Изменение формы импульса при распространении показано на рис. 1. При $\sigma_0 N_x \gg 1$ сжатие импульса довольно значительно:

$$\frac{\tau_{\text{имп}}}{\tau_0} = \frac{E_s}{E_0} \exp(-\sigma N_0 x),$$

$$\exp(-\sigma N_0 x) \ll 1. \quad (2,17)$$

Это дает основание надеяться, что таким путем можно достигнуть значительного сокращения длительности и увеличения мощности импульса. Однако такая простая картина имеет место только для импульсов со ступенчатым передним фронтом. Для импульсов с плавным передним фронтом (а реальные мощные импульсы света, например импульс лазера с Q -модуляцией, имеют плавный протяженный передний фронт) картина эволюции импульса совершенно иная. Эффект преимущественного усиления головной части импульса приводит к постепенному «перемещению» максимума импульса по переднему фронту, причем величина перемещения существенно определяется характером переднего фронта начального импульса. Если величину перемещения характеризовать отношением $W = d\tau/dx$, где $d\tau$ — величина перемещения импульса по переднему фронту при прохождении слоя среды толщиной dx , то для нее справедливо следующее выражение ⁴⁸:

$$W = \frac{d\tau}{dx} = -(\sigma N_0 - \gamma) \frac{\int_{-\infty}^{\tau_s} I_0(\tau) d\tau}{I_0(\tau_s)}, \quad (2,18)$$

где $\tau = t - (x/c)$, τ_s — точка на переднем фронте импульса, соответствующая определенному (например, 20%) уровню насыщения усиления.

Перемещение максимума импульса препятствует его сжатию. Поэтому при нелинейном усилении сокращаются только те импульсы, для которых $W=0$ (импульс со ступенчатым передним фронтом) или $W \rightarrow 0$ по мере перемещения импульса по переднему фронту. Условие

$$\lim_{\tau \rightarrow -\infty} \left[\frac{1}{I_0(\tau)} \int_{-\infty}^{\tau} I_0(\tau') d\tau' \right] = 0 \quad (2,19)$$

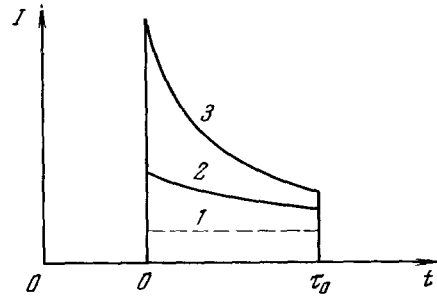


Рис. 1. Изменение формы ступенчатого импульса света при нелинейном усилении.

1 — $x=0$; 2 — $x\sigma N_0=1$; 3 — $x\sigma N_0=2$ для случая $E_0=0,5E_s$. E_0 — начальная энергия импульса, E_s — энергия насыщения, x — пройденное импульсом расстояние.

удовлетворяет, например, передний фронт импульса гауссовой формы $I_0(\tau) \sim \exp(-\tau^2/\tau_0^2)$. Несмотря на бесконечную протяженность переднего фронта гауссов импульс сокращается при распространении в нелинейно усиливающей среде. На рис. 2 приведены результаты решения

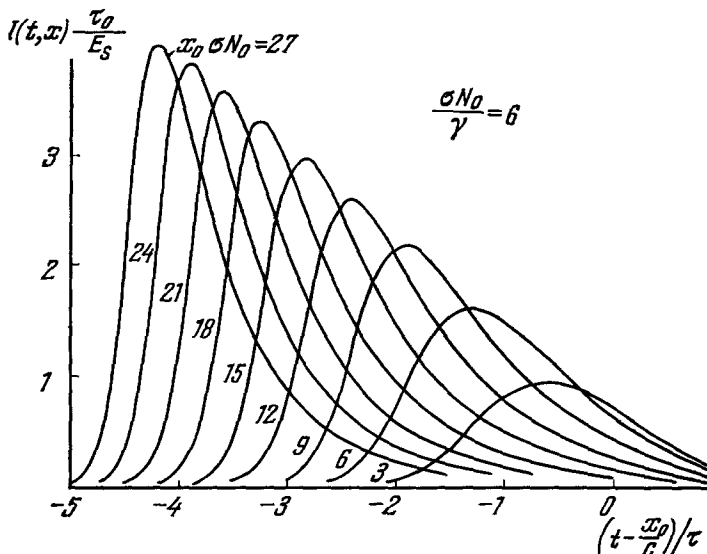


Рис. 2. Изменение формы гауссова импульса света при нелинейном усилении⁴⁸.
 x_0 — расстояние, пройденное импульсом в среде от границы.

уравнения (2,14) на электронной вычислительной машине для гауссова начального импульса.

Импульсы, для которых $W = \text{const}$ или $W \rightarrow \text{const}$ по мере распространения импульса, т. е.

$$\lim_{\tau \rightarrow -\infty} \left[\frac{1}{I_0(\tau)} \int_{-\infty}^{\tau} I_0(\tau') d\tau' \right] = \text{const}, \quad (2,20)$$

стремятся к стационарной форме $I[t - (x/u)]$ без сокращения длительности. В частности, этому условию удовлетворяют импульсы с экспоненциальным нарастанием переднего фронта $I_0(\tau) \sim \exp(\tau/\tau_0)$. Численные решения нестационарного уравнения (2,14) для импульса с экспоненциальным передним фронтом приведены на рис. 3, где можно видеть приближение импульса к стационарному состоянию.

Наконец, импульсы, удовлетворяющие условию $|W| \rightarrow \infty$, т. е.

$$\lim_{\tau \rightarrow -\infty} \left[\frac{1}{I_0(\tau)} \int_{-\infty}^{\tau} I_0(\tau') d\tau' \right] = \infty,$$

испытывают бесконечное расширение длительности. Поскольку полная энергия импульса, независимо от его формы, ограничена, интенсивность таких импульсов стремится к нулю. К классу «расширяющихся» импульсов относятся начальные импульсы со степенным нарастанием переднего фронта $I_0(\tau) \sim |\tau_0/\tau|^n$, $n > 1$. На рис. 4 приведены результаты численного интегрирования уравнения (2,14) для начального импульса с передним фронтом вида $|\tau_0/\tau|^8$.

Изменение энергии импульса $E = \int_{-\infty}^{\infty} I(t, x) dt'$ не зависит от его формы и описывается уравнением, которое непосредственно следует из (2,14):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N_0}{2} [1 - \exp(-E/E_s)] - \gamma E. \quad (2,21)$$

Нетрудно видеть, что при $E \ll E_s$ энергия нарастает экспоненциально,

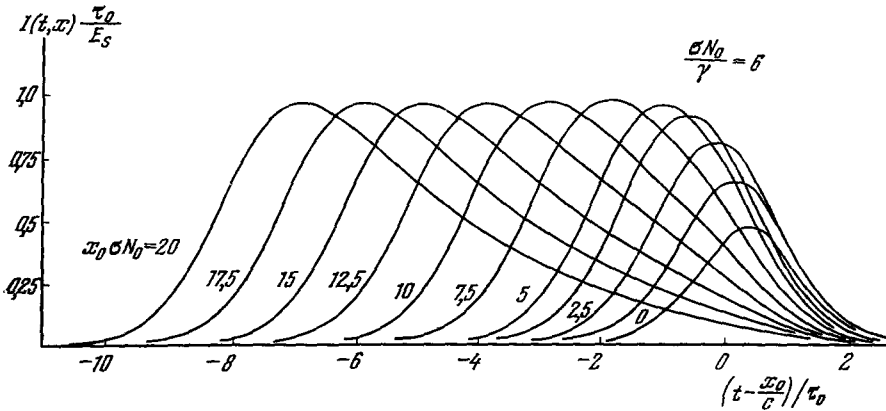


Рис. 3. Изменение формы экспоненциального импульса света при нелинейном усилении^{8, 48}.

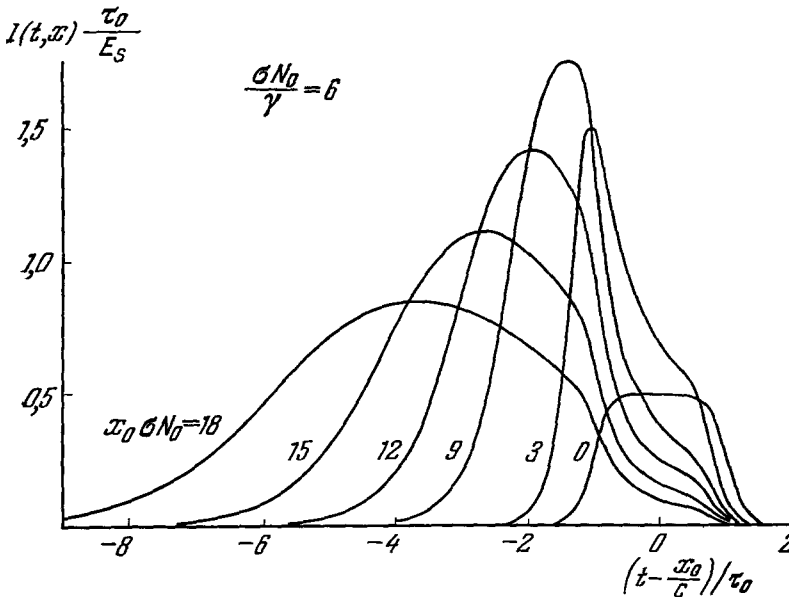


Рис. 4. Изменение формы импульса света со степенным нарастанием переднего фронта при нелинейном усилении⁴⁸.

при $E \ll E_s$ рост энергии практически линейный, но из-за потерь γ он постепенно прекращается. Предельная энергия E_m определяется уравнением (2,14) при $dE/dx = 0$. Если $\gamma \ll \sigma N_0$, то предельная энергия

определяется более простым выражением ^{23, 34, 35}

$$E_m = \frac{N_0}{2\gamma}. \quad (2,22)$$

Линейные потери ограничивают предельную длину среды, отдающую энергию импульсу. На этот факт было обращено внимание еще в работе ²³.

Импульс лазера с модулированной добротностью имеет форму, изображенную на рис. 5. Форма импульса определяется принципом действия этого лазера ^{3, 4}. Развитие генерации начинается с уровня спонтанного шума в типах колебаний $I_{\text{сп}}$ в момент включения добротности ($t = 0$). Экспоненциальное нарастание мощности $I_{\text{сп}} \exp(t/\tau_0)$ продолжается

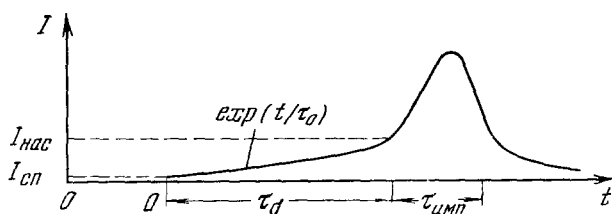


Рис. 5. Форма импульса излучения лазера с модулированной добротностью.

Масштаб по оси ординат сильно сжат ($I_{\text{нас}}/I_{\text{сп}} = 10^{12} - 10^{15}$).

в течение относительно длительного времени τ_d (50—500 нсек), называемого временем задержки, до тех пор, пока мощность не достигает уровня $I_{\text{нас}}$ ($I_{\text{нас}} \approx 10^{15} I_{\text{сп}}$), достаточного для начала насыщения усиления активной среды. После этого периода происходит высвечива-

ние запасенной в лазере энергии, которое продолжается относительно короткое время $\tau_{\text{имп}} \approx 5 - 50$ нсек, примерно на порядок меньшее времени задержки. В течение этого времени и излучается собственно гигантский импульс излучения. Ясно, что передний фронт такого импульса удовлетворяет условию (2,20). Поэтому импульс лазера с Q-модуляцией должен не сокращаться, а стремиться к некоторой стационарной форме. Но, конечно, такое подобное перемещение импульса по переднему фронту происходит до тех пор, пока максимум импульса не достигнет начала импульса ($t = 0$). После этого должно начинаться сжатие импульса. Для того чтобы сокращение длительности происходило с самого начала, необходимо срезать плавный передний фронт импульса.

Перемещение максимума импульса по переднему фронту может привести к движению его в среде со скоростью, превышающей скорость света ^{47, 8, 10}. Действительно, скорость движения точки на переднем фронте $t_s(x)$ с определенным уровнем насыщения определяется соотношением

$$u = \left[\frac{dt_s(x)}{dx} \right]^{-1}, \quad (2,23)$$

а связь между скоростью u и величиной перемещения импульса по переднему фронту W находится дифференцированием соотношения $t_s(x) = t_s(x) - (x/c)$. В результате скорость движения импульса u удовлетворяет соотношению

$$\frac{1}{u} - \frac{1}{c} = W = -(\sigma N_0 - \gamma) \frac{\int_{-\infty}^{\tau_s} I_0(\tau) d\tau}{I_0(\tau_s)}. \quad (2,24)$$

Для импульсов с экспоненциальным передним фронтом $\exp(\tau/\tau_0)$ выражение (2,24) имеет вид

$$\frac{1}{u} - \frac{1}{c} = -\kappa_0 \tau_0, \quad (2,25)$$

где $\kappa_0 = (\sigma N_0 - \gamma)$ — начальное усиление среды на единицу длины. Нетрудно видеть, что при $\kappa_0 \tau_0 < 1$ скорость распространения максимума импульса $u > c$, а при $\kappa_0 \tau_0 > 1$ скорость $u < 0$ ^{12, 49}. Для того чтобы понять все эти эффекты, рассмотрим более подробно распространение импульсов стационарной формы *).

Уравнение (2,14) имеет стационарное решение $I[t - (x/u)]$. Если это уравнение переписать в переменных $\tau = t - (x/c)$ и $R = \int_{-\infty}^{\tau} I(\tau') d\tau'$ с учетом начальных условий $R = I = 0$ при $\tau \rightarrow -\infty$, то оно принимает вид

$$\left(\frac{1}{c} - \frac{1}{u} \right) \frac{dR}{d\tau} = \frac{N_0}{2} [1 - \exp(-2\sigma R)] - \gamma R. \quad (2,26)$$

В этом уравнении скорость распространения u является неопределенной величиной и должна быть найдена из дополнительных условий. Из условия ограниченности энергии импульса $E = R(+\infty)$ при $\sigma N_0 > \gamma > 0$ вытекает условие на величину скорости распространения^{8, 12}

$$u > c. \quad (2,27)$$

Следовательно, стационарные импульсы в среде могут распространяться только со сверхсветовой скоростью.

Рассматривая распространение переднего фронта импульса, можно показать, что скорость u определяется выражением (2,25). Условие существования стационарного состояния тогда имеет вид

$$\kappa_0 \tau_0 c < 1. \quad (2,28)$$

Физически условие (2,28) возникает из-за экспоненциального пространственного возрастания интенсивности переднего фронта в усиливающей среде. Это иллюстрируется рис. 6, на котором показано мгновенное пространственное распределение интенсивности импульса внутри и вне слоя усиливающей среды для трех случаев величины параметра $\kappa_0 \tau_0 c$. Из рис. 6, б и в следует,

что при $\kappa_0 \tau_0 c \geq 1$ в безграничной среде не выполняется условие нулевой интенсивности импульса на бесконечности (при $\tau \rightarrow -\infty$). Из рис. 6, в следует, что при $\kappa_0 \tau_0 c > 1$ насыщение усиления начинается у выходной границы слоя и затем продвигается к входной границе в направлении, обратном распространению света ($u < 0$)^{49, 12}. В этом случае стационарного состояния импульса в безграничной среде не

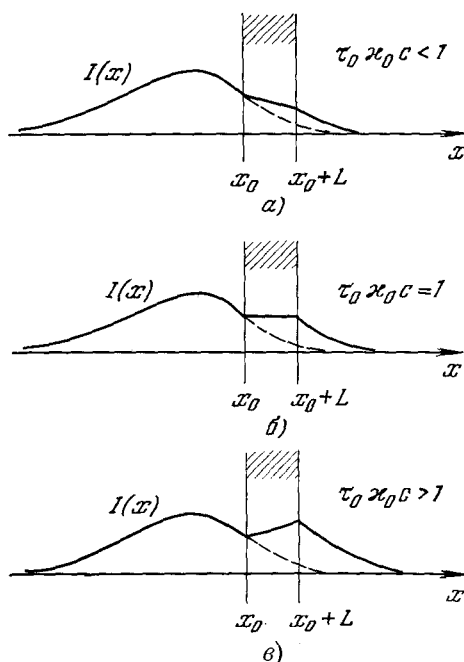


Рис. 6. Пространственное распределение интенсивности импульса света при прохождении через нелинейный усилитель для различных значений параметра $\kappa_0 \tau_0 c$ ¹².

*) В работе¹²⁵ показано, что при нелинейном усилении импульса света, движущегося внутри лазера с периодической модуляцией потерь, также образуется импульс стационарной формы.

существует, но если рассматривать среду конечной длины, то выражение (2,25) для скорости u имеет смысл и в этом случае.

Форма стационарных импульсов, т. е. импульсов, не изменяющих своей формы при распространении через нелинейно усиливающую среду, удовлетворяет уравнению (2,26). Она исследована в работах ^{8, 12}. Типичная

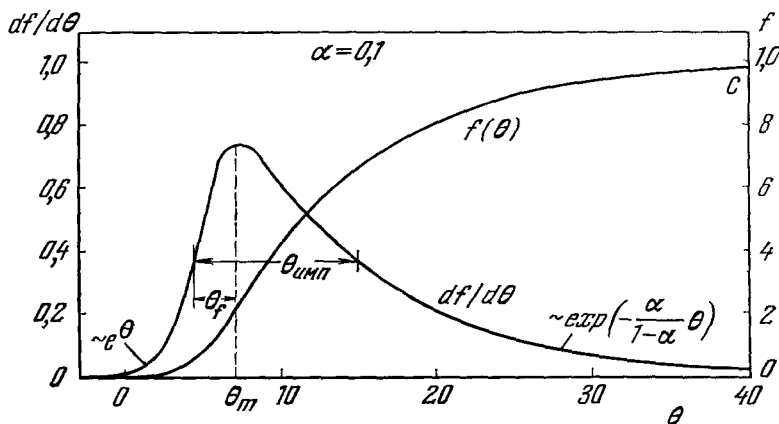


Рис. 7. Форма стационарного импульса света.
Использованы следующие безразмерные обозначения:
 $f=2\sigma R$, $\theta=t/\tau_0$, $I=(1/2\sigma\tau_0) df/d\theta$, $\alpha=\gamma/\sigma N_0$ ¹¹.

форма таких импульсов показана на рис. 7. Импульс стационарной формы $I(t)$ после прохождения слоя усиливающей среды толщиной L имеет вид

$$I\left(t - \frac{L}{c} + L\kappa_0\tau_0\right),$$

где τ_0 — крутизна экспоненты переднего фронта данного стационарного импульса.

Если выполнено условие (2,28), то стационарный импульс движется в среде со сверхсветовой скоростью. Это, конечно, не противоречит принципу причинности. Ведь, строго говоря, импульс стационарной формы имеет бесконечно протяженный передний фронт и поэтому не является сигналом. Если же где-нибудь далеко на переднем фронте в точке $\tau = \tau'$ обрезать фронт так, чтобы он имел форму, изображенную на рис. 5, то движение максимума со скоростью $u > c$ будет происходить до тех пор, пока максимум импульса не достигнет точки $\tau = \tau'$. После этого начинается сжатие импульса, а точка нулевой интенсивности $\tau = \tau'$ всегда движется со скоростью света в среде c . К этому вопросу можно подойти и по-другому. Пусть на начальном импульсе сделана какая-либо «зарубка», несущая единицу информации. При прохождении через нелинейно усиливающую среду максимум импульса перемещается вперед, а «зарубка» остается на месте (рис. 8). Следовательно, сообщение нельзя передать со скоростью $u > c$.

Однако со скоростью $u > c$ в среде может двигаться градиент показателя преломления, инверсной заселенности, сгусток объемной усредненной поляризации среды ⁹⁴ и другие изменения параметров среды, зависящие от интенсивности излучения ⁴⁷. Это в принципе может привести к появлению ряда новых эффектов типа свечения Вавилова — Черенкова. Поэтому это явление представляет определенный физический интерес.

Некоторые активные среды имеют неоднородно уширенную линию усиления (например, неодимовое стекло⁸¹ и газовые среды). Изменение формы импульса, спектр которого уже однородной ширины линии, происходит так же, как и при однородном уширении. Однако характер нарастания энергии несколько меняется. Отличие возникает из-за того, что

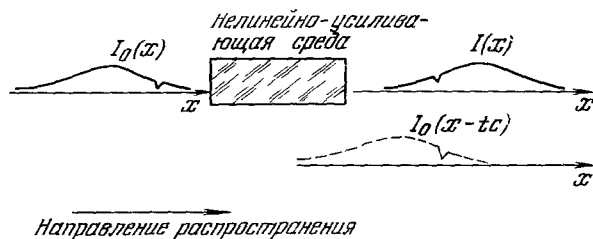


Рис. 8. Иллюстрация невозможности использовать эффект движения максимума импульса в нелинейно усиливающей среде со скоростью $u > c$ для передачи сообщения со сверхсветовой скоростью. Пунктиром изображена форма импульса при отсутствии нелинейного усиления.

при нелинейном усилении происходит выжигание «дырки» в линии усиления, а ширина «дырки» возрастает с увеличением энергии импульса. Уравнение для энергии импульса (2,21) приобретает следующий вид:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N_0}{2} \int g(\omega - \omega_0 - \Omega) \{1 - \exp[-2\sigma(\Omega)E]\} d\Omega - \gamma E, \quad (2,29)$$

где $g(\Omega)$ — формфактор неоднородной линии ($\int g(\Omega) d\Omega = 1$), ω — частота импульса, ω_0 — частота центра линии усиления. В области нелинейного усиления энергия импульса увеличивается почти квадратично с длиной до тех пор, пока ширина дырки $\Delta\omega$, определяемая соотношением $\sigma(\Delta\omega/2) = 1/2E$, не станет близкой к полной ширине линии усиления. После этого рост энергии будет линейным, как и в случае однородного уширения, пока не наступит насыщение энергии из-за линейных потерь излучения.

Хотя мы рассмотрели простой идеальный случай распространения плоской волны с однородным поперечным распределением интенсивности в среде с однородным распределением усиления, полученные результаты применимы и позволяют понять более общий реальный случай, когда пучок и среда имеют поперечную неоднородность. Из-за неоднородности поперечного распределения усиления в области линейного усиления происходит сужение ширины пучка по полумаксимуму интенсивности, если усиление максимально в центре распределения, и расширение пучка в противоположном случае. Из-за неоднородного поперечного распределения интенсивности пучка в области нелинейного усиления происходит расширение пучка и соответствующее уменьшение расходимости. Это явление наблюдалось в работе¹⁸⁶. Если поперечное распределение интенсивности пучка имеет гауссову форму, то пучок расширяется в $\beta \approx \sqrt{\kappa_0 L_{\text{нелин}}}$ раз, где $L_{\text{нелин}}$ — длина нелинейного усиления в среде, а если пучок имеет экспоненциальные крылья, то $\beta \approx \kappa_0 L_{\text{нелин}}$. При коэффициенте усиления $K = \exp(\kappa_0 L) = 10^2$ можно ожидать расширения пучка в 2—4 раза. Кроме того, внеосевые части импульса, имеющего плавный передний фронт, начинают запаздывать по отношению к центральной части импульса, которая раньше входит в режим нелинейного

усиления. Это напоминает возникновение поперечной структуры в лазере с Q -модуляцией⁵⁸. Все эти эффекты видны на рис. 9, на котором показана качественная картина пространственной эволюции импульса при распространении в усиливающей среде.

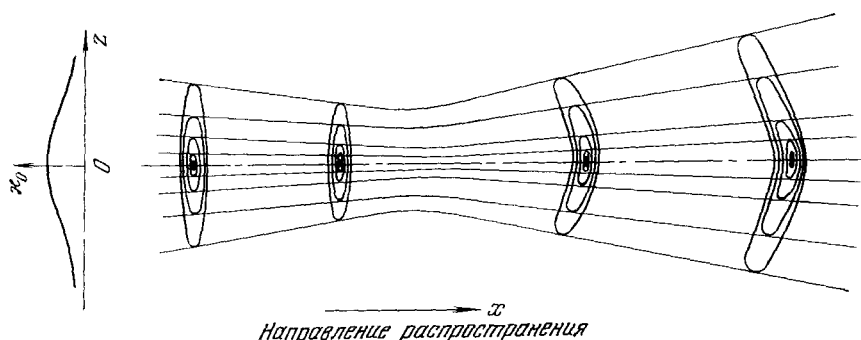


Рис. 9. Эволюция формы импульса в пространстве.

Линии соединяют точки равной относительной интенсивности (они не совпадают с направлением распространения).

Изменение спектра импульса описывается фазовым уравнением (2,10) и уравнениями (2,9). Из условия $\omega t - kx + \varphi(t, x) = \text{const}$ и уравнения (2,10) следует выражение для фазовой скорости импульса

$$w = c \left[1 + \frac{\omega_0 - \omega}{k} \frac{T_2}{2} \sigma(\omega) N \right]. \quad (2,30)$$

Мощный импульс света изменяет инверсную заселенность среды, а это при $\omega \neq \omega_0$ изменяет фазовую скорость. Ясно, что когда импульс движется к неподвижному наблюдателю, принимающему свет на выходе усиливающей среды, его фаза меняется, а это приводит к искажению спектра. Однако сдвиг спектра импульса невелик и лежит в пределах его ширины. Действительно, мгновенный сдвиг спектра $\Omega(t, x) = \frac{\partial \varphi(t, x)}{\partial t}$ на выходе усиливающей среды определяется выражением⁵⁰

$$\begin{aligned} \Omega(\tau, x) - \Omega_0(\tau) = & -c\sigma N_0 (\omega - \omega_0) \frac{T_2}{2} \times \\ & \times \int_0^x \frac{I(x', \tau)}{E_s} \exp \left[- \int_{-\infty}^{\tau} \frac{I(x', \tau')}{E_s} d\tau' \right] dx', \end{aligned} \quad (2,31)$$

где $\tau = t - (x/c)$, $\Omega_0(\tau) = \Omega(\tau, x = 0)$. В области линейного усиления происходит небольшое смещение спектра от центра линии. В нелинейном режиме смещение возрастает и в предельном случае, когда, например, максимум сместился по переднему фронту на величину порядка длительности импульса, сдвиг спектра достигает величины $\delta\Omega \approx (\omega - \omega_0) T_2/2\tau_0$, где τ_0 — крутизна фронта импульса. При оптимальных условиях, когда расстройка $|\omega - \omega_0| \approx 1/T_2$, сдвиг спектра не превышает ширины спектра импульса $\sim 1/\tau_0$.

б) Эксперимент. Эксперименты по усилению мощного импульса лазера с модулированной добротностью описаны в работах^{8-11, 43-47}. Основная цель этих исследований заключалась в повышении мощности импульса (первые оптические усилители были осуществлены в работах^{105-107, 42, 181}). В этих работах усиливающей средой являлись кристаллы

рубина или стержни неодимового стекла. Выбор этих веществ обусловлен тем, что при оптической накачке их импульсными электрическими лампами можно получить усиление порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$ при плотности запасенной энергии порядка $0,2\text{--}0,5 \text{ Дж/см}^3$. В таблице приведены основные характеристики кристалла рубина и неодимового стекла при 300°K , как активных сред. Кроме того, методом Q -модуляции в лазерах на рубине и неодимовом стекле нетрудно получить импульсы с энергией порядка джоуля. Такие импульсы имеют энергию, близкую к энергии насыщения E_s (см. таблицу), и поэтому режим усиления должен быть нелинейным.

Основные параметры усиливающих сред из рубина и неодимового стекла при 300 K

Среда	Длина волны, частота перехода, энергия кванта	Ширина линии, см^{-1}	Время жизни верхнего уровня T_1 , сек	Время жизни нижнего уровня τ_s , сек	Сечение перехода σ , $10\text{--}20 \text{ см}^2$	Энергия насыщения E_s , Дж/см^2
Рубин ¹ ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$), ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$	6943 Å, $4,33 \cdot 10^{14} \text{ гц}$, $2,86 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$	11 ^{1,2}	$2,5 \cdot 10^{-3}$ 1,2	∞	2,5 ¹	5,8
Неодимовое стекло ³ (стекло: Nd^{3+}), ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	10 600 Å, $2,83 \cdot 10^{14} \text{ гц}$, $1,87 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$	250 ³	$0,6 \cdot 10^{-3}$ 3	$\sim 60 \text{ нсек}$ ⁴	0,8—1,3 ⁵	~ 13 при $\tau_{\text{имп}} \gg \tau_s$ ⁶ 7 при $\tau_{\text{имп}} \ll \tau_s$ ⁷

1. Т. Н. Maiman, Phys. Rev. **123**, 1145 (1961).
2. A. L. Schawlow, Advances in Quantum Electronics (Ed. by J. Singer), 1961, стр. 50.
3. L. Snitzer, Phys. Rev. Lett. **7**, 444 (1961).
4. M. Michon, J. Ernest, J. Hanus, R. Auffret, Phys. Lett. **19**, 219 (1965).
5. P. Mauer, Appl. Optics **3**, 433 (1964).
6. C. G. Young, J. W. Kantorsky, Appl. Optics **4**, 1675 (1966).
7. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекали, ЖЭТФ **54**, 767 (1968).

В работе⁴⁷ исследовалось изменение формы импульса лазера с Q -модуляцией при нелинейном усилении. В этой работе впервые было показано, что длительность импульса такого лазера не сокращается при нелинейном усилении. Вместо этого происходит перемещение максимума импульса по переднему фронту без заметного сокращения длительности. Причиной этого является протяженный экспоненциальный передний фронт, присущий импульсу лазера с Q -модуляцией. Действительно, во всех работах^{43–46} по нелинейному усилению такого импульса по-существу не было получено заметного сокращения длительности.

Схема эксперимента, проведенного в^{47, 8}, изображена на рис. 10. Рубиновый лазер с включением добротности ячейкой (затвором) Керра излучал импульс света, который проходил через два каскада оптического квантового усилителя бегущей волны. Торцы кристаллов рубина в усилителе были срезаны под углом Брюстера по отношению к поляризованному свету импульса. Это предотвращало отражение излучения и самовозбуждение усилителей за счет паразитной обратной связи. В таком усилителе достигался коэффициент усиления порядка 50—60 для слабого сигнала. Часть потока входного импульса отводилась на катод коаксиального

фотоэлемента. На этот же фотоэлемент после задержки и ослабления поступал усиленный импульс света. В результате на экране скоростного осциллографа можно было регистрировать одновременно входной и выходной

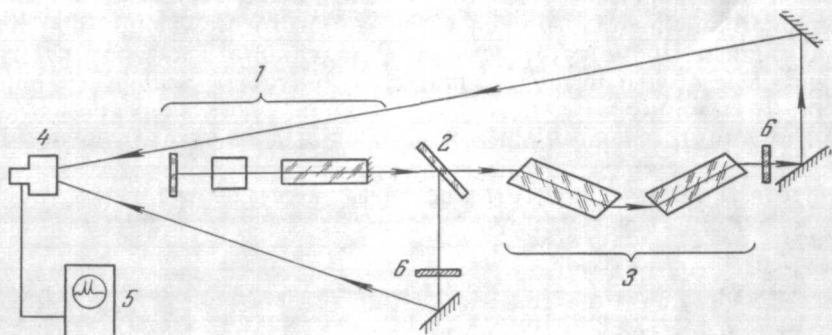


Рис. 10. Схема эксперимента по наблюдению изменения формы импульса света при нелинейном усилении⁸.

1 — задающий генератор на рубине с Q -модуляцией затвором Керра; 2 — стеклянная пластина, расщепляющая световой пучок; 3 — кристаллы рубина усилителя бегущей волны; 4 — коаксиальный фотоэлемент; 5 — скоростной осциллограф; 6 — нейтральные светофильтры для ослабления световых потоков.

сигналы. На рис. 11, а показана осциллограмма входного и выходного импульсов при линейном усилении, когда входной импульс ослаблялся в $3 \cdot 10^3$ раз (неослабленный входной импульс имел энергию 1,3—1,5 дж,

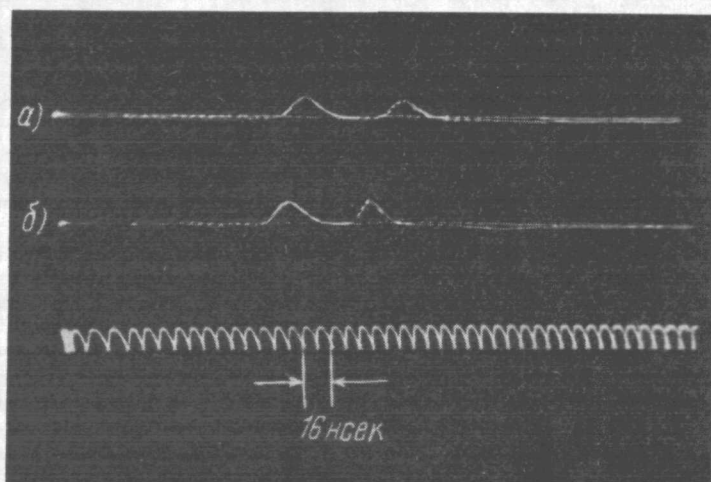


Рис. 11. Осциллограммы входных (слева) и усиленных (справа) импульсов света⁸.

а) Случай слабого сигнала — линейное усиление; б) случай сильного сигнала — нелинейное усиление.

длительность по полувысоте — 16 нсек, длительность переднего фронта от уровня 0,5 до максимума — 8 нсек, а начало импульса, определяемое моментом включения электрооптического затвора, отстояло от вершины импульса на 45—47 нсек). На рис. 11, б приведена аналогичная осциллограмма для случая неослабленного входного импульса. Из сравнения осциллограмм рис. 11, а и б видно, что заметное сокращение длительно-

сти импульса не происходит, но выходной импульс на рис. 11, б оказывается на более близком расстоянии по отношению к входному, чем на рис. 11, а. Этот сдвиг равен $\Delta\tau = 9 \pm 0,5$ нсек как для максимумов, так и для полувысот передних фронтов. Следовательно, при нелинейном усилении импульса с экспоненциальным передним фронтом происходит перемещение максимума импульса по переднему фронту без сокращения длительности. Величина сдвига, согласно (2,18), определяется выражением

$$\Delta\tau = \kappa_0 L_{\text{нелин}} \tau_0,$$

где κ_0 — коэффициент усиления среды на единицу длины, $L_{\text{нелин}}$ — расстояние, которое проходит импульс, имея энергию $E > E_s$, т. е. длина нелинейного усиления, τ_0 — крутизна экспоненты входного импульса. В эксперименте ^{47, 8} $\kappa_0 \approx 0,12$ см⁻¹, $L_{\text{нелин}} \approx 10$ –15 см, $\tau_0 = 4$ нсек. Следовательно, $\Delta\tau_{\text{теор}} \approx 5$ –7 нсек, что согласуется с экспериментальным значением $\Delta\tau_{\text{эксп}} \approx 9$ нсек. Основная ошибка заключается в определении длины нелинейного усиления импульса в среде $L_{\text{нелин}}$.

Более детальное сравнение теории и эксперимента можно получить, если наблюдать зависимость сдвига $\Delta\tau$ от $L_{\text{нелин}}$. Такой эксперимент был проведен в работе ¹¹. Усиливающей средой в этой работе являлось неодимовое стекло. На рис. 12 приведен график зависимости сдвига от величины энергии импульса на входе среды ¹¹. В об-

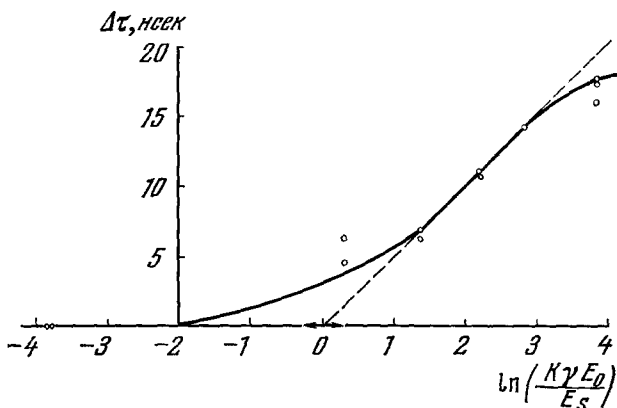


Рис. 12. Зависимость сдвига между вершинами входного и выходного импульсов от плотности энергии на входе усиливающей среды E_0 ¹¹.

K — коэффициент усиления среды, γ — коэффициент ослабления плотности энергии из-за расходимости.

ласти линейного усиления, когда плотность энергии усиленного импульса $E = E_0 K \gamma$ (E_0 — плотность энергии входного импульса, K — усиление среды, γ — фактор ослабления плотности энергии из-за расходимости) гораздо меньше энергии насыщения усиления E_s , сдвиг к началу импульса отсутствует. По мере возрастания энергии входного импульса появляется некоторый сдвиг, и в области $E > E_s$ сдвиг $\Delta\tau$ линейно зависит от $\ln E_0$, т. е. от длины нелинейного усиления $L_{\text{нелин}}$. Правда, на экспериментальной кривой линейный участок занимает небольшой интервал значений E_0 . Наблюдаемое отклонение при больших значениях E_0 объясняется возникновением связи между усилителем и генератором, приводящей к уменьшению усиления из-за интенсивной сверхионизации до прихода импульса. В работе ¹¹ коэффициент усиления достигал значений 10^4 при длине активной среды 240 см.

Для сокращения длительности импульса при нелинейном усилении необходимо каким-либо способом срезать пологий передний фронт входного импульса. В работе ⁸ передний фронт срезался дополнительным электрооптическим затвором. В закрытом состоянии затвор пропускал 3% света, а в открытом — 50%. Общее усиление рубиновой среды составляло 10^3 . При распространении импульса в усиливающей среде

длительность его сократилась с 9 нсек до 5 нсек. Идеальный дополнительный затвор, осуществляющий полное срезание переднего фронта, должен обладать нулевым начальным пропусканием. Практически этого достигнуть не удастся, и при достаточно высоком усилении пропущенный передний фронт высвечивает активную среду. В результате происходит расширение

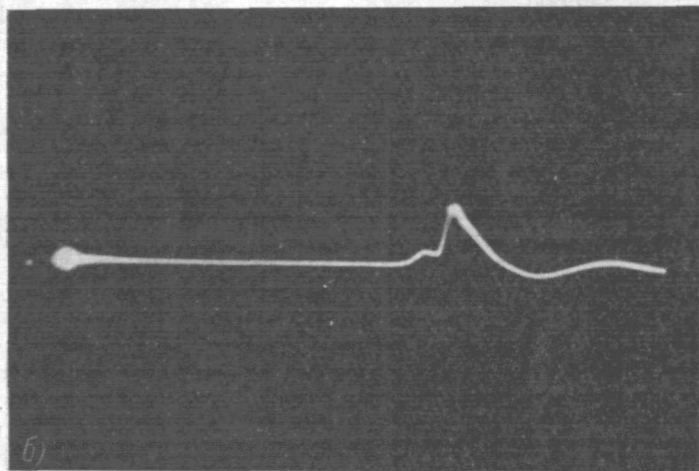
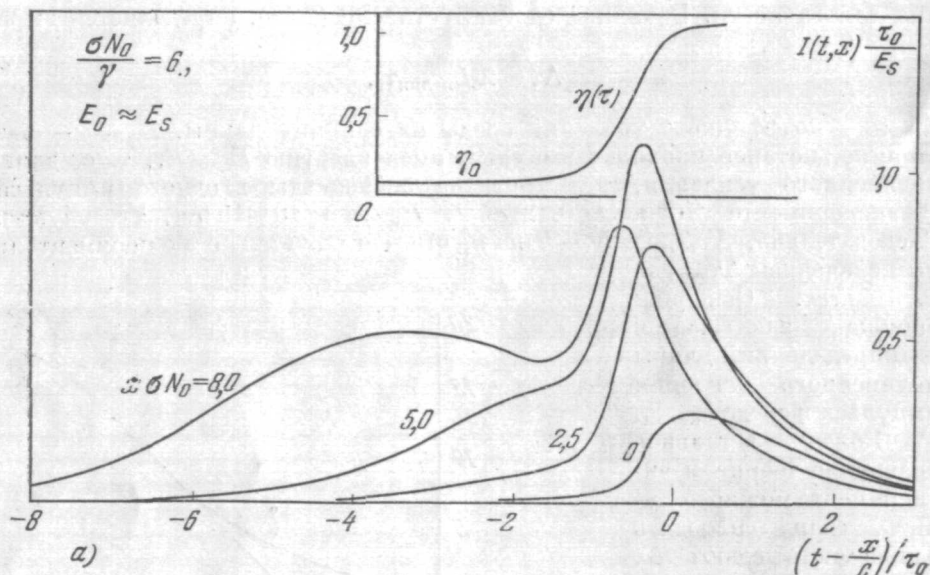


Рис. 13. Изменение формы импульса света с неполоностью срезанным передним фронтом.

а) Расчетное изменение импульса при усилении, если затвор открывается по закону $\eta(\tau)$; б) экспериментальное наблюдение подъема переднего фронта при начальном пропускании затвора $\eta_0 = 3\%$ ¹⁰.

импульса. На рис. 13, а показано расчетное изменение формы импульса с неполоностью срезанным передним фронтом. Отчетливо видно, что сжатие импульса при дальнейшем распространении сменяется его расширением из-за усиления переднего фронта. На рис. 13, б показана осциллограмма

входного импульса при увеличении коэффициента усиления до 500. На ней заметна начальная стадия расширения импульса¹⁰.

В работах^{9, 10} для уменьшения начального пропускания к затвору Керра добавлялась кювета с раствором фталоцианина ванадия с начальным пропусканием 10^{-3} . Этот раствор просветлялся после открытия затвора Керра. На рис. 14 приведены осциллограммы, иллюстрирующие эффект

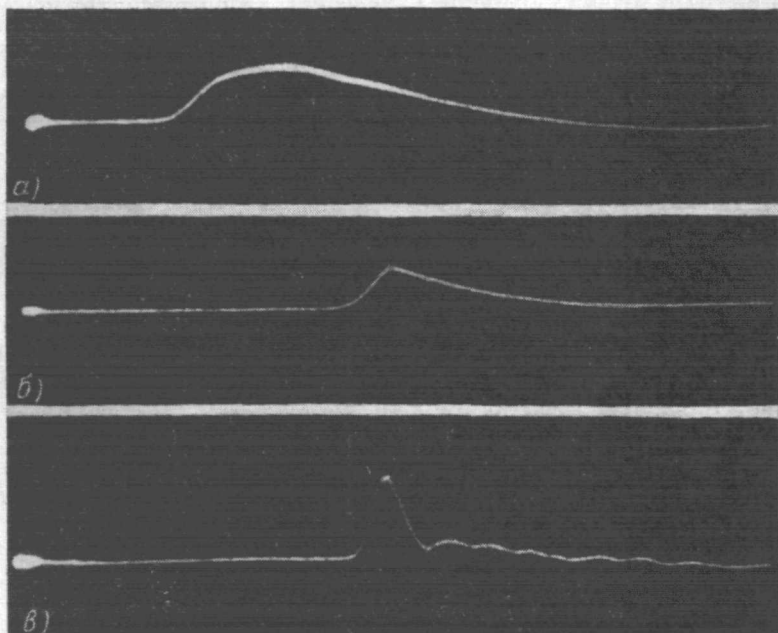


Рис. 14. Осциллограммы импульсов после прохождения каскадов рубинового усилителя при срезании переднего фронта комбинированным затвором:

а) после прохождения затвора; б) после второго каскада усилителя; в) выходной импульс⁹.

сокращения импульса после прохождения каскадов усилителя. Длительность выходного импульса сокращается до 2 нсек. В этом эксперименте энергия импульса достигала 15 дж.

В эксперименте⁴⁷ параметр $\kappa_0\tau_0c \approx 8$, а в эксперименте¹¹ $\kappa_0\tau_0c \approx 7$. В соответствии с условием (2,28) в этих случаях нельзя было говорить о скорости распространения максимума импульса в среде. В эксперименте⁹ в последнем каскаде усилителя импульс имел крутизну переднего фронта $\tau_0 \approx 0,4$ нсек. Плотность энергии импульса, составлявшая 7 дж/см², была достаточна для насыщения усиления рубина. Для такого импульса $\kappa_0\tau_0c \approx 0,7$ ($\kappa_0 \approx 0,1$ см⁻¹) и, следовательно, можно говорить о сверхсветовой скорости распространения максимума импульса в среде. В этом эксперименте крутизна фронта импульса не была постоянной из-за сокращения длительности и поэтому скорость максимума менялась по мере распространения в среде. У входного торца последнего каскада, где $\tau_0 \approx 0,4$ нсек, скорость максимума равнялась $u \approx 3c$. Для наблюдения эффектов, возникающих за счет распространения максимума импульса со сверхсветовой скоростью, необходимы более короткие импульсы с энергией, превышающей энергию насыщения усиления среды. Пока нет экспериментов, в которых наблюдались бы такие эффекты.

2.3. Когерентное взаимодействие

При распространении ультракоротких импульсов света, имеющих длительность порядка или меньше T_2 , необходимо учитывать когерентное взаимодействие. В этом случае распространение импульса описывается уравнениями (2,6), которые содержат ряд эффектов (конечность ширины линии усиления и увеличение ее в поле мощного импульса, «фазовая память» среды в течение времени T_2 и осцилляторный отклик на сильное поле), не учитываемых скоростными уравнениями (2,9).

В случае точного резонанса ($\omega = \omega_0$), когда фазовая скорость импульса в среде равна c , система уравнений (2,6) значительно упрощается:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + c \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = -\frac{\gamma}{2} c \mathcal{E} + 2\pi\omega \mathcal{F}, & (2,32) \\ \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \mathcal{F} = \frac{\mu^2}{\hbar} N \mathcal{E}, & (2,33) \\ \frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{1}{\hbar} \mathcal{E} \mathcal{F}. & (2,33a) \end{cases}$$

Реакция среды на импульс света существенно зависит от напряженности поля. Если поле слабое, так что $\mu \mathcal{E}/\hbar \ll \tau_{\text{имп}}^{-1}$, то заселенность уровней под действием поля заметно не меняется и усиление линейно. Тем не менее из-за того, что $\tau_{\text{имп}} \ll T_2$, т. е. ширина спектра импульса сравнима или даже больше ширины линии усиления $2/T_2$, форма импульса меняется при распространении. Это легко понять, рассматривая реакцию среды на слабый δ -импульс $\mathcal{E}_0 \delta(t - t_0)$, где $\delta(t)$ — дельта-функция. Поляризация среды в поле такого импульса имеет вид: $\mathcal{F} = (\mu^2/\hbar) N_0 \mathcal{E}_0 \times \exp[(t_0 - t)/T_2]$, где $t > t_0$. Так как поляризация сохраняется в течение времени $\sim T_2$, среда излучает в течение этого времени независимо от длительности импульса. Ясно, что при распространении импульс, имеющий длительность $\tau_{\text{имп}} \ll T_2$, будет расширяться до величины порядка T_2 , а скорость распространения его будет несколько меньше c . Этот вопрос обсуждался в работе ⁶⁰.

Совершенно иная картина эволюции мощного импульса, для которого $\mu \mathcal{E}/\hbar \gg \tau_{\text{имп}}^{-1}$. В этом случае отклик среды является осцилляторным. Действительно, при $\tau_{\text{имп}} \ll T_2$ можно пренебречь релаксацией поляризации в (2,33) и найти следующее решение материальных уравнений:

$$N = N_0 \cos \Phi, \quad \mathcal{F} = \mu N_0 \sin \Phi, \quad (2,34)$$

где

$$\Phi = \frac{\mu}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(t, x) dt. \quad (2,35)$$

Изменение N и \mathcal{F} можно представить как поворот единичного вектора в плоскости X, Y , так что X -компонента вектора соответствует N/N_0 , а Y -компонента — $\mathcal{F}/\mu N_0$. Тогда функция Φ является углом поворота этого вектора: $\Phi = \pi$ соответствует полному переходу частицы на нижний уровень, а $\Phi = 2\pi$ — полному возвращению на верхний уровень.

Изменение энергии импульса описывается уравнением

$$\frac{dE}{dx} = N_0(1 - \cos \Phi) - \gamma E, \quad (2,36)$$

которое существенно отличается от аналогичного уравнения (2,21) в случае некогерентного взаимодействия. При отсутствии линейных потерь ($\gamma = 0$) нарастание энергии импульса полностью определяется изменением угла вращения Φ под действием этого импульса. На рис. 15 показана зависимость коэффициента усиления dE/dx от угла Φ (кривая 1). Если под действием импульса происходит поворот вектора на угол $\Phi = 2\pi m$ (m —

представлены результаты решения для случая $\alpha = \gamma/\sigma N_0 = 0$, $\tau_0/T_2 = 0,33$ и $\mathcal{E}_0 \mu T_2/\hbar = 3$, когда $\Phi_0 < 2\pi$. По мере распространения в среде без линейных потерь импульс трансформируется в два импульса: в стационарный « 2π -импульс» и стационарный « π -импульс». Существенным является, во-первых, то, что « π -импульс» образуется, даже когда существует релаксация поляризации (образование « 2π -импульса» в усиливающей среде без релаксации ($T_2 = \infty$) показано в работе ⁵²). Во-вторых, вслед за « 2π -импульсом» распространяется « π -импульс», осуществляющий релаксацию заселенностей к поглощающему состоянию. На рис. 17 при-

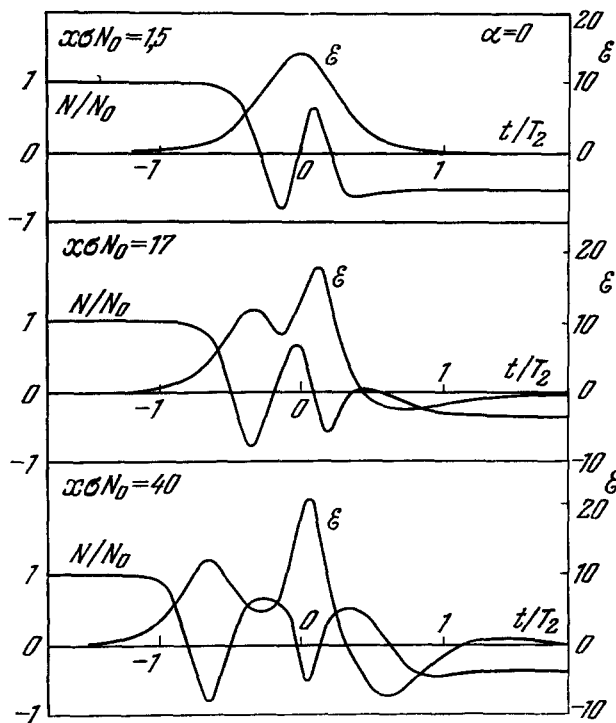


Рис. 17. То же самое, что и на рис. 16, при $\Phi_0 = 10$ ⁵³.

ведены результаты решения при $\gamma = 0$ для случая $\tau_0/T_2 = 0,33$ и $\mathcal{E}_0 \mu T_2/\hbar = 15$, когда $2\pi < \Phi_0 < 4\pi$. Такой импульс постепенно трансформируется в два « 2π -импульса» и один « π -импульс». Эта тенденция сохраняется и при дальнейшем увеличении мощности импульса. Таким образом, если угол вращения под действием начального ультракороткого импульса $\Phi_0 = 2\pi(m + \delta)$, где m — целое число, $0 < \delta < 1$, то при распространении в усиливающей среде без линейных потерь такой импульс трансформируется в $m + 1$ « 2π -импульсов» и один « π -импульс».

В среде с линейными потерями излучения всегда формируется один стационарный « π -импульс». Для случая начальных импульсов с малой интенсивностью ($\Phi_0 \ll 2\pi$) это было показано еще в работе ³⁶ численным интегрированием уравнений (2,32) и (2,33). Этот результат сохраняется и при $\Phi_0 > 2\pi$. В работе ⁵³ также численным интегрированием показано, что независимо от начальной мощности импульс в конце концов трансформируется в стационарный « π -импульс». Возникающие сначала « 2π -импульсы» постепенно затухают, а первый « 2π -импульс» трансформируется в « π -импульс». Это отчетливо видно на рис. 18, на котором приведены результаты решения для случая, когда $\Phi_0 = 3\pi$ и $\gamma/\sigma N_0 = 0,2$.

Форма стационарного « 2π -импульса» $\mathcal{E}[t - (x/u)]$ находится решением уравнений (2,32) и (2,33) при $\tau_{\text{имп}} \ll T_2$. Решение имеет вид ^{52, 53}

$$\mathcal{E}\left(t - \frac{x}{u}\right) = \frac{2}{\tau_0} \frac{\hbar}{\mu} \operatorname{sch}\left[\frac{t - (x/u)}{\tau_0}\right], \quad (2,37)$$

где параметр τ_0 определяется крутизной начального импульса, а скорость распространения определяется выражением ⁵³

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{c} - \frac{1}{2} \frac{\tau_0^2}{T_2} \sigma N_0. \quad (2,38)$$

Из (2,38) следует, что скорость распространения стационарного «2л-импульса» $u > c$. Это явление аналогично рассмотренному выше эффекту распространения со сверхсветовой скоростью импульса, имеющего экспоненциальный передний фронт и длительность $\tau_{\text{имп}} \gg T_2$. Более того, выражение для скорости (2,38) совпадает с выражением (2,25). Так как ширина спектра ультракороткого импульса в T_2/τ_0 раз больше ширины линии усиления, усиление такого

импульса на единицу длины $\kappa_0 = \sigma N_0 (\tau_0/T_2)$. Подставляя это значение κ_0 в (2,25) и учитывая, что крутизна фронта по интенсивности вдвое больше, чем крутизна по амплитуде, получаем выражение (2,38). Несмотря на совпадение скоростей, формы стационарных импульсов в этих случаях совершенно различны. Это объясняется различными механизмами потерь, которые поддерживают стационарность импульса. В случае некогерентного взаимодействия установление стационарной формы достигается за счет дополнительных линейных потерь излучения $\gamma^{8,12}$. А в случае «2л-импульса» поглощение возникает в самой усиливающей среде после прохождения половины импульса, т. е. после инверсии заселенностей, и это поглощение является нелинейным.

Форма стационарного «л-импульса» $\mathcal{E} [t - (x/u)]$ в среде с $\gamma > 0$ была найдена аналитически в работах ^{37, 38, 41}. При этом предполагалось, что скорость импульса $u = c$. Как показывают численные расчеты, сделанные в работе ³⁶, u несколько меньше c , но при $\gamma \ll \sigma N_0$ эта разница настолько мала, что этим эффектом можно пренебречь. Форма стационарного «л-импульса» определяется выражением

$$\mathcal{E} \left(t - \frac{x}{c} \right) = \frac{1}{\tau_0} \frac{\hbar}{\mu} \operatorname{sch} \left[\frac{t - (x/c)}{\tau_0} \right], \quad (2,39)$$

где

$$\tau_0 = \frac{T_2}{(\sigma N_0/\gamma) - 1}. \quad (2,40)$$

В области $\gamma \approx \sigma N_0$ необходимо учитывать отличие u от c , что приводит к некоторой асимметрии «л-импульса» ³⁸. «л-импульс» при распространении забирает практически всю энергию возбужденных частиц. Это является особенностью когерентного взаимодействия, когда частица

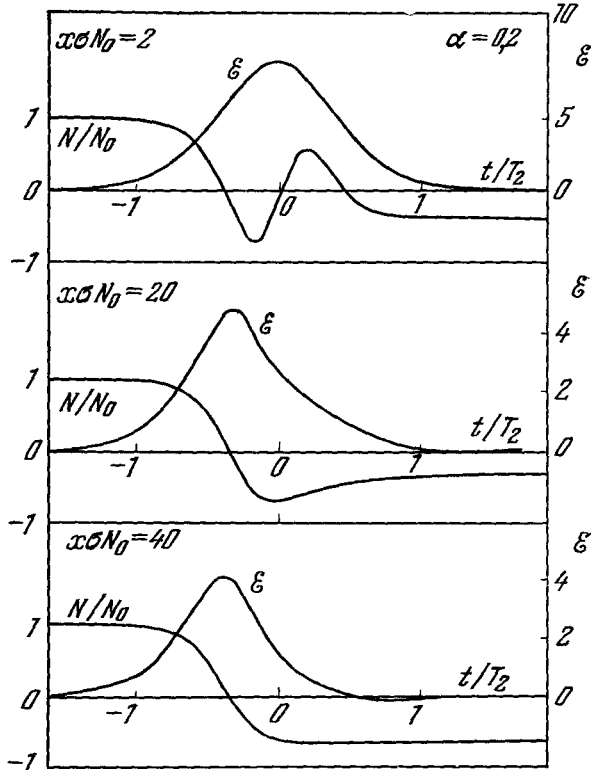


Рис. 18. Эволюция импульса когерентного света при распространении в резонансно усиливающей среде с линейными потерями ($\alpha = \gamma/\sigma N_0 = 0,2$). Начальный угол вращения под действием импульса $\Phi_0 = 3\pi^{62}$.

переводится полем в когерентную суперпозицию основного и возбужденного состояний, в котором она продолжает излучать до полного перехода в нижнее состояние.

Из (2,40) видно, что длительность «л-импульса» может быть значительно меньше T_2 . Возникает вопрос: каким образом такой импульс образуется в среде, если его спектр значительно шире спектральной линии усиления? В резонансном электромагнитном поле происходит уширение спектральной линии за счет эффекта насыщения на величину ²⁶

$$\omega_{\mathcal{E}} = \frac{\mu \mathcal{E}}{\hbar}. \quad (2,41)$$

Тогда условие инверсии заселенностей «л-импульсом» $(\mu \mathcal{E} / \hbar) \tau_{\text{имп}} = \pi$ можно записать в виде

$$\Delta \omega_{\mathcal{E}} \approx \Delta \omega_{\text{имп}}, \quad (2,42)$$

где $\Delta \omega_{\text{имп}} \approx \pi / \tau_{\text{имп}}$ — ширина спектра импульса. Таким образом, напряженность поля «л-импульса» поддерживается такой, чтобы расширять линию усиления до величины, равной ширине спектра импульса. Другими словами, при распространении мощного ультракороткого импульса происходит самоуширение спектральной линии. С этой точки зрения «л-импульс» должен формироваться в газовой усиливающей среде с неоднородным уширением уровней, если уширение линии в поле превышает доплеровскую ширину. В этом случае из-за уширения полем линия становится однородно уширенной.

3. ПОГЛОЩАЮЩАЯ СРЕДА

Любое резонансно поглощающее вещество в интенсивном поле должно проявлять нелинейность поглощения. Мощность, необходимая для насыщения поглощения твердых и жидких сред, как правило, выше $M_{\text{ет}}/\text{см}^2$, но если возбужденная частица попадает в метастабильное состояние, мощность насыщения может снижаться до величины порядка десятков $\text{квт}/\text{см}^2$. Поэтому некоторые нелинейные поглотители были обнаружены с помощью импульсных источников некогерентного света ^{17, 80}. В качестве нелинейных поглотителей используют стекла с примесями поглощающих ионов (урановое стекло ¹⁷, неодимовое стекло ⁹⁶ и др.), растворы сложных органических молекул (фталоницины ^{80, 19}, криптоцианины ^{76, 77}, полиметиновые красители ⁸²⁻⁸⁴ и др.), газы (SF_6 ^{108, 85}, BCl_3 ⁸⁶ и др.). Наибольшее распространение получили органические просветляющиеся растворы, которые используются для самовключения добротности лазера ^{76, 77, 19}, обострения переднего фронта импульса ^{9, 10}, самофазировки мод ^{20, 14} и т. д.

Релаксация просветленного состояния многих поглотителей, например просветляющихся растворов органических молекул, отличается от простой двухуровневой схемы. Это объясняется тем, что возбужденные частицы могут перейти на некоторый промежуточный уровень, а лишь затем релаксировать в основное состояние ^{74, 25, 88}. Однако вполне достаточно детально рассмотреть распространение импульса в поглощающей среде из двухуровневых частиц. После этого можно понять картину эволюции импульса при более сложном характере релаксации заселенности уровней.

Как и в случае усиливающей среды, эволюция импульса существенно зависит от соотношения между длительностью импульса $\tau_{\text{имп}}$ и временем релаксации поляризации T_2 . При $\tau_{\text{имп}} \gg T_2$ взаимодействие поля со средой имеет некогерентный характер. При $\tau_{\text{имп}} \ll T_2$ взаимодействие когерентно и возникают эффекты типа «2л-импульса» ²¹.

3.1. Некогерентное взаимодействие

Некогерентное взаимодействие импульса света с двухуровневой поглощающей средой описывается уравнениями (2,9), в которых нужно лишь изменить знак инверсной заселенности N . Особенно проста картина эволюции импульса, имеющего длительность гораздо больше времени релакса-

ции просветленного состояния T_1 (точнее $\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial t} \ll T_1^{-1}$). В этом случае коэффициент поглощения среды на единицу длины κ определяется мгновенной интенсивностью:

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{1 + 2\sigma T_1 I(x, t)}, \quad (3,1)$$

а распространение импульса описывается уравнением

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = -cI \left[\gamma + \frac{\kappa_0}{1 + (I/I_s)} \right], \quad (3,2)$$

где $I_s = (2\sigma T_1)^{-1}$ — мощность насыщения (фотонов/см²сек), под действием которой поглощение уменьшается вдвое. Величина I_s является параметром нелинейности.

Поскольку поглощение падает с увеличением интенсивности, максимум импульса поглощается слабее, чем фронты. В результате, очевидно, при распространении происходит увеличение крутизны фронтов и сокращение длительности импульса. Из (3,2) нетрудно получить, что скорость сокращения длительности импульса τ при распространении определяется выражением ^{22, 25}

$$W = \frac{d\tau}{dx} = \kappa_0 \frac{\tau P}{(1+P)(2+P)}, \quad (3,3)$$

где $p = I/I_s$ — безразмерная интенсивность импульса в максимуме. Скорость сжатия импульса максимальна при $I = \sqrt{2}I_s$. При $I \gg I_s$ сжатие мало из-за того, что просветление среды происходит далеко на переднем и заднем фронтах, а при $I \ll I_s$ сжатие мало из-за слабой нелинейности поглощения. В поглощающей среде импульс любой начальной интенсивности неизбежно затухает. Так как при затухании максимальная интенсивность будет порядка I_s в течение конечного времени, величина сжатия импульса конечна. Из общего выражения, полученного в работе ²⁵, можно получить следующую связь между максимальной интенсивностью на входе I_0 и выходе среды I и длительностью импульса в начале τ_0 и конце τ распространения:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \left[\frac{1 + (I/I_s)}{1 + (I_0/I_s)} \right]^{1/2}. \quad (3,4)$$

Сжатие импульса достигается ценой существенного уменьшения интенсивности. Например, при изменении I в 10 раз от $3I_s$ до $0,3I_s$ импульс сжимается примерно в два раза. Поэтому этот метод эффективен для формирования коротких импульсов света, если скомпенсировать затухание импульса распространением в усиливающей среде. Этого можно достигнуть в двухкомпонентной среде, обладающей нелинейным поглощением и линейным усилением ²². Подобное это рассмотрено ниже в гл. 4.

Эффект сжатия импульса нелинейным поглотителем, по существу, лежит в основе лазера ультракоротких импульсов с самофазировкой мод ^{20, 14}. Образование ультракороткого импульса в этом лазере рассматривают как увеличение числа сфазированных мод с помощью нелинейного поглотителя. Однако этот процесс можно рассматривать как многократное прохождение импульса через нелинейный поглотитель. На этом пути удастся весьма детально исследовать динамику лазера ультракоротких импульсов с нелинейным поглотителем ²⁵.

Экспериментально сжатие импульса при распространении в нелинейно поглощающей среде в области некогерентного взаимодействия наблюдалось в ряде работ ^{72, 73, 74}. Наиболее убедителен эксперимент,

проведенный в работе ⁷³, в котором наблюдалось сокращение длительности в 4 раза при распространении в газовой поглощающей среде. Так как основной целью работы ⁷³ являлось исследование когерентного взаимодействия импульса со средой, подробнее этот эксперимент рассмотрен в п. 3.2. Отметим, что наблюдение сжатия импульса является удобным методом оценки величины времени релаксации T_1 ⁷⁴, так как сокращение длительности за счет обострения одновременно переднего и заднего фронтов достигается лишь при $\tau_{\text{имп}} \gg T_1$.

Если длительность импульса сравнима или короче T_1 , то отклик среды определяется уравнениями (2,9). Эволюция импульса в этом случае теоретически рассматривалась в работах ^{69, 70, 75}. Основные результаты в этих работах были получены численным интегрированием уравнений. Однако качественная картина эволюции импульса довольно прозрачна. Просветленное состояние среды, создаваемое передним фронтом импульса, релаксирует не полностью или совсем не релаксирует на заднем фронте. Поэтому при распространении обостряется лишь передний фронт, а задний фронт деформируется значительно меньше, так как он движется в просветленной среде. В результате форма импульса становится асимметричной с более круглым передним фронтом, а вершина импульса постепенно отстает, смещаясь по заднему фронту. Экспериментально обострение переднего фронта при прохождении нелинейно поглощающей среды наблюдалось в работе ^{9, 10}. Этот эффект использовался для увеличения крутизны переднего фронта импульса лазера с Q -модуляцией, необходимого для получения режима сокращения длительности импульса в нелинейном усилителе.

Весьма наглядна картина распространения мощного импульса в среде с $T_1 = \infty$. В этом случае при распространении происходит постепенное просветление среды за счет непрерывного поглощения переднего фронта. Если импульс достаточно длительный и имеет постоянную интенсивность, то распространение переднего фронта и границы просветления приобретают квазистационарный характер с некоторой постоянной скоростью u ^{62, 67}. Эффект движения границы просветления впервые был рассмотрен в работе ^{62, 67}, а затем исследовался в работах ^{67, 68, 71}. Скорость перемещения просветляющейся области для импульса постоянной интенсивности можно найти из следующих соображений. Для продвижения просветленной области на глубину Δx необходимо возбудить $N_0 \Delta x / 2$ частиц на единицу поперечного сечения. На возбуждение затратится $N_0 \Delta x / 2$ фотонов переднего фронта импульса, т. е. поглотится участок переднего фронта с длительностью $\Delta \tau = N_0 \Delta x / 2 I_0$, где I_0 — интенсивность импульса. Учитывая движение фотонов со скоростью c ($\tau = t - (x/c)$), для скорости движения просветленной области $u = \Delta x / \Delta t$ получаем следующее выражение ^{62, 67}:

$$u = \frac{c}{1 + (N_0 / 2 I_0) c}. \quad (3,5)$$

В предельном случае $u \ll c$ это выражение сводится к следующему:

$$u \approx \frac{2 I_0}{N_0}. \quad (3,6)$$

Форму стационарной волны просветления можно найти из уравнения распространения

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = -c \sigma N_0 \exp \left[-2 \sigma \int_{-\infty}^t I(t', x) dt' \right] I. \quad (3,7)$$

Для этого надо перейти к переменной $t - (x/u)$ и провести соответствующие вычисления. Решение имеет вид ⁷¹

$$I(t, x) = I_0 \left\{ 1 + [\exp(\sigma N_0 x) - 1] \exp \left[- \left(t - \frac{x}{c} \right) \cdot 2\sigma I_0 \right] \right\}^{-1}, \quad (3,8)$$

$$N(t, x) = N_0 \left\{ 1 + \exp(-\sigma N_0 x) \left(\exp \left[\left(t - \frac{x}{c} \right) \cdot 2\sigma I_0 \right] - 1 \right) \right\}^{-1}. \quad (3,9)$$

Распределения разности заселенностей уровней N и интенсивности на фронте волны просветления показаны на рис. 19. Степень размытия фронта порядка $1/\sigma N_0$ и не зависит от интенсивности излучения.

В некоторых поглотителях возбужденные частицы попадают на промежуточный метастабильный уровень с временем жизни $T^* \gg \tau_{\text{имп}}$, а лишь затем релаксируют в основное состояние. Полученные соотношения справедливы и в этом случае, если интенсивность I_0 уменьшить вдвое. Это соответствует увеличению энергии насыщения E_s в два раза.

Экспериментально волны просветления, по-видимому, можно исследовать по вторичным явлениям, сопровождающим их распространение. Это возможно в тех случаях, когда поглощение приводит к резкому изменению состояния поглощающей среды, например при фотодиссоциации молекул. Ясно, что вместе с волной просветления будет распространяться скачок давления и т. д. Некоторые аспекты этого вопроса обсуждались в работе ⁸⁹. Возможно, что волны просветления играют роль при естественной оптической накачке молекул межзвездной среды при вспышках звезд и способствуют возникновению усиления в больших объемах космической среды ⁷¹.

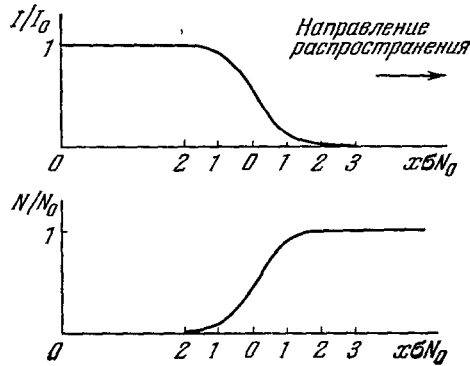


Рис. 19. Форма стационарной волны просветления ⁷¹.

3.2. Когерентное взаимодействие

При распространении импульса, имеющего длительность $\tau_{\text{имп}} \gg T_2$, на просветление среды необратимым образом расходуется энергия импульса и поэтому импульс конечной энергии неизбежно затухает. Нелинейность взаимодействия импульса со средой приводит лишь к тому, что скорость затухания мощного импульса может быть на несколько порядков меньше, чем слабого импульса. При $\tau_{\text{имп}} \ll T_2$ поляризация не затухает в течение импульса и взаимодействие является не только нелинейным, но и когерентным. Естественно, для этого необходимо, чтобы поле импульса было когерентным, т. е. ширина спектра импульса была обусловлена лишь его конечной длительностью. В этом случае возбужденная частица находится в когерентном состоянии, в котором она когерентно излучает и переходит в нижнее состояние («2 π -импульс»). В результате энергия, поглощенная на переднем фронте импульса, возвращается на заднем фронте. Поэтому импульс с энергией, достаточной для перевода частиц в возбужденное состояние, распространяется в резонансно поглощающей среде без затухания. Этот эффект, называемый «самопропусканием» (selftransparency) импульса, впервые был рассмотрен в работе ²¹.

Физическая природа возникновения его такая же, как и стационарного «л-импульса» в усиливающей среде³⁶⁻³⁸ и радиационного эха в радио- и оптическом диапазонах⁹⁰⁻⁹³.

а) Т е о р и я. В случае однородного уширения уровней распространение импульса описывается уравнениями (2,32) и (2,33), в которых надо изменить знак инверсной заселенности N . Однако при однородном уширении условие $\tau_{\text{имп}} \ll T_2$ означает, что спектр импульса значительно шире линии поглощения, т. е. даже линейное поглощение мало и зависит от длительности импульса. Поэтому целесообразно с самого начала рассматривать неоднородно уширенную линию поглощения так, чтобы неоднородная ширина была значительно больше ширины спектра импульса и затухание слабого импульса не зависело от его длительности. Итак, будем считать, что длительность импульса удовлетворяет условиям²¹

$$T_2^* \ll \tau_{\text{имп}} \ll T_2, \quad (3,10)$$

где $2/T_2$ — однородная ширина линии, $2/T_2^*$ — неоднородная ширина линии поглощения. Неоднородное уширение характеризуется функцией распределения $g(\Omega)$ резонансных частот частиц относительно центральной частоты ω_0 . Тогда начальная разность заселенностей нижнего и верхнего уровней на частоте $\omega_0 + \Omega$

$$n_{0\Omega} = N_0 g(\Omega), \quad \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) d\Omega = 1, \quad (3,11)$$

где N_0 — полная начальная плотность разности заселенностей.

Уравнения для поля при неоднородном уширении такие же, как и при однородном уширении (первые два уравнения системы (2,6)), в которых \mathcal{P} и ψ — амплитуда и фаза суммарной поляризации всех частиц. Суммарная поляризация всех частиц определяется соотношением

$$\mathcal{P} \cos(\omega t + \psi) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{P}_{\Omega} \cos(\omega t + \psi_{\Omega}) d\Omega, \quad (3,12)$$

где \mathcal{P}_{Ω} и ψ_{Ω} — амплитуда и фаза поляризации частиц с резонансной частотой $\omega_0 + \Omega$. Поляризация и заселенность частиц на частоте $\omega_0 + \Omega$ определяются материальными уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{P}_{\Omega}}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \mathcal{P}_{\Omega} &= -\frac{\mu^2}{\hbar} n_{\Omega} \mathcal{E} \sin(\psi_{\Omega} - \varphi), \\ \left[\frac{\partial \psi_{\Omega}}{\partial t} + (\omega - \omega_0 - \Omega) \right] \mathcal{P}_{\Omega} &= -\frac{\mu^2}{\hbar} n_{\Omega} \mathcal{E} \cos(\psi_{\Omega} - \varphi), \\ \frac{\partial n_{\Omega}}{\partial t} &= \frac{1}{\hbar} \mathcal{P}_{\Omega} \mathcal{E} \sin(\psi_{\Omega} - \varphi), \end{aligned} \right\} \quad (3,13)$$

где все обозначения такие же, как и в (2,6).

В случае точного резонанса ($\omega = \omega_0$) в приближении (3,10) из уравнения распространения и материальных уравнений (3,13) можно получить уравнение для угла вращения под действием импульса

$$\Phi = (\mu/\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(t', x) dt' \quad ^{21}:$$

$$\frac{d\Phi}{dx} = -\frac{\gamma}{2} \Phi - \frac{\alpha_0}{2} \sin \Phi, \quad (3,14)$$

где $\alpha_0 = 8\pi^2 \mu^2 \omega_0 g(0) N_0 / \hbar c$ — коэффициент поглощения слабого сигнала на единицу длины. В среде без линейных потерь ($\gamma = 0$) уравнение (3,14) имеет решение ²¹

$$\operatorname{tg} \frac{\Phi(x)}{2} = \operatorname{tg} \frac{\Phi_0}{2} e^{-\alpha_0 x/2}, \quad (3,15)$$

где Φ_0 — угол поворота для частиц под действием начального импульса. Ветви решения (3,15) изображены на рис. 20, а. Видно, что при $\Phi_0 < \pi$ импульс постепенно затухает. Если $\Phi_0 > \pi$, то угол поворота стремится к стационарному значению 2π . Примеры численного решения $\mathcal{E}(x, t)$ показаны на рис. 20, б для $\Phi_0 = 0,9\pi$ и $\Phi_0 = 1,1\pi$ ²¹. Отчетливо видно затухание импульса при $\Phi_0 < \pi$ и трансформация его в стационарный « 2π -импульс» при $\Phi_0 > \pi$. Образование « 2π -импульса», так же как и « 2π -импульсов» в усиливающей среде, объясняется тем, что под действием поля частица переходит в когерентную суперпозицию основного и возбужденного состояний, в котором она излучает до полного перехода в основное состояние. Если $2\pi(m - 1/2) < \Phi_0 < 2\pi(m + 1/2)$, где m — целое число, то, как показывают расчеты на вычислительной машине, входной импульс при распространении в среде делится на m отдельных стационарных « 2π -импульсов» ^{21, 96}. Картина такого разбиения, по-видимому, аналогична разбиению импульса при распространении в усиливающей среде, рассмотренному в п.2.2.

Форма стационарного « 2π -импульса» определяется выражением

$$\mathcal{E}(x, t) = \frac{2\hbar}{\mu\tau} \operatorname{sch} \left[\frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x}{u} \right) \right], \quad (3,16)$$

где τ — параметр длительности импульса (крутизна экспоненты), u — скорость распространения импульса. Форма этого импульса совпадает с формами « 2π -импульса» и « π -импульса» в усиливающей среде.

Скорость распространения импульса дается соотношением ²¹

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{c} + \frac{\alpha_0 \tau}{2}. \quad (3,17)$$

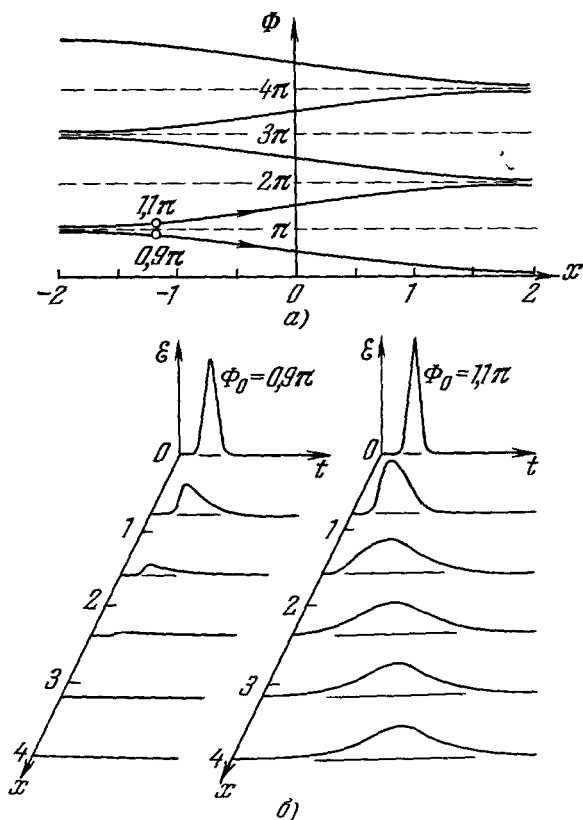


Рис. 20. Эффект самопропускания импульса в поглощающей среде.

а) Ветви решения уравнения (3,14) при нулевых линейных потерях излучения; б) эволюция импульса в среде при $\Phi_0 = 0,9\pi$ и $\Phi_0 = 1,1\pi$. Начальный импульс имеет гауссову форму ²¹.

Скорость «2π-импульса» в поглощающей среде $u < c$ (в усиливающей среде $u > c$ ⁵³). Замедление импульса возникает из-за того, что энергия импульса поглощается средой на его переднем фронте, а возвращается с некоторой задержкой на заднем фронте. Интересно, что скорость импульса u может быть на несколько порядков меньше фазовой скорости света c . Например, в газовой поглощающей среде с коэффициентом поглощения $\alpha_0 \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ импульс с $\tau \approx 10^{-5} \text{ сек}$ имеет скорость $u \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, т. е. в 10^3 раз меньше c .

Уменьшение скорости импульса в среде, очевидно, сопровождается его пространственным сжатием в среде. Действительно, характерный размер, например, переднего фронта импульса в среде $1/\alpha_0$, а вне среды $2/\tau c$ (крутизна для интенсивности вдвое больше, чем для амплитуды). При $u \ll c$ отношение скоростей $u/c \approx 2/\alpha_0 \tau$ как раз совпадает с отношением размеров импульса в поглощающей среде и вне ее.

Уменьшение скорости импульса в среде связано также с большой величиной плотности энергии $u_{\text{ср}}$, запасаемой в резонансных частицах, по сравнению с плотностью энергии поля $u_{\text{п}}$. Эту связь можно получить из следующих соображений¹⁰⁹. Если проинтегрировать среднюю плотность энергии импульса и среды по длине импульса $u\tau$, то получаем $u\tau (u_{\text{ср}} + u_{\text{п}})$. С другой стороны, можно проинтегрировать поток энергии через единицу сечения по времени. Поток энергии через сечение связан только с электромагнитной волной и имеет скорость, равную фазовой скорости волны в среде c . Следовательно, плотность энергии равна $stu_{\text{п}}$. Приравнявая эти выражения, имеем¹⁰⁹

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{c} + \frac{1}{c} \frac{u_{\text{ср}}}{u_{\text{п}}} \quad (3,18)$$

Это выражение точно совпадает с выражением (3,17), если подставить значения $u_{\text{ср}}$ и $u_{\text{п}}$, которые нетрудно вычислить, располагая выражением для формы импульса (3,16). Ясно, что $u \ll c$, если плотность энергии в среде $u_{\text{ср}}$ гораздо больше плотности энергии поля $u_{\text{п}}$.

В работе¹⁰⁹ показано, что в условиях самопропускания стационарного «2π-импульса» со скоростью $u \ll c$ возникает аномально большое фарадеевское вращение. Выражение для постоянной Верде, полученное в работе¹⁰⁹, можно представить в виде

$$\rho = \gamma \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{c} \right), \quad (3,19)$$

где $\gamma = g\beta/\hbar$ — гироманнитное отношение. При $u \approx 10^{-3}c$ постоянная Верде имеет порядок величины $\rho \approx 0,3 \text{ рад/см} \cdot \text{э}$, т. е. весьма велика. Аномальное фарадеевское вращение может иметь место и при распространении «2π-импульсов» в усиливающей среде. Постоянная Верде в этом случае по-прежнему определяется выражением (3,19), но скорость u определяется соотношением (2,38). Ясно, что ρ в этом случае меняет знак.

Аналогично при распространении поляризованного по кругу «2π-импульса» в среде возникает аксиальное магнитное поле, имеющее такую же временную зависимость, как и интенсивность импульса¹⁰⁹ (обратный фарадей-эффект).

б) Эксперимент. Первое экспериментальное наблюдение эффекта самопропускания импульса проведено в работе²¹. В этой работе поглощающей средой является кристалл рубина, охлаждаемый жидким гелием. Неоднородное уширение линии R_1 обусловлено неоднородностями натяжения¹¹⁰ и составляет $T_2^* \approx 10^{-10} \text{ сек}$. Источником входного импульса являлся рубиновый лазер, с кристаллом, охлажденным до температуры

жидкого азота. Тепловой настройкой лазера можно было добиться, чтобы линия генерации $\bar{E}(2E) \leftrightarrow {}^4A_2(\pm 3/2)$ совпадала с линией поглощения ${}^4A_2(\pm 1/2) \leftrightarrow \bar{E}(2E)$ образца. Импульс излучения имел энергию порядка 3 мдж и длительность 10 нсек. Пропускание слабого сигнала составляло 10^{-5} . При увеличении энергии импульса в шесть раз пропускание возрастало в 10^4 раз. Основным аргументом, подтверждающим наблюдение в ²¹ эффекта самопропускания, является существование задержки импульса, величина которой согласуется с выражением для скорости импульса и слишком велика для случая некогерентного взаимодействия.

В работе ⁷³ эффект самопропускания наблюдался при распространении импульса в газовой поглощающей среде. Газ имеет значительные преимущества перед твердым телом в такого рода экспериментах, так как времена релаксации поглощающих уровней, неоднородная доплеровская ширина и коэффициент поглощения могут легко контролироваться изменением давления, температуры и добавлением буферного газа. В эксперименте ⁷³ источником импульса когерентного света являлся CO_2 -лазер ¹¹¹, работающий в режиме периодических импульсов на $\lambda = 10,5915$ мкм. Поглощающей средой служил газообразный SF_6 , переход вращательно-колебательной полосы ν_3 которого совпадает с линией излучения $\lambda = 10,5915$ мкм CO_2 -лазера ^{85, 108}. Импульсы CO_2 -лазера с мощностью ~ 2 кВт и длительностью 200—300 нсек после линейного ослабления пропускались через двухпроходный поглощающий элемент длиной 4,7 м,

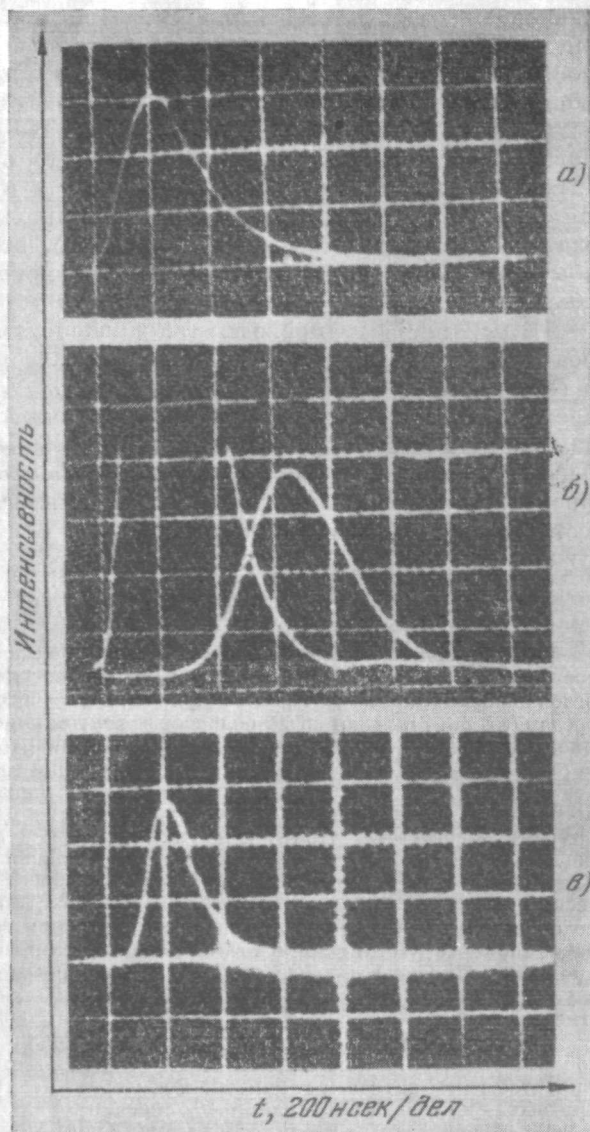


Рис. 21. Формы входного и выходного импульсов при мощности, достаточной для насыщения поглощения.

а) Типичная форма выходного импульса после прохождения 9,4 м в элементе без SF_6 ; б) двойная экспозиция с входным и выходным импульсами при давлении SF_6 0,04 тор (масштаб по вертикали увеличен в 4 раза); в) форма выходного импульса при давлении SF_6 0,04 тор и He 2 тор ⁷³.

заполненный SF_6 при низком (10^{-2} — $4 \cdot 10^{-2}$ тор) давлении. Измерялась энергия и форма импульсов на входе и выходе. При малых входных энергиях поглощение было линейным и пропорциональным давлению ($\alpha_0 \approx 0,344 \text{ см}^{-1} \text{ тор}^{-1}$). При увеличении мощности до величины $\sim 10 \text{ вт/см}^2$ начиналось просветление среды. Увеличение мощности в 10 раз приводило к увеличению пропускания в 10^4 раз. Порог мощности не зависел от давления в диапазоне $< 4 \cdot 10^{-2} \text{ тор}$, что свидетельствовало о выполнении условия $\tau_{\text{имп}} < T_2$. Формы входного и выходного импульсов, полученные в этой работе, приведены на рис. 21, а и б. Выходной импульс более симметричен, чем входной, и задержан на $\tau_d \approx 0,5 \text{ мксек}$. Поскольку мощность выходного импульса на большей его части превышает мощность входного, это не может быть эффектом обычного насыщения поглощения при некогерентном взаимодействии, обусловившемся в п. 3.1.

В работе ⁷³ был проведен также эксперимент по наблюдению некогерентного взаимодействия импульса с поглощающей средой. Для этого в ячейку добавлялся He с давлением 2 тор, который сильно уменьшил время релаксации T_2 до значения меньше $\tau_{\text{имп}}$. В этом случае наблюдалось сужение импульса при распространении (рис. 21, а и в). При распространении увеличивалась крутизна как переднего, так и заднего фронта. Это свидетельствует, что выполнялось также условие $\tau_{\text{имп}} \gg T_1$. Естественно, задержка импульса в этом случае отсутствовала.

4. ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ СРЕДА

Интересными свойствами обладает так называемая двухкомпонентная среда, состоящая из усиливающих и поглощающих частиц разного сорта с совпадающими резонансными линиями. Кроме эффектов, присущих усиливающей и поглощающей средам (гл. 2 и 3), такая среда обладает эффектом порогового пропускания импульсов. Первые свойства двухкомпонентной среды были рассмотрены в работах ^{62, 24}. В работе ⁶² двухкомпонентная среда рассматривалась с точки зрения создания квантового нейристора для оптической вычислительной машины. Двухкомпонентные среды представляют значительный интерес для получения мощных коротких и ультракоротких импульсов света. По существу лазеры с модуляцией добротности нелинейным поглотителем ^{18, 19, 76, 77} и лазеры с самофазировкой мод просветляющимся раствором ^{14, 20} можно рассматривать как двухкомпонентную среду, помещенную в оптический резонатор. Следует сразу отметить, что наличие поглощающего компонента не обязательно приводит к значительным потерям энергии импульса. Если сечение радиационного перехода для поглощающих частиц σ_b значительно больше, чем сечение для усиливающих частиц σ_a ($\sigma_b \gg \sigma_a$), то при равных коэффициентах поглощения и усиления на просветление поглотителя расходуется малая часть энергии импульса. Именно это обстоятельство делает эффективным сочетание двух сред.

Практически двухкомпонентную среду можно осуществить несколькими способами. В матрицу (стекло, кристалл) можно ввести примесные ионы двух сортов, так, чтобы при оптической накачке ионы одного сорта усиливали излучение, а ионы другого — поглощали. В работе ¹⁰¹ описано стекло с примесями Nd^{3+} (усиление) и NO_2^+ (поглощение), а в работе ⁹⁵ — стекло с примесями Nd^{3+} (усиление) и Yb^{3+} (поглощение). Когда усиливающие и поглощающие ионы введены в одну и ту же среду, происходит эффективная резонансная передача возбуждения от ионов усиливающего компонента к ионам поглощающего (переход энергии от «горячей» системы, которой являются инверсно заселенные ионы, к «холодной», которой являются ионы поглощающего компонента). В работе ⁹⁸ рассмотрена двухкомпонентная среда в виде оптического волновода, в оболочку которого введены поглощающие примесные ионы, а в сердечник — усиливающие. При определенных условиях световая волна проникает заметно в поглощающую оболочку (это имеет место для основной поверхностной волны ^{103, 104}). В такой двухкомпонентной среде усиливающие и поглощающие частицы пространственно разделены и резонансная передача энергии практически отсутствует. Наконец, можно чередовать усиливающие и поглощающие слои в направлении распространения, как это сделано, например, в работе ⁹.

Для создания двухкомпонентной среды надо иметь различные вероятности индуцированного перехода в компонентах. Это достигается, например, применением частиц двух сортов. Такой же эффект можно получить и с частицами одного сорта.

если сделать различной интенсивность излучения в компонентах. В частности, это можно осуществить, уменьшая диаметр пучка света в поглотителе с помощью оптической системы¹⁰². Другая возможность существует в полупроводниковых средах. Вероятность межзонного радиационного перехода в полупроводнике зависит от положения квазиуровней Ферми, а положение их в зонах в свою очередь зависит от уровня возбуждения. Следовательно, в неоднородно возбужденном полупроводнике (например, в разрезном лазерном диоде) можно создать двухкомпонентную среду. С этой точки зрения инжекционный лазер с неоднородным возбуждением рассматривался в работах¹¹³⁻¹¹⁵.

Лазер с двухкомпонентной средой в резонаторе обладает большим разнообразием динамических режимов (жесткий режим возбуждения¹¹⁶, самовключение добротности^{18, 19, 76, 77, 88}, периодические пульсации¹¹⁷, самофазировка мод^{20, 14} и т. д.). Эти вопросы в настоящем обзоре, посвященном проблеме распространения импульсов света, не рассматриваются.

Распространение импульса света в двухкомпонентной среде рассматривалось в работах^{62, 24, 8, 9, 97-99, 22, 182}. В настоящем обзоре невозможно рассмотреть всевозможные комбинации свойств двух компонентов. Поэтому мы ограничимся несколькими практическими интересными случаями.

4.1. Некогерентное взаимодействие

В области некогерентного взаимодействия импульса с усиливающим и поглощающим компонентами представляют интерес два предельных случая

$$\tau_{\text{имп}} \ll T_1^a, T_1^b, \quad (4,1)$$

$$T_1^b \ll \tau_{\text{имп}} \ll T_1^a, \quad (4,2)$$

где индекс a относится к усиливающему компоненту, b — к поглощающему. В случае (4,1) насыщение поглощения и усиления определяется энергией импульса, а в случае (4,2) насыщение поглощения определяется мгновенной мощностью импульса. Случай (4,1) исследовался в работах^{62, 24, 8, 9, 97-99}, а случай (4,2) — в работах^{22, 182}. Рассмотрим их отдельно.

а) Случай насыщения поглощения энергией. Распространение импульса в этом случае описывается уравнением типа (2,14), но с учетом двух компонентов:

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = cI \left\{ \sigma_a N_{a0} \exp \left[-2\sigma_a \int_{-\infty}^t I(t', x) dt' \right] - \right. \\ \left. - \sigma_b N_{b0} \exp \left[-2\sigma_b \int_{-\infty}^t I(t', x) dt' \right] - \gamma \right\}, \quad (4,3)$$

где $N_{a0} = N_2^a - N_1^a$ — начальная плотность инверсной заселенности усиливающих частиц, $N_{b0} = N_1^b - N_2^b$ — начальная плотность разности заселенностей уровней поглощающих частиц, а остальные обозначения прежние. Из уравнения (4,3) можно получить уравнение для энергии импульса E

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N_{a0}}{2} [1 - \exp(-2\sigma_a E)] - \frac{N_{b0}}{2} [1 - \exp(-2\sigma_b E)] - \gamma E. \quad (4,4)$$

Из (4,4) видно, что при

$$\sigma_a N_{a0} - \sigma_b N_{b0} - \gamma < 0 \quad (4,5)$$

слабый импульс ($E \ll 1/2\sigma_b, 1/2\sigma_a$) затухает, так как потери в поглощающем компоненте и линейные потери превышают усиление.

Однако если насыщение поглощения наступает раньше, чем насыщение усиления ($\sigma_b \gg \sigma_a$), а усиление $\sigma_a N_{a0}$ превышает линейные потери γ , среда становится усиливающей под действием импульса с энергией, превышающей некоторую пороговую энергию $E_{\text{пор}}$. На рис. 22 показана зависимость правой части уравнения (4,4), т. е. коэффициента усиления среды dE/dx , от энергии импульса в таком случае. Видно, что импульс с энергией $E < E_1$ и $E > E_2$ будет затухать, а импульс с энергией $E_1 < E < E_2$ будет усиливаться, пока энергия его не достигнет стационарного значения E_2 . Поэтому энергию E_1 можно называть пороговой энергией, а E_2 — предельной энергией импульса. При вычислении пороговой энергии $E_{\text{пор}}$ можно пренебречь насыщением усиления, а при вычислении стационарной энергии поглощающий компонент можно считать полностью просветленным. Выражения для $E_{\text{пор}}$ и E_{max} имеют вид ⁹⁸

$$E_{\text{пор}} = \frac{1}{2\sigma_b} f \left(\frac{\sigma_b N_{b0}}{\sigma_a N_{a0} - \gamma} \right), \quad (4,6)$$

$$E_{\text{max}} = \frac{1}{2\sigma_a} f \left(\frac{\sigma_a N_{a0}}{\gamma} \right), \quad (4,7)$$

где функция $f(x) = x [1 - \exp(-x)]$.

Происхождение предельной энергии, так же как и в однокомпонентной усиливающей среде, объясняется линейными потерями излучения. Пороговое свойство является результатом комбинации двух сред при условии $\sigma_b > \sigma_a$. Такую среду можно назвать устойчивой, так как она, в отличие от усиливающей среды, устойчива по отношению к внешним сигналам с энергией $E < E_{\text{пор}}$ ^{24, 97, 99}. В частности, двухкомпонентная среда может быть устойчива по отношению

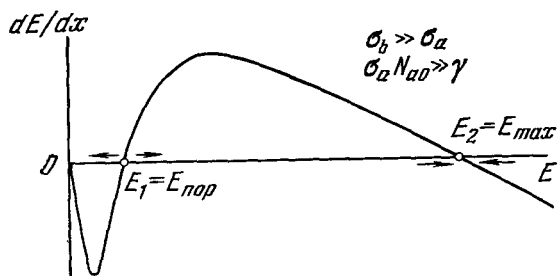


Рис. 22. Зависимость усиления двухкомпонентной среды от энергии импульса ⁶².

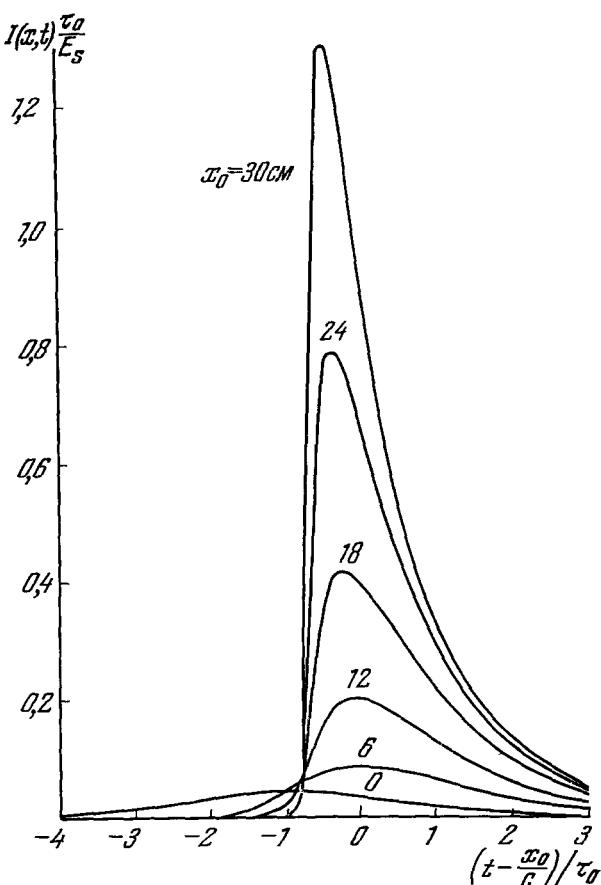


Рис. 23. Изменение формы экспоненциального импульса при распространении в двухкомпонентной среде, когда начальная энергия импульса больше пороговой.

Параметры среды: $\sigma_b/\sigma_a = 50$; $\sigma_a N_{a0}/\sigma_b N_{b0} = 5$; $\sigma_a N_{a0} = 0,2 \text{ см}^{-1}$; $\gamma = 0,03 \text{ см}^{-1}$.

В частности, двухкомпонентная среда может быть устойчива по отношению

к спонтанному шуму усиливающего компонента. Это свойство практически важно для оптических усилителей с большим коэффициентом усиления, в которых усиление спонтанного излучения приводит к интенсивной сверхлюминесценции и насыщению усиления.

При распространении импульса в двухкомпонентной среде с $\sigma_b \gg \sigma_a$ происходит существенное сокращение длительности независимо от формы входного импульса⁸. Нелинейно поглощающий компонент в этом случае непрерывно увеличивает крутизну переднего фронта, а при нелинейном усилении импульса со сформированным ступенчатым фронтом в усиливающем компоненте происходит сокращение длительности. Эти два этапа деформации импульса хорошо видны на рис. 23, на котором показано изменение формы экспоненциального импульса. В однокомпонентной усиливающей среде такой импульс стремится к стационарной форме с постоянной длительностью, а в двухкомпонентной — непрерывно сокращается. Экспериментально это явление наблюдалось в работе⁹ и использовалось для получения мощных коротких импульсов света. Этот эксперимент описан в п. 2.2, 6 и гл. 5.

б) Случай насыщения поглощения мощностью реализуется при условии (4.2). При этом условии поглощение зависит от мгновенной мощности импульса $I(t, x)$ и определяется выражением (3.1). По-прежнему наиболее интересен случай, когда насыщение поглощения начинается значительно раньше, чем насыщение усиления, так как тогда можно получить эффект порогового усиления. При $\sigma_b \gg \sigma_a$ основной вклад в изменение формы импульса дает нелинейность поглощения. Роль усиливающего компонента сводится лишь к компенсации потерь, и поэтому при рассмотрении эволюции формы импульса усиление можно считать линейным. Распространение импульса света тогда описывается уравнением типа (3,2)

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = cI \left[(\sigma_a N_{a0} - \gamma) - \frac{\sigma_b N_{b0}}{1 + (I/I_s)} \right], \quad (4,8)$$

где $I_s = (2\sigma_b T_b^1)^{-1}$ — мощность насыщения поглощения (фотонов/см²сек).

На рис. 24 показана зависимость коэффициента усиления от интенсивности I . Видно, что если для слабого сигнала среда является поглощающей ($\sigma_a N_{a0} < \sigma_b N_{b0} + \gamma$), при некоторой пороговой интенсивности $I_{\text{пор}}$ она становится усиливающей. Если интенсивность начального импульса $I_0(t) < I_{\text{пор}}$, то такой импульс при распространении затухает. Если $I_0(t) > I_{\text{пор}}$, то части импульса, удовлетворяющие этому условию, усиливаются, а остальные затухают. В результате происходит эффективное сжатие импульса.

Скорость сжатия импульса, так же как и в случае однокомпонентной нелинейно поглощающей среды, определяется выражением (3,3). Она максимальна при $I \approx I_s$ и стремится к нулю в предельных случаях

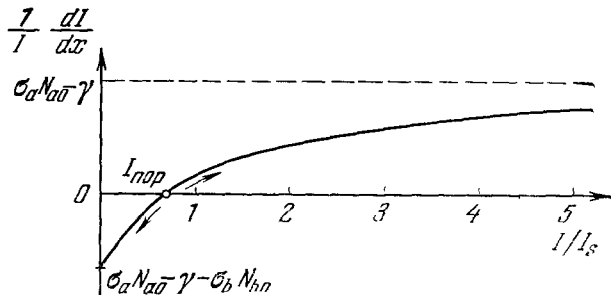


Рис. 24. Зависимость коэффициента усиления двухкомпонентной среды с насыщением поглощения по мощности от интенсивности излучения

$$I_{\text{пор}} = I_s \frac{\sigma_b N_{b0} + \gamma - \sigma_a N_{a0}}{\sigma_a N_{a0} - \gamma}.$$

$I \ll I_s$ и $I \gg I_s$. Однако наличие эффекта порогового усиления позволяет поддерживать $I \approx I_{\text{пор}} \approx I_s$ достаточно долго (но не бесконечно долго, так как точка $I = I_{\text{пор}}$, как это очевидно из рис. 24, неустойчива). Если начальный импульс света имеет плавные фронты, интенсивность в максимуме I_0 и длительность τ_0 , то его длительность τ связана с максимальной интенсивностью I при распространении соотношением ^{22, 25}

$$\tau = \tau_0 \left[\frac{I_{\text{пор}} - I_0}{1 + (I_0/I_s)} \frac{1 + (I/I_s)}{I_{\text{пор}} - I} \right]^{1/2}. \quad (4,9)$$

Нетрудно видеть, что $\tau = 0$, если $I_0 = I_{\text{пор}}$. Если $I_0 \neq I_{\text{пор}}$, то импульс либо затухает ($I_0 < I_{\text{пор}}$), либо усиливается ($I_0 > I_{\text{пор}}$), а длительность импульса стремится к стационарным значениям, которые тем меньше, чем ближе максимальная интенсивность начального импульса I_0 к пороговой интенсивности. Форма импульса стремится к гауссовой форме вида $\exp \{ -(|t - (x/c)|/\tau)^2 \}$. Конечно, процесс сжатия импульса нелинейным поглотителем продолжается лишь до длительностей порядка T_1^b . При длительности импульса $\sim T_1^b$ поглотитель не успевает релаксировать на заднем фронте и насыщение определяется энергией импульса. Дальнейшее сжатие может происходить за счет нелинейности усиливающего компонента, если энергия импульса достаточна для насыщения усиления.

Практически эффект сжатия импульса в двухкомпонентной среде используется в лазере с самофазировкой мод нелинейным поглотителем ^{14, 20}. Такой лазер представляет собой усиливающую и поглощающую среды, помещенные в оптический резонатор (рис. 25, а). Импульс света,

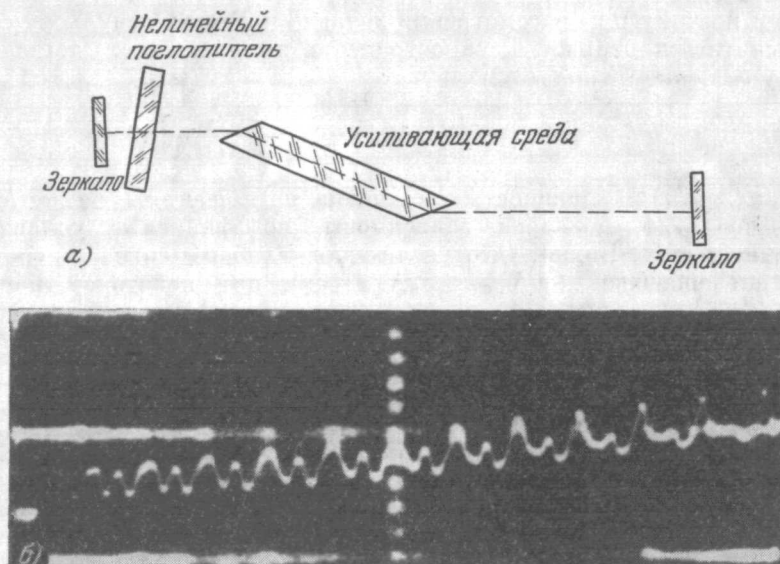


Рис. 25. Эволюция импульса в лазере с самофазировкой мод нелинейным поглотителем, как в двухкомпонентной среде.

а) Схема лазера; б) осциллограмма пути импульсов из лазера, полученная в работе ¹⁰⁰.

возникающий внутри лазера за счет биений аксиальных мод, многократно проходит через оба компонента. Каждый раз, проходя нелинейный поглотитель, импульс немного сжимается. При многократном прохождении резонатора накапливается довольно существенное сжатие ¹⁸⁴. Динамика этого процесса теоретически исследована в работе ²⁵. Процесс постепен-

ного сжатия импульсов в лазере с самофазировкой мод наблюдался в работе ¹⁰⁰. На рис. 25, б приводится осциллограмма цуга импульсов, демонстрирующая этот процесс. Период повторения импульсов равен времени полного прохода резонатора. Видно, что при каждом последующем проходе через двухкомпонентную среду импульс становится несколько короче.

В работе ¹⁸² исследовалась эволюция импульса при распространении в двухкомпонентной среде с насыщением поглощения по мощности. В этом эксперименте импульс рубинового лазера с модулированной добротностью многократно пропусклся через усиливающую (кристалл рубина) и поглощающую (две кюветы с криптоцианином) среды. Схема этого эксперимента приведена на рис. 26. Начальное пропускание каждой кюветы

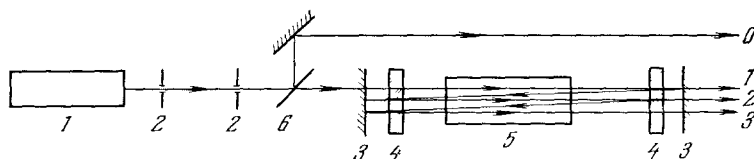


Рис. 26. Схема эксперимента по наблюдению эволюции импульса при распространении в двухкомпонентной среде с быстрой релаксацией в поглотителе ¹⁸².

1 — рубиновый лазер с просветляющим раствором из фталоцианина ванадия; 2 — диафрагмы с диаметром ~ 1 мм; 3 — зеркала с отражением $\sim 65\%$; 4 — кюветы с раствором криптоцианина с пропусканием 25% ; 5 — усиливающая рубиновая среда с усилением на проход ~ 10 .

с криптоцианином $\eta_0 \approx 0,25$, коэффициент усиления рубинового кристалла на проход $K \approx 10$, коэффициент отражения зеркал $r = 0,65$. В отсутствие внешнего излучения такая система находится в устойчивом «запертом» состоянии, так как поглощение на проход в 4 раза превышает усиление. На вход подавался импульс лазера с мощностью $1-10$ мвт/см² и длительностью по полувысоте $\tau_0 = 10$ нсек. Пороговая мощность $I_{\text{пор}}$, т. е. мощность, при которой общие потери сравнивались с усилением, составляла несколько мвт. Если максимальная интенсивность входного импульса I_{max} совпадала с $I_{\text{пор}}$ с точностью до нескольких процентов, то происходило эффективное сжатие импульса примерно вдвое за один проход. Это отчетливо видно на рис. 27, а, где приведены осциллограммы начального импульса и импульсов после первого, третьего и пятого проходов. Эти результаты хорошо согласуются с соотношениями (3,4) и (4,8). После второго прохода импульс сжимается до 2—3 нсек, т. е. до величины, сравнимой с временным разрешением приемника. Ожидаемая величина длительности после пятого прохода примерно 0,3 нсек. Если I_{max} превышает $I_{\text{пор}}$ на 5—10%, то происходит быстрое нарастание мощности импульса, при котором сжатие мало (рис. 27, б), и, наоборот, если I_{max} меньше $I_{\text{пор}}$, то импульс затухает (рис. 27, в).

Двухкомпонентная среда такого типа по существу является пороговым элементом, пропускающим импульсы с интенсивностью больше некоторой пороговой. В частности, если входной импульс содержит несколько флуктуационных выбросов с интенсивностью больше $I_{\text{пор}}$, то при распространении формируется несколько ультракоротких импульсов. Эту тенденцию можно заметить на осциллограмме рис. 27, а. Объясняется она присутствием флуктуационных выбросов в начальном лазерном импульсе. Эти флуктуационные выбросы в начальном импульсе недостаточно глубоки и сильно сглажены инерционностью приемника. Свойство двухкомпонентной среды подчеркивать флуктуационные выбросы можно

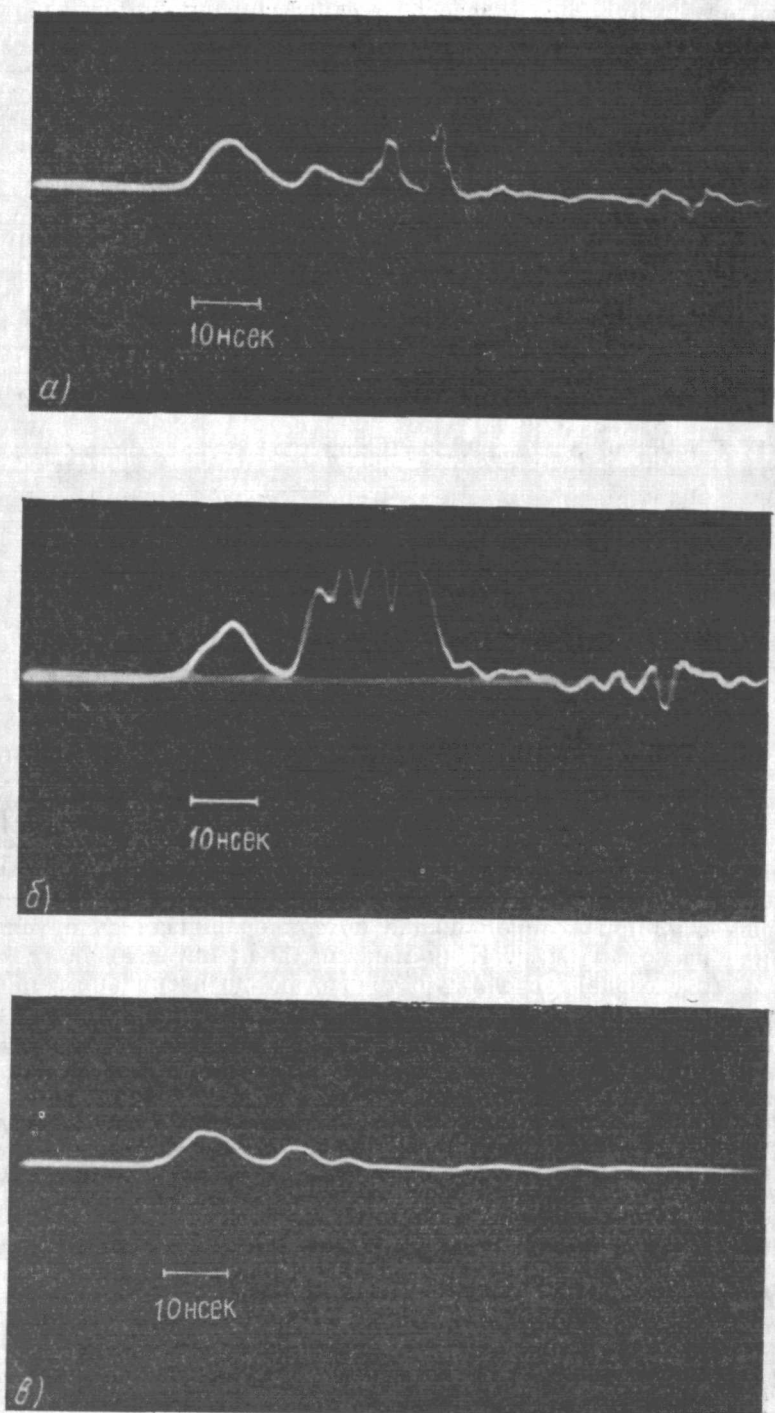


Рис. 27. Осциллограммы начального импульса и импульсов после 1-го, 3-го и 5-го проходов через двухкомпонентную среду, полученные в работе ¹⁸².

а) Максимальная интенсивность начального импульса I_{max} близка к пороговой интенсивности $I_{\text{пор}}$; *б)* I_{max} выше $I_{\text{пор}}$; *в)* I_{max} ниже $I_{\text{пор}}$.

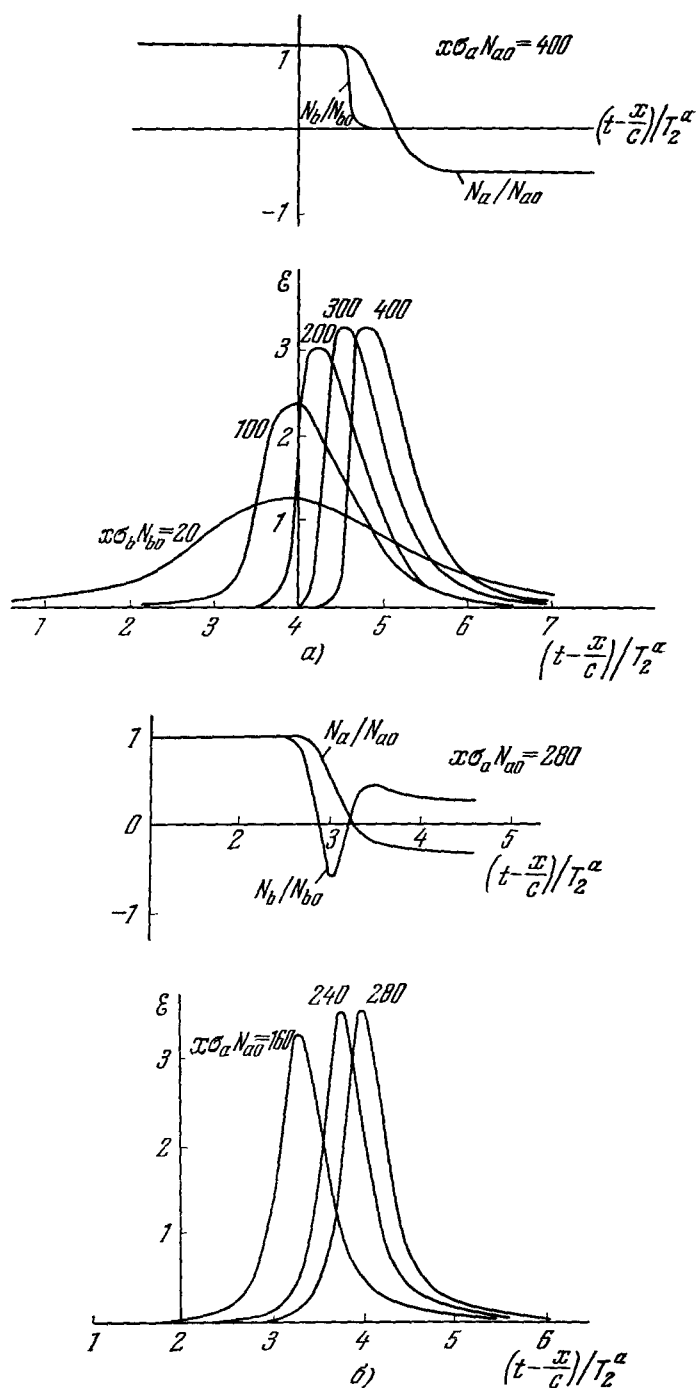


Рис. 28. Эволюция импульса когерентного света при распространении в двухкомпонентной среде с линейными потерями. а) Когерентное взаимодействие с усиливающим компонентом и некогерентное — с поглощающим; б) когерентное взаимодействие с обоими компонентами. Параметры среды: $\sigma_b/\sigma_a = 5$, $\gamma/\sigma_a N_{a0} = 0.2$, $\sigma_b N_{b0}/\sigma_a N_{a0} = 1$, $T_2^a/T_2^b = \infty$ (а) или 2 (б). Напряженность поля выражена в единицах $(cT_2^a\sigma_a/4\pi\hbar\omega)^{1/2}$.

использовать для исследования флуктуационных свойств излучения и формирования ультракоротких импульсов света. Например, сверхлюминесцентное или многомодовое излучение лазера содержит ультракороткие флуктуационные выбросы с амплитудой, в несколько раз превышающей среднюю интенсивность излучения¹¹². Если такое излучение пропускать через двухкомпонентную среду при условии, что средняя интенсивность меньше пороговой, то можно выделять только наиболее интенсивные выбросы ультракороткой длительности.

4.2. Когерентное взаимодействие

Эффекты когерентного взаимодействия импульса света при распространении в двухкомпонентной среде в литературе практически не рассмотрены. Имеется лишь ряд замечаний в работах^{62, 9, 25}. Это объясняется математическими трудностями при решении таких задач. Так, даже в случае точного резонанса и однородного уширения распространение описывается пятью уравнениями: уравнением (2,32) и двумя парами уравнений типа (2,33) для каждого из компонентов. Однако из качественных соображений ясно, что здесь можно ожидать суперпозиции эффектов, возникающих при взаимодействии с каждым из компонентов, которые рассмотрены в пп. 2.3 и 3.2. Проиллюстрируем это на примерах численного решения уравнений.

Пусть, например, $T_2^b \ll \tau_{\text{имп}} \sim T_2^a$, так что импульс взаимодействует когерентно с усиливающим компонентом и некогерентно с поглощающим. За счет усиливающего компонента в среде с линейными потерями должен формироваться стационарный «л-импульс». Если $\sigma_b \gg \sigma_a$, то поглотитель просветляется на переднем фронте импульса и тем самым увеличивает его крутизну. Кроме того, из-за нелинейного поглощения скорость импульса $u < c$. На рис. 28, а показаны результаты численного решения соответствующих уравнений для такого случая, которые подтверждают эту качественную картину. Видно, что стационарный «л-импульс» имеет асимметричную форму и скорость распространения его $u < c$.

Если взаимодействие когерентно с обоими компонентами, то также формируется стационарный импульс ($\gamma \neq 0$). Если $T_2^a > T_2^b$ и $\sigma_b \gg \sigma_a$, то для усиливающего компонента он является «л-импульсом», а для поглощающего «л-импульсом». Наименьшую длительность импульс имеет в случае, когда он является «л-импульсом» для усиливающей среды и «2л-импульсом» для поглощающей (при $T_2^a = 2T_2^b$). На рис. 28, б приведены результаты численного решения соответствующих уравнений для такого случая. При $T_2^a \gg T_2^b$ отклик поглотителя состоит из нескольких осцилляций и форма стационарного импульса становится более сложной.

5. ПОЛУЧЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА МЕТОДОМ УСИЛЕНИЯ

В настоящее время для получения мощных импульсов света в качестве активных сред используются рубин и неодимовое стекло (см. таблицу на стр. 185). Оптическая накачка с помощью импульсных ламп позволяет запасать энергию обычно не выше $1\text{--}2 \text{ дж/см}^3$. Разумеется, в когерентное излучение переходит лишь часть этой энергии (10—50%). Поэтому, для того чтобы получить энергию, например, 100 дж только от генератора, пришлось бы использовать значительный объем активной среды (порядка 10^3 см^3). Это практически невозможно по следующим причинам. Увеличение длины приводит к увеличению длительности и соответственно уменьшению мощности импульса. Кроме того, увеличе-

ние длины приводит к возникновению сильной сверхлюминесценции за счет усиления спонтанного излучения и высвечивания запасенной энергии. При значительном увеличении поперечного размера становится невозможной эффективная накачка внутренних областей среды. Кроме того, это приводит к резкому ухудшению параметров выходного импульса, так как из-за конечной скорости развития генерации в поперечном направлении возрастает длительность импульса^{58, 150}, а из-за возбуждения неаксиальных мод высокого порядка резко падает направленность излучения. Помимо этих причин, рост выходной мощности ограничивается повреждениями в лазере под действием собственного излучения. Эти повреждения могут возникать как в материале активной среды, так и в других элементах лазера (затвор, зеркала), причем эти элементы зачастую оказываются наименее прочными.

Поэтому для получения импульсов большой энергии и мощности в настоящее время используют метод усиления. Импульс генератора сравнительно малой энергии и мощности пропускают через усиливающую среду достаточно больших размеров. В отличие от генератора, увеличение поперечного сечения активной среды не увеличивает длительность выходного импульса, так как она определяется задающим генератором. В схеме усиления удастся уменьшить влияние сверхлюминесценции путем разделения усиливающей среды на отдельные каскады и уменьшения связи между ними. Повреждения активной среды мощным излучением ограничивают рост энергии и мощности с единицы поперечного сечения, но предельные значения мощности здесь выше, чем в генераторах из-за отсутствия зеркал и пр. В усилителях имеется возможность значительного увеличения поперечного сечения. Трудности, связанные с накачкой стержней большого диаметра, здесь уменьшаются снижением концентрации примесных ионов, а соответствующее уменьшение усиления и запасенной энергии компенсируется дополнительным увеличением длины. В результате методом усиления импульса лазера с Q -модуляцией удастся получать импульсы с энергией до нескольких сот джоулей при длительности 5—50 нсек^{11, 118}. Используя в качестве задающего генератора лазер ультракоротких импульсов с самофазировкой мод, удастся получать импульсы с энергией до 20 дж при длительности 10^{-11} — 10^{-12} сек¹⁶.

Рассмотрим экспериментальные установки, на которых получены импульсы с наибольшей мощностью и энергией.

5.1. Короткие импульсы

В работе⁹ описана лазерная установка с рубином в качестве активной среды. Она состоит из задающего генератора с Q -модуляцией затвором Керра и трех каскадов усилителя. В генераторе использовался кристалл рубина длиной 120 мм и диаметром 10 мм. Передний фронт импульса срезался затвором, состоящим из ячейки Керра и просветляющегося раствора фталоцианина ванадия в толуоле с начальным пропусканием $4 \cdot 10^{-2}$. Затем импульс проходил через три каскада усилителя, в которых использовались кристаллы рубина длиной 240 мм и диаметром 16 мм. Торцы стержней срезались под углом Брюстера для предотвращения самовозбуждения. Общий коэффициент усиления достигал 16^4 . Между первым и вторым каскадами усилителя помещалась кювета с фталоцианином ванадия с начальным пропусканием 10%. Этот нелинейный поглотитель предотвращал самовозбуждение усилителя и способствовал обострению переднего фронта импульса. За счет изменения формы импульса в режиме нелинейного усиления длительность выходного импульса сокращалась до 2 нсек при энергии 15 дж.

Предельная плотность энергии, достигнутая в этой установке, составляла $7-8 \text{ дж/см}^2$ и определялась самоповреждением кристаллов рубина сильным световым полем. Ранее в работе ¹³ исследовалась зависимость пороговой энергии самоповреждения рубина и неодимового стекла от длительности импульса. На рис. 29 показаны полученные в этой работе данные. Видно, что для рубина в диапазоне длительностей импульса от

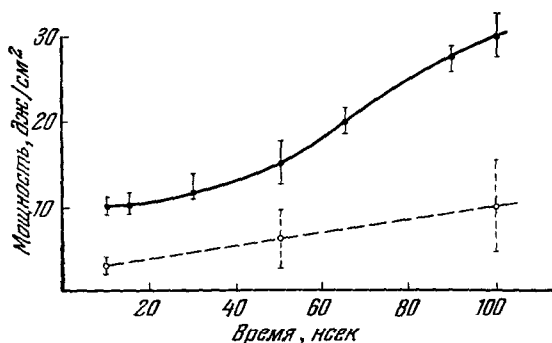


Рис. 29. Зависимость пороговой энергии самоповреждения рубина и неодимового стекла от длительности импульса ¹³.

● — рубин, ○ — неодимовое стекло.

10 до 30 нсек разрушение определяется лишь энергией импульса. Полученные в ⁹ данные для $\tau_{\text{имп}} = 2 \text{ нсек}$ подтверждают эту тенденцию вплоть до 10^{-9} сек . Если эта тенденция сохраняется для более коротких импульсов, то для повышения предельной выходной мощности необходимо сокращать длительность импульса ¹⁰.

Более высокие энергии импульсов можно получать, используя неодимовое стекло, так как из него можно изготавливать стержни практически любой длины и попе-

речного сечения. Стекло по сравнению с рубином обладает более высоким оптическим качеством, что обеспечивает значительно меньшую расходимость излучения генератора и позволяет создавать установки большой длины.

В работе ¹¹ описана установка с неодимовым стеклом в качестве активной среды, излучающей импульс света с энергией 100 дж при длительности 5 нсек. Общий вид установки (со стороны выходных каскадов) приведен на рис. 30. В этой установке использовался задающий генератор, в котором применялся стержень из неодимового стекла диаметром 6 мм и длиной 130 мм с просветленными торцами. Стержень задающего генератора возбуждался в осветителе со спиральной лампой (энергия накачки 15 кдж). Резонатор был образован двумя зеркалами с коэффициентами отражения 98 и 37%. Модуляция добротности осуществлялась электрооптическим затвором Керра. Генератор излучал импульс света с энергией 0,3 дж и длительностью 10—15 нсек. Излучение генератора проходило через второй затвор Керра, кювету с просветляющимся фильтром и попадало на вход оптического квантового усилителя с коэффициентом усиления около 500 для слабого сигнала. Такой коэффициент усиления был достигнут благодаря применению стержня диаметром 10 мм и длиной 600 мм, торцы которого срезались под углом Брюстера. На выходе этого усилителя энергия импульса достигала 3—5 дж. Дальнейшее усиление импульса производилось в стержнях основного усилителя диаметром 30 мм, так как при мощностях $0,5-1 \text{ Гвт/см}^2$ происходит сильное повреждение стержня. Для заполнения поперечного сечения стержней основного усилителя использовался телескоп, расширяющий пучок света в 2,5 раза. Поверхности линз телескопа были просветлены на длину волны $1,06 \text{ мкм}$. Основной усилитель состоял из четырех стержней диаметром 30 мм и длиной 60 мм. Торцы этих стержней также срезались под углом Брюстера. Каждый из стержней усилителя накачивался четырьмя прямыми лампами накачки в эллиптическом осветителе (общая энергия накачки 60 кдж). Коэффициент усиления основного усилителя достигал 10^4 . При

таким высоким значением коэффициента усиления может возникнуть самовозбуждение за счет обратной связи при рассеянии на боковой поверхности стержней, что приведет к обеднению инверсной заселенности. Такое

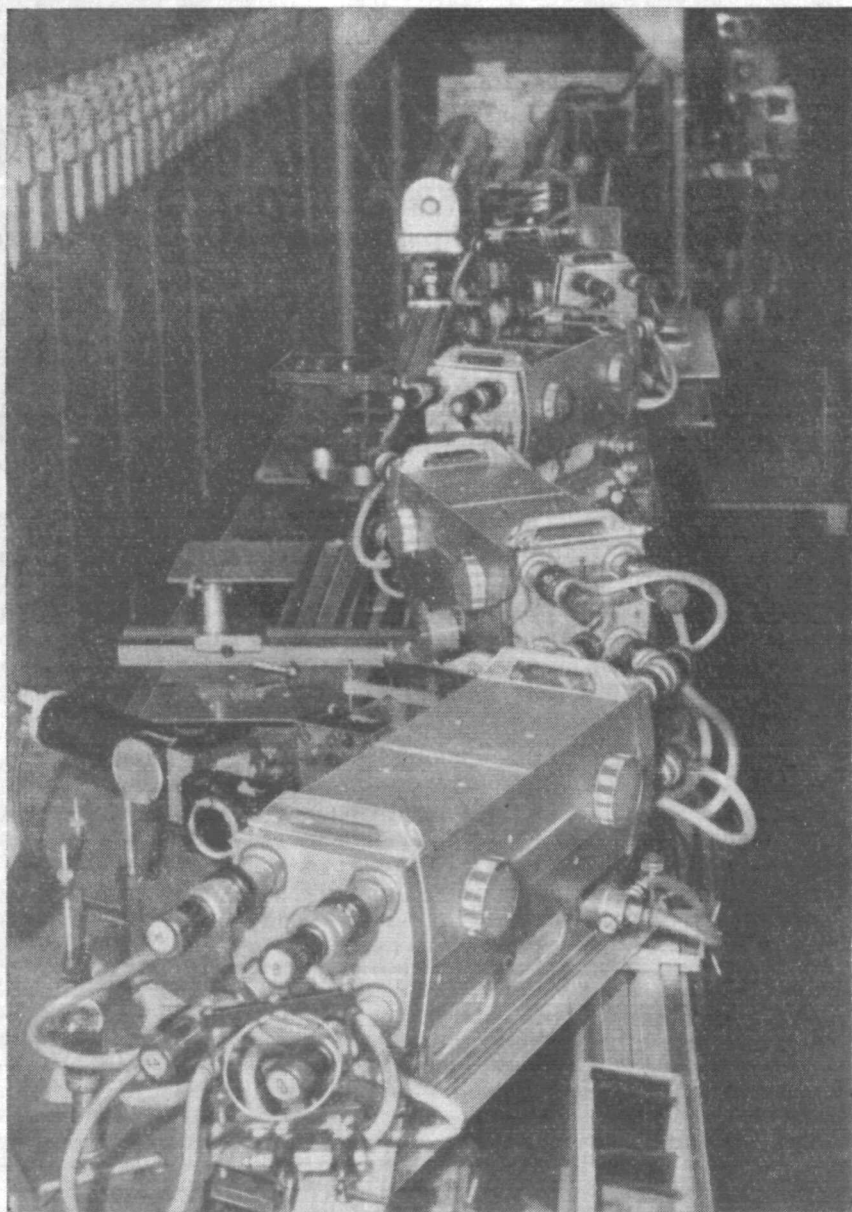


Рис. 30. Фотография мощной лазерной установки на неодимовом стекле, описанной в работе ¹¹.

же обеднение инверсной заселенности происходит за счет усиления спонтанного излучения. В обоих этих случаях коэффициент усиления среды резко падает. Кроме того, при включении электрооптического затвора в системе с высоким коэффициентом усиления может развиваться фотонная

лавины в виде довольно короткого гигантского импульса суперлюминесценции⁶¹. Для предотвращения всех этих явлений, обедняющих инверсную заселенность в усилителе, стержни усилителя раздвигались один относительно другого на расстояние 0,7 м и между каскадами усилителя устанавливались кюветы с просветляющимися фильтрами. Длительность выходного импульса по полувысоте составляла 5 нсек, энергия достигала 100 дж. Расходимость излучения не превышала $5 \cdot 10^{-3}$ рад. В случае, когда использовался другой задающий генератор, излучающий импульс с длительностью 7 нсек, на выходе был получен импульс с длительностью 2,8 нсек и энергией 55 дж. При полученных значениях энергии импульса после первой же вспышки внутри стержня последнего каскада наблюдались повреждения в виде пузырей. На поверхности выходного торца происходил световой пробой, вызывающий ее матирование. После двух-трех вспышек выходная энергия падала вдвое, а десять вспышек полностью разрушали выходной торец последнего стержня.

Французская фирма «Compagnie Generale d'Electricité» сообщила о создании мощной лазерной установки на неодимовом стекле, которая излучает импульсы с энергией 500 дж при длительности 30 нсек или с энергией 250 дж при длительности 5 нсек¹¹⁸. Установка состоит из задающего генератора и многокаскадного усилителя. В усилителе используются стержни неодимового стекла с прямыми торцами с последовательно возрастающими диаметрами 16, 23, 32, 45, 60 мм. Для согласования пучков названного диаметра используются телескопические системы. Самовозбуждение усилителя предотвращается нанесением на торцы стержней антиотражающего покрытия и наклоном их относительно друг друга. В качестве задающего генератора используется либо генератор с Q -модуляцией вращающейся призмой полного внутреннего отражения (длительность импульса 30 нсек), либо генератор с электрооптической Q -модуляцией (длительность импульса 5 нсек)¹¹⁹. Большая площадь поперечного сечения последнего каскада позволяет получать выходную мощность 50 Гвт. При расходимости излучения 10^{-3} рад это соответствует яркости излучения $2 \cdot 10^{15}$ вт/см²стер.

Как было отмечено ранее, неодимовое стекло обладает высоким оптическим качеством. Это дает возможность добиться исключительно высокой направленности выходного излучения, определяемой лишь дифракцией. Для этого необходимо применять задающий генератор с дифракционной расходимостью и принять меры против возникновения дисторсии в стержнях усилителя при накачке. В работе¹²⁰ была получена выходная мощность 4 Гвт при яркости $2 \cdot 10^{17}$ вт/см²стер. При фокусировке такого излучения реальной оптической системой на площадку с размерами 10λ достигается мощность $10^{15} - 10^{16}$ вт/см², что соответствует напряженности электрического поля световой волны $5 \cdot 10^8 - 10^9$ в/см и напряженности магнитного поля $2 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6$ гс.

5.2. Ультракороткие импульсы

Чрезвычайно высокие мощности (порядка 10^3 Гвт) можно получить и в несфокусированном луче¹⁶. Это удастся достигнуть путем усиления ультракоротких импульсов света лазера с самофазировкой мод нелинейным поглотителем¹⁵. Лазер с самофазировкой мод излучает цуг ультракоротких импульсов, период следования которых равен удвоенному времени прохода света между зеркалами (несколько нсек). Поэтому необходимо применять специальную методику для выделения отдельного импульса из цуга. В работе¹⁵ сообщалось о генерации и усилении ультракоротких световых импульсов с использованием такого метода. Схема

установки показана на рис. 31. В лазере используется стержень из неоди-мового стекла длиной 53 см и диаметром 1,3 см с торцами, срезанными под углом Брюстера. Резонатор был образован двумя зеркалами (коэффициент отражения свыше 99%) с расстоянием между ними 70 см. Кювета с просветляющимся красителем, поляризационная призма Глана и ячейка Керра помещались внутри резонатора. Генератор работает следующим образом. При отсутствии напряжения на ячейке Керра затвор открыт, что обеспечивает развитие генерации. Часть излучения от поляризатора фокусировалась в разрядный промежуток импульсного высоковольтного генератора. Разрядник отрегулирован так, что при определенной мощности лазерного излучения происходит пробой и высокое напряжение оказывается приложенным к ячейке Керра. При этом плоскость поляризации света при двойном проходе ячейки Керра поворачивается на 90° и излучение генератора выбрасывается поляризатором в сторону — на вход усилителя. Разумеется, после поворота плоскости поляризации свет не достигает второго зеркала и генерация прекращается. Таким образом, на вход усилителя поступает тот импульс, который предшествовал моменту включения затвора. Энергия этого импульса порядка 0,05 дж, длительность порядка 1 нсек и пиковая мощность 50 Мвт. Усилителем являлся неодимовый стержень длиной 76 см и диаметром 1,9 см. После усиления энергия возрастала до 1,8 дж, а мощность до 1,8 Гвт. Сравнительно большая длительность импульса, по мнению авторов, связана с применением длинного стержня в генераторе и помещением элементов затвора внутри резонатора. Заменив стержень в генераторе длиной 53 см на стержень длиной 16,5 см, им удалось получить выходную мощность 40 Гвт с длительностью $\sim 2 \cdot 10^{-11}$ сек.

В работе ¹⁶ описана более мощная установка, в которой электрооптический затвор для выделения одиночного импульса помещался вне резонатора, что позволяло получать более короткие импульсы от задающего генератора, а усиление выделенного импульса производилось пятью каскадами со стержнями из неодимового стекла, каждый длиной 60 см. Диаметр стержней двух последних каскадов был 40 мм. Общий коэффициент достигал 10^4 (для слабого сигнала наносекундной длительности). Между затвором Керра и первым каскадом усилителя, а также между первым и вторым каскадами помещались кюветы с растворами просветляющегося красителя для того, чтобы срезать ту часть излучения, которая проникает через закрытый затвор Керра. Энергия импульса на выходе достигала 20 дж. Измерения длительности, выполненные по методике ¹²¹, показали, что излучение генератора состоит из семи импульсов длительностью 2—3 нсек, следующих друг за другом через 100 нсек. Выходная мощность импульсов составляла $\sim 10^3$ Гвт, что соответствовало плоскости мощности порядка 10^{11} вт/см².

В работе ¹⁶ достигалась плотность энергии 2 дж/см² без значительных повреждений неодимового стекла. На основании этих данных и данных работ ^{13, 9, 11} можно считать, что повреждение люминесцентных

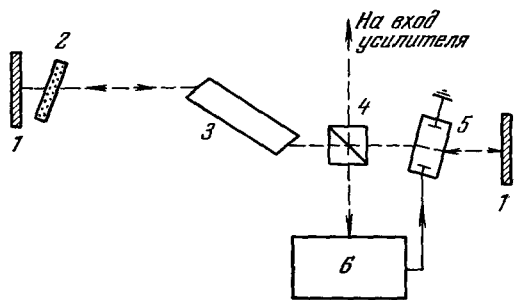


Рис. 31. Схема выделения одиночного импульса из цуга ультракоротких импульсов ¹⁵. 1 — зеркала; 2 — кювета с просветляющимся раствором; 3 — усиливающая среда из неодимового стекла; 4 — поляризационная призма Глана; 5 — ячейка Керра; 6 — разрядник импульсного высоковольтного генератора.

кристаллов и стекол короткими и ультракороткими импульсами света длительностью 10^{-8} — 10^{-11} сек определяется энергией импульса. Порог энергии самоповреждения лежит в интервале 2 — 10 дж/см². Следовательно, порог мощности самоповреждения возрастает с уменьшением длительности импульса. Из этих соображений еще в работе ¹⁰ для достижения предельных мощностей было предложено сокращать длительность импульса.

В настоящее время установлено, что наиболее вероятным механизмом повреждения кристаллов и стекол мощными импульсами является электронная лавина, возникающая в сильном световом поле ^{124, 171, 172}. В сильном световом поле происходит появление и разогрев свободных электронов до энергии, достаточной для ударной ионизации решетки. В результате электронной лавины концентрация электронов возрастает настолько, что происходит практически полное поглощение излучения, разогрев и разрушение небольших участков среды. Приведем оценки, следуя работе ¹²⁴. Скорость набора энергии электроном в зоне проводимости равна

$$\frac{dE_e}{dt} = \hbar\omega\sigma_{эл}I, \quad (5,1)$$

где $\sigma_{эл} = 4\pi e^2 v_{эфф}/m\omega^2 c$ — эффективное сечение поглощения света частоты ω электроном, $v_{эфф}$ — эффективная частота столкновений электрона, e и m — заряд и эффективная масса электрона, I — интенсивность излучения (фотонов/см²сек). Энергию E , достаточную для ионизации решетки и появления двух электронов, электрон набирает за время $\tau_0 = E_i/\sigma_{эл}\hbar\omega I$. Размножение электронов происходит по закону $n^0 e^{t/\tau_0}$, где n_0 — начальная концентрация электронов. Для полного поглощения излучения концентрация электронов должна достигнуть критического значения $n_{кр} = m\omega^2/4\pi e^2$, которое для $\lambda \approx 1$ мкм составляет около 10^{19} см⁻³. Такая концентрация достигается за время

$$t = \frac{E_i}{\sigma_{эл}\hbar\omega I} \ln \left(\frac{n_{кр}}{n_0} \right),$$

т. е. после прохождения импульса с энергией

$$E_{кр} = \frac{E_i}{\sigma_{эл}} \ln \left(\frac{n_{кр}}{n_0} \right). \quad (5,2)$$

Сечение поглощения электроном при $\omega = 2 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹, $v_{эфф} = 10^{14}$ сек⁻¹ составляет $\sigma_{эл} \approx 3 \cdot 10^{-18}$ см². При $E_i = 8$ — 10 эв и $n_{кр}/n_0 \approx 10^{10}$ — 10^{20} критическая энергия лежит в интервале 10 — 20 дж/см². По порядку величины это значение согласуется с экспериментальными данными ^{13, 9, 11, 16}. Имеется и более существенное согласие с экспериментом в том, что повреждение определяется энергией импульса. Установление механизма самоповреждения активных сред обосновало сделанное в работе ¹⁰ предложение повышать предельную мощность импульса путем перехода к более коротким длительностям. Таким путем можно достигнуть мощности $I_{пред} \approx E_{кр}/\tau_{имп}$. При $\tau_{имп} \approx 10^{-10}$ сек и $E_{кр} \approx 10$ дж/см² можно достигнуть мощности $I_{пред} \approx 10^{11}$ вт/см². Конечно, это справедливо до тех пор, пока не станет существенным ограничение мощности из-за нелинейного поглощения света в процессах типа многоквантового возбуждения и ионизации ионов и других примесей в активной среде ^{34, 29, 37}.

Многоквантовые процессы поглощения прежде всего ограничивают мощность импульса на уровне $I_{пред}$, определяемом выражением

$$\alpha_0 = \gamma(I_{пред}), \quad (5,3)$$

где α_0 — усиление активной среды на единицу длины, $\gamma(I)$ — коэффициент нелинейного поглощения на единицу длины. Многоквантовое поглощение может существенно исказить форму усиливаемого импульса ¹⁴³. Так, например, при стабилизации мощности вершины импульса будет происходить преимущественное усиление переднего и заднего фронтов, что приведет к соответствующему увеличению длительности импульса. Скорость увеличения длительности существенно зависит от формы фронтов. Например, для импульса с экспоненциальными фронтами вида $\exp(t/\tau_0)$ увеличение длительности импульса при m -фотонном поглощении происходит по закону ¹⁴³

$$\tau_{имп} \approx 2(1 - 2^{1-m})\tau_0\alpha_0 x_{нелин},$$

где $x_{нелин}$ — расстояние, пройденное импульсом в усиливающей среде в режиме ограничения мощности. Практически можно ожидать увеличения длительности ультракороткого импульса в несколько раз. В случае, когда многофотонное поглощение

приводит к появлению свободных электронов в полосе проводимости, а это имеет место и для рубина^{122, 123}, и для неодимового стекла¹⁷³, возможно искажение формы импульса за счет поглощения на свободных электронах¹⁴³. Качественно ясно, что концентрация электронов максимальна в конце импульса, и поэтому будет происходить преимущественное поглощение заднего фронта. В результате максимум импульса смещается вперед по переднему фронту. При распространении импульса с экспоненциальным фронтом такое перемещение принимает стационарный характер, причем максимум импульса движется со сверхсветовой скоростью. Картина деформации импульса весьма сходна со случаем распространения экспоненциального импульса в нелинейно усиливающей среде с линейными потерями, рассмотренным в п. 2.2. Для наблюдения такого рода эффектов искажения формы импульса необходимо, чтобы плотность энергии импульса $E_{\text{имп}}$ удовлетворяла условию $E_{\text{имп}} \geq m\hbar\omega/\sigma_{\text{эл}}$.

Многофотонные процессы в сильном поле для неодимового стекла в настоящее время не изучены, и поэтому нельзя дать оценку для $I_{\text{пред}}$. Однако не исключено, что эти эффекты играют роль при достигнутой плотности мощности $\sim 10^{11}$ вт/см^2 ¹⁶. Так, было замечено, что общее усиление мощного ультракороткого импульса в установке¹⁶ было в 2,5 раза меньше, чем усиление для слабого сигнала. Для рубина эти процессы детально изучены в работах^{122, 123, 172}. Коэффициент двухфотонного поглощения излучения $\lambda = 6943$ Å в рубине равен $\gamma = 2 \cdot 10^{-2}$ см^{-1} при мощности $I \approx 1$ Гвт/см^2 ¹²³. При начальном усилении рубина на единицу $\alpha_0 = 0,1$ см^{-1} предельная мощность импульсов в рубиновой усиливающей среде $I_{\text{пред}} = 5$ Гвт/см^2 . Отсюда ясно, что при получении мощных импульсов света следует отдавать предпочтение неодимовому стеклу.

Яркость излучения, достигнутая при усилении ультракоротких импульсов света, в работе¹⁶ составляет 10^{17} $\text{вт/см}^2\text{стер}$. Эта яркость соответствует мощности 10^{11} вт/см^2 и расходимости 10^{-3} рад. Имеется принципиальная возможность повышения яркости до 10^{20} $\text{вт/см}^2\text{стер}$ путем уменьшения расходимости до величины, близкой к дифракционному пределу. Одна из возможностей повышения яркости лазерного излучения основывается на методе каскадного преобразования излучения, рассмотренном в следующей главе.

6. ПОЛУЧЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА МЕТОДОМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

6.1. Идея преобразования

Яркость излучения импульсного лазера с оптической накачкой тепловым излучением электрических ламп на несколько порядков меньше теоретического предельного значения. Это связано с тем, что из-за низкого к. п. д. преобразования излучения накачки со сплошным спектром в когерентный свет (в лучшем случае несколько процентов) происходит заметный разогрев активной среды в течение накачки. В результате нагрева происходит заметное искажение оптической однородности резонатора¹²⁶⁻¹²⁸ и возбуждение поперечных мод высокого порядка. Поэтому расходимость излучения мощных лазеров на один-два порядка хуже предельной расходимости излучения, определяемой расходимостью излучения основного типа колебаний $ТЕМ_{00}$. При низких уровнях накачки и, следовательно, относительно низкой выходной мощности можно добиться некоторого контроля поперечных мод лазера и снизить расходимость излучения до дифракционного предела. Например, в работе¹²⁹ описан рубиновый лазер с модулированной добротностью с селекцией поперечных мод, излучающий импульс света мощностью $5 \cdot 10^6$ вт и яркостью 10^{15} $\text{вт/см}^2\text{стер}$. Дальнейшее увеличение яркости можно получить методом усиления, который рассмотрен в предыдущей главе. Однако следует иметь в виду, что в усилителях с оптической накачкой электрическими лампами из-за низкого к. п. д. накачки также возникают тепловые неоднородности, искажающие волновой фронт пучка и увеличивающие его расходимость. Хотя, по-видимому, здесь возможны специальные схемы компенсации

неоднородностей, имеется определенный предел яркости для лазерных установок с оптической накачкой тепловыми источниками.

Высокие значения к. п. д. оптической накачки, в принципе близкие к 100%, можно получить, если в качестве источника накачки использовать лазер. В этом случае можно добиться точного согласования спектра излучения накачки с полосой поглощения активной среды. Высокая мощность лазерного излучения позволяет создавать инверсную заселенность в средах с весьма краткими временами релаксации возбужденных уровней, что значительно расширяет класс активных сред. Именно это обстоятельство позволило создать лазеры на растворах органических красителей¹³⁰⁻¹³², обладающие высоким к. п. д. и яркостью излучения¹³³. Мощное лазерное излучение позволяет создавать отрицательное поглощение на комбинационных частотах в нелинейной среде, например в комбинационно рассеивающей среде. К. п. д. преобразования в лазерах на комбина-

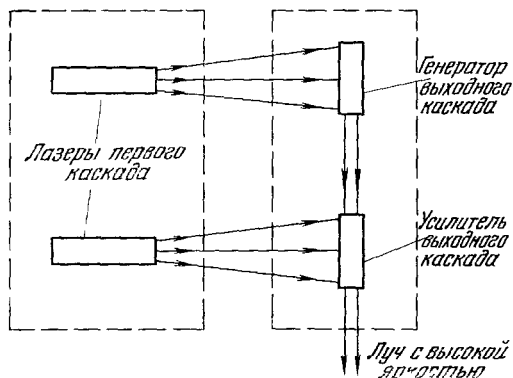


Рис. 32. Общая схема повышения яркости излучения методом каскадного преобразования.

ционном рассеянии весьма высоки и позволяет существенно повысить яркость излучения¹³⁴⁻¹³⁶. Возможны и другие схемы преобразования лазерного излучения с увеличением яркости.

Общая схема увеличения яркости лазерного излучения методом каскадного преобразования дана на рис. 32. Первый каскад лазерной установки представляет собой лазер с оптической накачкой тепловым источником. Мощное излучение этого каскада имеет яркость на много порядков выше яркости источника накачки, но значительно меньше предельной яркости,

например, из-за большого числа поперечных мод. Второй каскад является лазером с оптической накачкой излучением первого каскада; к. п. д. второго каскада весьма высок, и параметры выходного луча близки к предельным. Второй каскад может иметь усилитель с оптической накачкой излучением первого каскада. Во втором каскаде происходит увеличение яркости излучения первого каскада до значения, близкого к предельному. Естественно, первый каскад может содержать несколько лазеров. Тогда второй каскад одновременно выполняет суммирование их излучения в высококогерентный луч.

В настоящее время осуществлены каскадные преобразователи с увеличением яркости на вынужденном комбинационном рассеянии в газах^{134, 136} и жидкостях¹³⁵ и вынужденном испускании в растворах органических молекул¹³⁰⁻¹³². Одновременно в них достигается преобразование частоты генерации, что также представляет большой интерес. Ниже мы рассмотрим эти преобразователи только с точки зрения увеличения яркости излучения.

6.2. Преобразователи на вынужденном комбинационном рассеянии

При пропускании через вещество (кристалл, жидкость, газ) мощного оптического излучения происходит вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) падающего излучения на колебаниях или вращениях молекул. В среде на комбинационной частоте $\omega_1 = \omega_0 - \Omega$ (ω_0 — частота падающего излучения, Ω — колебательная или

вращательная частота молекул) возникает отрицательное поглощение. При мощности накачки порядка 10^8 вт/см^2 в конденсированной среде реально получить на первой стоксовой частоте ω_1 усиление $\chi_0 \approx 1 \text{ см}^{-1}$. Из-за отрицательного поглощения на частоте ω_1 развивается усиление спонтанного излучения, а при помещении ВКР среды в резонатор — генерация. Возникновение сильного поля на частоте ω_1 приводит к развитию следующих стоксовых, а также антистоксовых волн. Здесь не имеет смысла останавливаться на этом сколько-нибудь подробно, так как явление ВКР подробно рассмотрено в монографиях ^{7, 137} и обзоре ¹³⁸.

К. п. д. преобразования излучения накачки в стоксово излучение может быть весьма высок, так как единственными потерями являются стоксовы потери излучения. С точки зрения высокой оптической однородности для преобразования пригодны газы и жидкости. Сравнение газов и жидкостей для преобразования методом ВКР проведено в работе ¹⁴⁰. Преимуществом жидкостей является более высокое значение коэффициента усиления. Для получения такого же усиления в газах необходимо увеличивать их давление до сотен *атм*. Однако существенным недостатком жидкостей является более низкий порог для самофокусировки, чем для ВКР ¹⁴¹. Это относится к органическим жидкостям, но, возможно, имеются исключения (жидкий N_2 ¹³⁵). Для газов имеет место обратная ситуация ¹⁴², и с ними получено существенное увеличение яркости как в режиме генерации ^{134, 136}, так и в режиме нелинейного усиления ⁶⁸.

а) Режим генерации реализуется, когда ВКР среда помещается в резонатор. В случае, если излучение накачки направлено по оси резонатора, говорят о «продольной накачке», а если перпендикулярно оси, то о «поперечной накачке». В генераторе с продольной накачкой плотность мощности (вт/см^2) генерируемого излучения, конечно, не превышает плотности мощности накачки ⁷⁸. Повышение яркости здесь возможно за счет улучшения направленности излучения. К. п. д. преобразования в первую стоксову компоненту, при условии подавления генерации на второй стоксовой компоненте, может быть близок к предельному значению $1 - (\Omega/\omega_0)^2$ ⁷⁸. В случае поперечной накачки повышения яркости можно достигнуть дополнительно за счет уменьшения площади сечения луча генерации по сравнению с площадью сечения луча накачки. В частности, это происходит при накачке среды с помощью нескольких лазеров. Комбинационный лазер с поперечной накачкой обладает рядом специфических особенностей (нестабильность стационарного режима генерации одной стоксовой компоненты при однородных потерях в резонаторе), которые теоретически рассмотрены в работе ⁷⁵. В этой работе показано, что высокое значение к. п. д. преобразования можно получить в режиме генерации двух стоксовых компонент, а также при введении в резонатор поперечно-неоднородных потерь.

Комбинационный лазер на сжатом N_2 с продольной накачкой импульсом рубинового лазера с Q -модуляцией описан в работе ¹³⁴. Излучение на первой стоксовой компоненте (9755 \AA) имело расходимость $1,5\text{--}2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$, что в 4—5 раз лучше расходимости луча рубинового лазера. Эффекты самофокусировки луча в активной среде отсутствовали. Эта работа, а также работа ¹⁴² показали, что имеются основания для создания хороших преобразователей лазерного излучения на основе ВКР.

Генератор и усилитель на первой стоксовой компоненте ВКР в активной среде из сжатого водорода с продольной накачкой импульсом рубинового лазера с Q -модуляцией описан в работе ¹³⁶. Рубиновый лазер излучал импульс с длительностью 40 *нсек*, энергией 5 *дж*, расходимостью $5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ и диаметром луча 1 *см*, что соответствовало яркости $10^{13} \text{ вт/см}^2 \text{ стер}$. К. п. д. преобразования в генераторе составлял 10%, а расходимость была в три раза больше предельной дифракционной (для TEM_{00} -типа колебаний). Усилитель на ВКР имел длину 300 *см*, диаметр 3 *см* и усиление для слабого сигнала 30 *дб*. Предельная яркость излучения должна была составить $4 \cdot 10^{16} \text{ вт/см}^2 \text{ стер}$. Достигнутая яркость несколько меньше этого значения (примерно $10^{16} \text{ вт/см}^2 \text{ стер}$), но гораздо выше яркости излучения накачки. Ограничение яркости связано с поперечной неоднородностью луча накачки и погрешностями применяемой в схеме оптики.

В работе ¹³⁵ описан лазер на ВКР с активной средой из жидкого азота при неаксиальной накачке импульсом рубинового лазера с Q -модуляцией. К. п. д. преобразования излучения накачки в излучение на первой и второй стоксовых компонентах (0,828 *мкм* и 1,026 *мкм*) по энергии составлял 3%, но за счет уменьшения расходимости луча почти на порядок (до $5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$) и сокращения длительности импульса вдвое было получено 60-кратное увеличение яркости. Параметры лазера были далеко не предельными, по-видимому, из-за того, что длительность накачки (75 *нсек*) была недостаточна для установления квазистационарного режима с максимальным к. п. д. и минимальной расходимостью. Работа ¹³⁵ показывает, что среди жидкостей можно найти вещества с порогом самофокусировки более высоким, чем порог по ВКР.

б) Режим нелинейного усиления излучения на комбинационных частотах позволяет повышать яркость за счет существенного сокращения длительности импульса по сравнению с длительностью импульса накачки. Механизм сжатия импульса во многом сходен с механизмом сокращения длительности импульса в нелинейно усиливающей среде, рассмотренным в гл. 2. Однако в этом случае

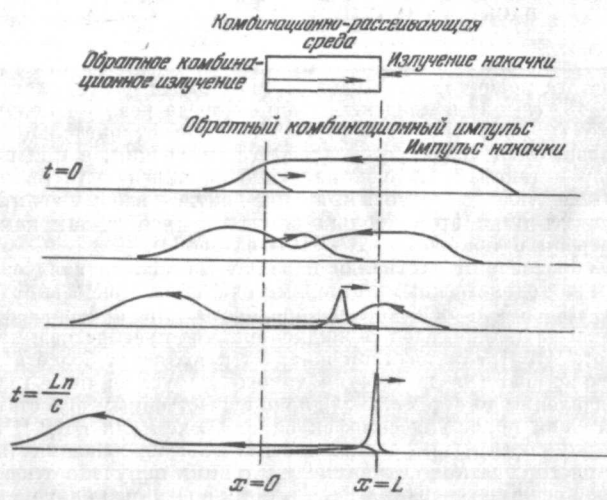


Рис. 33. Схема образования импульса обратного вынужденного комбинационного излучения.

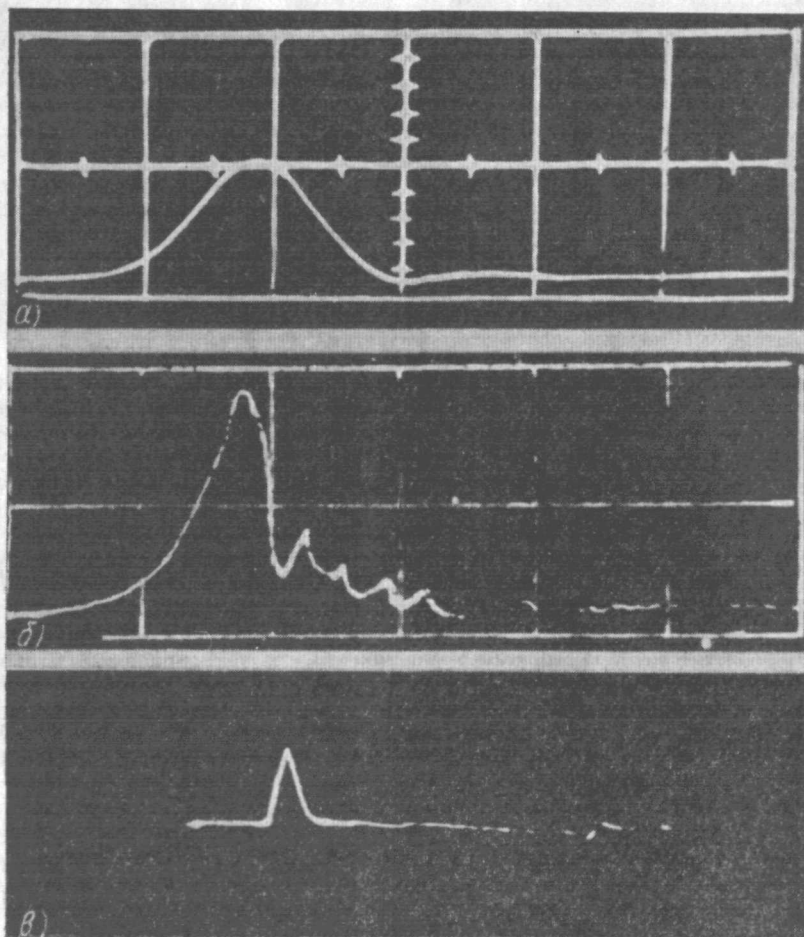


Рис. 34. Осциллограммы, иллюстрирующие образование импульса обратного КР⁶⁶. а) Импульс накачки; б) импульс, прошедший через комбинационно рассеивающую среду; в) импульс обратного комбинационного рассеяния. Развертка — 10 псек/дел.

усиливается не внешний импульс света, а импульс собственного спонтанного комбинационного рассеяния. Из-за очень большого усиления при ВКР спонтанное излучение усиливается настолько, что вызывает насыщение накачки. Это напоминает усиление импульсов сверхлюминесценции, описанное в работах ^{61, 63}.

Экспериментально нелинейное усиление собственного излучения комбинационно усиливающей среды на первой стоксовой компоненте и образование весьма коротких импульсов света наблюдались впервые в работах ^{61, 68}. Затем этот метод был развит в работе ⁶⁶. Постановка эксперимента изображена на рис. 33. Импульс рубинового лазера с Q -модуляцией служил накачкой. В результате на первой стоксовой частоте создавалось отрицательное поглощение и в двух противоположных направлениях распространялось и усиливалось спонтанное излучение на этой частоте. Излучение в направлении, обратном излучению накачки, имеет более выгодные условия усиления, так как всегда встречает «свежее» усиление (при комбинационном усилении роль активных частиц играют фотоны накачки, и потому «комбинационное усиление» распространяется вместе с излучением накачки ⁵¹). Обратное стоксово излучение усиливается настолько, что вызывает насыщение усиления, т. е. обеднение излучения накачки. В режиме нелинейного усиления происходит резкое сжатие импульса (рис. 33). Можно показать, что механизм сжатия импульса существенно связан с наличием крутого переднего фронта в обратной стоксовой волне. Этому требуют условия сокращения длительности при нелинейном усилении, найденные в работе ⁴⁸. Крутой передний фронт у обратной стоксовой волны может возникнуть либо при фокусировке излучения накачки внутрь кюветы с ВКР средой, либо за счет отражения прямой стоксовой волны от выходного торца кюветы.

Предельная длительность таких импульсов, по-видимому, ограничивается шириной линии перехода молекул Г. В работе ⁶¹ рассеивающей средой являлась жидкость (CS_2) со сравнительно широкой линией (Г составляет несколько см^{-1}) и были получены импульсы с длительностью порядка 30 псек, сравнимой с $1/\Gamma$. В работе ⁶⁶ рассеивающей средой являлся сжатый водород и при накачке импульсом рубинового лазера с Q -модуляцией были получены импульсы обратной стоксовой излучения ($\lambda = 9755 \text{ \AA}$) с длительностью $3 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$. На рис. 34 показаны формы импульса накачки на входе кюветы (а), на выходе кюветы (б) и импульса обратного ВКР (в), полученные в этой работе.

6.3. Преобразование с помощью оптической накачки

К настоящему времени создано большое количество лазеров с накачкой лазерным излучением. В большом семействе лазеров такого рода имеются полупроводниковые лазеры с накачкой гигантским импульсом (однофотонное возбуждение GaAs импульсом рубинового лазера ¹⁵², двухфотонное возбуждение GaAs импульсом неодимового лазера ¹⁵³ и т. д.), с накачкой излучением другого полупроводникового лазера (InSb и CdSe накачивались инжекционным GaAs лазером ^{154, 158}), лазеры на люминесцентных кристаллах с накачкой излучением твердотельного лазера ($\text{GaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ и $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ с накачкой рубиновым лазером ^{155, 156}, $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ и $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$ с накачкой инжекционным GaAs лазером ^{157, 159}), лазеры на растворах молекул красителей с накачкой гигантскими импульсами рубинового и неодимового лазеров ^{130-132, 79} и т. д. В одних случаях лазерная накачка выбиралась с целью увеличения мощности для достижения порога ^{152, 153, 130-132}, а в некоторых случаях преобразование лазерного излучения было сознательно направлено на улучшение характеристик когерентного излучения ^{154, 157-159}.

Наиболее заманчивой является возможность получения методом преобразования импульсов очень высокой яркости (вплоть до $10^{20} \text{ вт/см}^2 \text{ стер}$). С этой точки зрения представляют интерес лазеры на люминесцентных кристаллах и стеклах и жидкостные лазеры.

Обнадешивающие результаты получены пока с лазерами на растворах красителей. Однако это объясняется скорее не особыми свойствами жидкостей, а начальной стадией работ в этом направлении. В лазерах на растворах красителей достигнут к. п. д. преобразования до 50% ¹³³. Угол расходимости излучения некоторых из них составляет $5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$, т. е. значительно меньше расходимости излучения рубинового лазера, осуществляющего накачку. В результате яркость генерируемого излучения в несколько раз превышает яркость излучения лазера накачки.

При использовании сложных молекул органических красителей, имеющих богатый спектр, для получения высоких мощностей порядка 10^{10} вт/см^2 следует опасаться процессов двухквантового поглощения. С точки зрения пропускания световых потоков высокой мощности до 10^{11} вт/см^2 наилучшей активной средой в настоящее время является неодимовое стекло ¹⁶. Для получения яркости излучения порядка $10^{19} \text{ вт/см}^2 \text{ стер}$ потребуется достигнуть мощности 10^{11} вт/см^2 при дифракционной расходимости пучка диаметром 1 см. Использование неодимового стекла в преобразователе затруднено отсутствием подходящего мощного лазера накачки. Правда,

неодимовое стекло обладает слабой полосой поглощения на частоте второй гармоники неодимового лазера ($\kappa \approx 0,3 \text{ см}^{-1}$ при 2%-ном весовом содержании Nd в стекле ¹⁸¹). К. п. д. преобразования излучения во вторую гармонику в нелинейных кристаллах достигает 50% ¹⁸⁰. Это оставляет надежду на возможность использования неодимового стекла в мощных преобразователях.

Метод каскадного преобразования — перспективный путь получения сверхмощных импульсов света высокой яркости. Исследования в этом направлении начаты в самое последнее время, и здесь можно ожидать интересных результатов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что настоящий обзор посвящен в основном распространению импульса света в усиливающей и (или) поглощающей средах с нелинейностью из-за эффекта насыщения. Поэтому вне рассмотрения остался ряд вопросов распространения импульсов в средах с нелинейностями другого типа (нелинейность многоквантовых процессов ^{28, 143}, нелинейность показателя преломления ^{174, 175}, нелинейность параметрически усиливающей среды ^{176, 177, 185} и т. д.). Влияние нелинейностей такого рода на распространение импульса стало рассматриваться только в последнее время. Это рассмотрение уже привело к предложению новых методов получения импульсов субпикосекундной длительности ^{28, 176, 177}. Сравнительно мало уделено внимания также изменению спектра импульса при распространении. Этот вопрос слабо изучен и теоретически, и экспериментально. Однако, как показывает работа ¹⁷⁸, изменение спектра ультракороткого импульса при распространении может быть значительным, и этот эффект также можно использовать для формирования мощных импульсов субпикосекундной длительности.

Короткие мощные импульсы когерентного света — эффективный и тонкий инструмент для исследования взаимодействия светового поля с веществом. Большие возможности применения мощных коротких импульсов света связаны как с малой длительностью, так и с высокой мощностью импульса. Импульсы пикосекундной длительности позволяют непосредственно измерять времена релаксации атомных или молекулярных процессов (например, в работе ¹⁷⁹ было осуществлено прямое измерение времени жизни возбужденного состояния в пикосекундной области), регистрировать быстропротекающие процессы ¹⁸⁰, непосредственно измерять отклик оптических сред и приборов, исследовать когерентное взаимодействие поля с оптической средой и т. д. Большая мощность импульсов света позволяет воздействовать на глубокие электроны в оболочке атомов и ионов. Импульсы света мощностью 10^4 — 10^6 вт (электрическое поле в фокусе 10^4 — 10^5 в/см) позволили наблюдать нерезонансные многоквантовые процессы с участием внешних оптических электронов атома ^{6, 7}. С помощью импульсов, имеющих мощность 10^8 — 10^9 вт (поле в фокусе порядка 10^7 в/см), удается нагреть плотную плазму, возникающую при оптическом пробое газа ^{162, 163} или воздействию на твердую мишень ^{164, 165}, до температур 10^{-5} — $10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ ^{164–166}. При таких полях и температурах происходит отрыв от атомов большого числа электронов и возникают многозарядные ионы (например, Ca XVI) ¹⁶¹. Плотная плазма, получаемая при разогреве вещества мощным импульсом света, является источником интенсивного рентгеновского излучения ^{168, 169, 170}. Получение импульсов с мощностью 10^{12} вт позволило нагреть дейтериевую плазму до температуры выше $10^7 \text{ }^\circ\text{К}$ и наблюдать нейтроны, возникающие за счет термоядерных реакций ¹³⁹. Достижение яркостей порядка 10^{19} — $10^{20} \text{ вт/см}^2\text{стер}$, по видимому, позволит получать интенсивные потоки рентгеновского излуче-

ния, нейтронов и многозарядных ионов в плотной плазме. В частности, на этом пути можно ожидать создания источников когерентного излучения в рентгеновском диапазоне.

Авторы глубоко благодарны Н. Г. Басову, по инициативе которого написана эта статья, за критические замечания и ценные советы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. H. Maiman, *Nature* **187**, 495 (1960).
2. R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett, W. Kaizer, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 303 (1960).
3. R. W. Hellwarth, *Advances in Quantum Electronics* (Ed. by J. Singer), Columbia Univ. Press, N. Y., 1961, стр. 334.
4. F. J. McClung, R. W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* **33**, 828 (1962); *Proc. IEEE* **51**, 46 (1963).
5. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, *ЖЭТФ* **43**, 353 (1962); *Appl. Optics* **1**, 254 (1963).
6. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, *Проблемы нелинейной оптики*, М., Изд. ВИНТИ, 1964.
7. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика*, М., «Мир», 1966.
8. Н. Г. Басов, Р. В. Амбарцумян, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, *Препринт ФИАН № А-108* (1965); *ЖЭТФ* **51**, 23 (1966).
9. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, *Письма ЖЭТФ* **4**, 19 (1966).
10. R. V. Ambartzumian, N. G. Basov, V. S. Zuev, P. G. Kryukov, V. S. Letokhov, *IEEE J. Quantum Electr.* **QE-2**, 436 (1966).
11. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин, *ЖТФ* **54**, 767 (1968).
12. В. С. Летохов, *Препринт ФИАН № 101* (1967); *ЖТФ* **38**, 856 (1968).
13. P. V. Avizonis, T. Farrington, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 205 (1965).
14. A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heynau, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 174, (1966).
15. A. J. DeMaria, R. Gagosz, H. A. Heynau, A. W. Penney, G. Wisner, *J. Appl. Phys.*, **38**, 2693 (1967).
16. N. G. Basov, P. G. Kryukov, V. S. Letokhov, Yu. V. Senat'skii, *IEEE J. Quantum Electr.* **QE-4** (10), 606 (1968).
17. С. И. Вавилов, В. Л. Левшин, *Zs. Phys.* **48**, 397 (1928).
18. G. Bret, F. Gires, *Appl. Phys. Lett.* **4**, 175 (1964).
19. P. P. Sorokin, J. J. Luzzi, J. R. Lankard, G. D. Pettit, *IBM J. Res. and Developm.* **8**, 182 (1964).
20. H. W. Mocker, R. J. Collins, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 270 (1965).
21. S. L. McCall, E. L. Hahn, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 908 (1967).
22. В. С. Летохов, *Письма ЖЭТФ* **7**, 35 (1968).
23. А. М. Прохоров, *Оптика и спектроскопия* **14**, 73 (1963).
24. Л. А. Ривлин, *ЖЭТФ* **47**, 624 (1964).
25. В. С. Летохов, *ЖЭТФ* **55**, 1077 (1968).
26. R. Karplus, J. Schwinger, *Phys. Rev.* **73**, 1020 (1948).
27. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, *УФН* **85** (1), 3 (1965).
28. В. С. Летохов, *Письма ЖТФ* **7**, 284 (1968).
29. Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, *ЖЭТФ* **48**, 1084 (1965).
30. R. Bellman, G. Birnbaum, W. G. Wagner, *J. Appl. Phys.* **34**, 780 (1963).
31. L. M. Frantz, J. S. Nodvik, *J. Appl. Phys.* **34**, 2346 (1963).
32. В. И. Таланов, *Изв. вузов, (Радиофизика)* **7**, 491 (1964).
33. E. O. Schulz-DuBois, *Bell Syst. Techn. J.* **43**, 625 (1964).
34. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, *Оптика и спектроскопия*, **18**, 1042 (1965).
35. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, *Радиотехника и электроника* **9**, 1788 (1964).
36. J. P. Wittke, R. J. Warter, *J. Appl. Phys.* **35**, 1668 (1964).
37. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, *Препринт ФИАН № А-2* (1965).
38. Т. М. Ильинова, Р. В. Хохлов, *Изв. вузов, (Радиофизика)* **8**, 899 (1965).
39. A. E. Siegman, *J. Appl. Phys.* **35**, 460 (1964).

40. J. I. Davis, W. R. Sooy, Appl. Optics 3, 715 (1964).
41. F. T. Arecchi, R. Bonifacio, IEEE J. Quantum. Electr. QE-1, 169 (1965).
42. J. E. Geusic, H. E. D. Scovil, Proc. of the III International Quantum Electronics Congress, v. 2, Paris, 1964, стр. 1211.
43. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, Ю. Ю. Стойлов, ЖЭТФ 47, 1595 (1964).
44. В. И. Бородулин, И. А. Ермакова, Л. А. Ривлин, В. В. Цветков, В. С. Шильдяев, ЖЭТФ 49, 1718 (1965).
45. E. L. Steele, W. C. Davis, J. Appl. Phys. 36, 348 (1965).
46. P. V. Avizonis, R. L. Grotbeck, J. Appl. Phys. 37, 687 (1966).
47. Н. Г. Басов, Р. В. Амбарцумян, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, ДАН СССР 165, 58 (1965).
48. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, ДАН СССР 167, 77 (1966).
49. А. М. Самсон, ДАН БССР 10, 739 (1966).
50. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, Труды II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике (Новосибирск, июнь 1966), М., «Наука», 1968, стр. 243.
51. M. Maier, W. Kaizer, J. A. Giordmaine, Phys. Rev. Lett. 17, 1275 (1966).
52. G. L. Lamb, Jr., Phys. Lett. 25A, 181 (1967).
53. В. С. Летохов, ЖЭТФ 56, 412 (1969).
54. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, ЖЭТФ 51, 680 (1966).
55. C. L. Tang, B. D. Silverman, Physics of Quantum Electronics (P. L. Kelley, B. Lax, P. E. Tannenwald, Eds.), N. Y., 1966, стр. 280.
56. В. М. Файн, ЖЭТФ 33, 945 (1957).
57. А. Н. Ораевский, Радиотехника и электроника 4, 718 (1959).
58. В. С. Летохов, А. Ф. Сучков, ЖЭТФ 50, 1148 (1966); 52, 282 (1967).
59. В. Л. Гинзбург, В. Я. Эйдем, ЖЭТФ 43, 1865 (1962).
60. В. Г. Савельев, Радиотехника и электроника 12, 361 (1967).
61. В. С. Зуев, В. С. Летохов, Ю. В. Сенатский, Письма ЖЭТФ 4, 182 (1966).
62. W. F. Kosonocky, Optical Frequency of Information, Spartan Books, Baltimore, 1963, стр. 255.
63. C. G. Young, J. W. Kantorskyi, E. O. Dixon, J. Appl. Phys. 37, 4319 (1966).
64. В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, М., «Сов. радио», 1964.
65. M. Maier, W. Kaiser, J. A. Giordmaine, Phys. Rev. 177 (2), 580 (1969).
66. W. H. Culver, J. T. A. Vanderslice, V. W. T. Townsend, Appl. Phys. Lett. 12, 189 (1968).
67. В. М. Овчинников, В. Е. Харциев, ЖЭТФ 49, 315 (1965).
68. В. Е. Харциев, Оптика и спектроскопия 20, 514 (1966).
69. В. С. Зуев, В. А. Щеглов, Ж. прикл. спектроскопии 5, 604 (1966).
70. A. C. Selden, Brit. J. Appl. Phys. 18, 743 (1967).
71. В. Е. Харциев, Physics 3, 129 (1967).
72. В. Е. Харциев, Д. И. Стаселько, В. М. Овчинников, ЖЭТФ 52, 1457 (1967).
73. C. K. N. Patel, R. E. Slusher, Phys. Rev. Lett. 19, 1019 (1967).
74. C. R. Giuliano, L. D. Hess, IEEE J. Quantum Electr. QE-3, 358 (1967).
75. J. D. McCoumber, J. Appl. Phys. 38, 3525 (1967).
76. В. Н. Сoffer, J. Appl. Phys. 35, 2551 (1964).
77. P. Kafalas, J. I. Masters, E. M. E. Murray, J. Appl. Phys. 35, 2349 (1964).
78. В. А. Алексеев, И. И. Собельман, ЖЭТФ 54, (6), 1834 (1968); Препринт ФИАН № 57 (1968).
79. Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов, УФН 95 (1), 45 (1968).
80. А. Н. Теренин, А. В. Карякин, Е. Б. Любомудров, О. Д. Дмитриевский, П. Э. Сушинский, Оптика и спектроскопия 1, 457 (1956).
81. E. Snitzer, Proc. IEEE 54, 10 (1966).
82. В. Н. Сoffer, R. H. Hoskins, Nature 204, 276, (1964).
83. В. И. Малышев, А. С. Маркин, В. С. Петров, И. И. Левкоев, А. Ф. Вомпе, Письма ЖЭТФ 1, 159 (1965).
84. О. Л. Лебедев, В. И. Гаврилов, Ю. М. Грязнов, А. А. Чистов, Письма ЖЭТФ 1, 47 (1965).
85. O. R. Wood, S. E. S. Schwartz, Appl. Phys. Lett. 11, 88 (1967).
86. Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, Ю. Н. Петров, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 174 (1967).

87. А. Абрагам, Ядерный магнетизм, М., ИЛ, 1964.
88. W. F. Kosonovsky, S. E. Harrison, R. Stander, J. Chem. Phys. **43**, 831 (1965).
89. В. Е. Харцнев, ЖЭТФ **54**, 867 (1968).
90. E. L. Hahn, Phys. Rev. **80**, 580 (1950).
91. I. D. Abella, M. A. Kurnit, S. R. Hartmann, Phys. Rev. **141**, 391 (1966).
92. У. Х. Конвиллем, В. Р. Нагибаров, ФММ **15**, 313 (1963).
93. А. Н. Ораевский, УФН **91** (2), 181 (1967).
94. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **42**, 1567 (1962).
95. E. Snitzer, R. Woodcock, IEEE J. Quantum Electr. QE-2, 627 (1966).
96. S. L. McCall, E. L. Hahn, Bull. Amer. Phys. Soc. **10**, 1189 (1965).
97. Л. А. Ривлин, Радиотехника и электроника **10**, 655 (1965).
98. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, ЖТФ **36**, 2181 (1966).
99. Л. А. Ривлин, Радиотехника и электроника **12**, 278 (1967).
100. A. J. DeMaria, D. A. Stetser, W. H. Glenn, Jr., Science **156**, 1 (1967).
101. N. T. Melamed, C. Hirayama, P. W. French, Appl. Phys. Lett. **6**, 43 (1965).
102. В. И. Бородулин, Оптика и спектроскопия **20**, 709 (1966).
103. E. Snitzer, Advances in Quantum Electronics (Ed. by J. Singer), Columbia Univ. Press, N. Y., 1961.
104. Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, М., «Сов. радио», 1957.
105. P. P. Kisliuk, W. S. Boyle, Proc. IRE **49**, 1635 (1961).
106. J. L. Wentz, Proc. IRE **50**, 1528 (1962).
107. J. E. Geusic, H. E. D. Scovil, Bell. Syst. Techn. J. **41**, 1371 (1962).
108. H. Brunet, Compt. rend. **264**, 1721 (1967).
109. E. Courtens, Phys. Rev. Lett. **21**, 3 (1968).
110. A. L. Schawlow, Advances in Quantum Electronics (Ed. by J. Singer), Columbia Univ. Press, N. Y., 1961, стр. 50.
111. C. K. N. Patel, Phys. Rev. Lett. **13**, 617 (1964).
112. В. С. Летохов, ЖЭТФ **55** (5), 2043 (1968).
113. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов, В. В. Никитин, А. С. Семенов, ФТП **1**, 1570 (1967).
114. Л. А. Ривлин, Письма ЖЭТФ **6**, 966 (1967).
115. В. Н. Морозов, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов, ЖЭТФ **55** (11), 1619 (1968).
116. Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. А. Щеглов, ЖЭТФ **49**, 1031 (1965).
117. В. И. Беспалов, Е. И. Якубович, Изв. вузов (Радиофизика) **8**, 909 (1965).
118. J. Robieux, J. Rifford, J. Ernest, B. Sturel, IEEE J. Quantum Electr. QE-4 (5), 46 (1968).
119. J. Ernest, M. Michon, J. Debrie, Phys. Lett. **22**, 147 (1966).
120. W. F. Hagen, IEEE J. Quantum Electr. QE-4 (5), 47 (1968).
121. J. A. Giordmaine, P. M. Rentzepis, S. L. Shapiro, K. W. Wecht, Appl. Phys. Lett. **11**, 216 (1967).
122. Т. П. Беликова, Э. А. Свириденков, Письма ЖЭТФ **3**, 394 (1966).
123. Т. П. Беликова, А. Н. Савченко, Э. А. Свириденков, ЖЭТФ **54**, 39 (1968).
124. Э. А. Свириденков, ФТТ **9**, 2442 (1967).
125. В. И. Беспалов, Изв. вузов (Радиофизика) **11**, 320 (1968).
126. А. П. Ведута, А. М. Леонтович, В. Н. Сморгчов, ЖЭТФ **48**, 87 (1965).
127. L. J. Aplet, E. B. Jay, W. R. Sooy, Appl. Phys. Lett. **8**, 71 (1966).
128. H. Welling, G. J. Bickart, JOSA **56**, 611 (1966).
129. F. J. McClung, D. Weiner, IEEE J. Quantum Electr. **1**, 94 (1965).
130. P. P. Sorokin, J. R. Lankard, IBM J. Res. and Developm. **10**, 162 (1966).
131. F. P. Schafer, W. Schmidt, J. Volze, Appl. Phys. Lett. **9**, 306 (1966).
132. Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов, В. А. Мостовников, Письма ЖЭТФ **5**, 144 (1967).
133. J. Microwaves **5** (11), 16 (1966).
134. P. V. Avizonis, A. H. Guenter, T. A. Wiggins, P. A. Wick, D. H. Rank, Appl. Phys. Lett. **9**, 309 (1966).
135. А. З. Грасюк, В. Ф. Ефимков, И. Г. Зубарев, В. И. Мишин, В. Г. Смирнов, Письма ЖЭТФ **8**, 474 (1968).

136. F. J. McClung, D. H. Cloze, R. W. Hellwarth, W. G. Wagner, IEEE J. Quantum Electr. QE-4 (5), 66 (1968).
137. В. Н. Луговой, Введение в теорию вынужденного комбинационного рассеяния, М., «Наука», 1969.
138. В. А. Зубов, М. М. Сущинский, И. К. Шувалов, УФН 83 (2), 197 (1964).
139. Н. Г. Басов, С. Д. Захаров, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин, Письма ЖЭТФ 8(1), 26 (1968).
140. A. J. Glass, IEEE J. Quantum Electr. QE-3 (11), 516 (1967).
141. P. Lallemant, N. Bloembergen, Phys. Rev. Lett. 15, 1010 (1965).
142. N. Bloembergen, G. Bret, P. Lallemant, A. Pine, P. Simona, IEEE J. Quantum Electr. QE-3, 197 (1967).
143. В. С. Летохов, Препринт ФИАН № 185 (1968).
144. И. К. Красюк, П. П. Пашикин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 117 (1968).
145. J. A. Armstrong, Appl. Phys. Lett. 10, 16 (1967).
146. W. H. Glenn, M. J. Brienza, Appl. Phys. Lett. 10, 221 (1967).
147. M. A. Duguay, S. L. Shapiro, P. M. Rentzepis, Phys. Rev. Lett. 19, 1014 (1967).
148. S. L. Shapiro, M. A. Duguay, L. B. Kreuzer, Appl. Phys. Lett. 12, 36 (1968).
149. M. Bass, D. Woodward, Appl. Phys. Lett. 12, 275 (1968).
150. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, О. Б. Шатберашвили, ЖЭТФ 51, 406 (1966).
151. П. П. Феофилов, А. М. Бонч-Бруевич, В. В. Варгин, Я. А. Имас, Г. О. Карапетян, Я. Э. Каррис, М. Н. Толстой, Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 466 (1963).
152. Н. Г. Басов, А. З. Грасюк, В. А. Катулин, ДАН СССР 161, 1306 (1965).
153. Н. Г. Басов, А. З. Грасюк, И. Г. Зубарев, В. А. Катулин, Письма ЖЭТФ 1, 29 (1965).
154. P. J. Phelan, R. H. Rediker, Appl. Phys. Lett. 6, 70 (1965).
155. Е. М. Золотов, А. М. Прохоров, Г. П. Шипуло, ЖЭТФ 49, 720 (1965).
156. В. К. Конюхов, В. М. Марченко, А. М. Прохоров, Оптика и спектроскопия 20, 531 (1966).
157. R. J. Keyes, Appl. Phys. Lett. 4, 50 (1964).
158. G. E. Stillman, M. D. Sirkus, J. A. Rossi, M. R. Johnson, N. Holonyak, Appl. Phys. Lett. 9, 268 (1966).
159. M. Ross, Proc. IEEE, 56, 196 (1968).
160. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, УФН 95 (2), 231 (1968).
161. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, Ю. П. Войнов, Э. Я. Кононов, С. Л. Мандельштам, Г. В. Склизков, Письма ЖЭТФ 6, 759 (1967).
162. P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage, Proc. of the III International Quantum Electronics Congress, Paris, 1964.
163. Ю. П. Райзер, УФН 87 (1), 29 (1965).
164. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. С. Зуев, О. Н. Крохин, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, Ю. Ю. Стойлов, ЖЭТФ 48, 1583 (1965).
165. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. А. Дементьев, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, ЖЭТФ 51, 989 (1966); Препринт ФИАН № 96 (1966).
166. М. П. Ванюков, В. А. Венчиков, В. И. Исаенко, П. П. Пашикин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 321 (1968).
167. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, ЖЭТФ 46, 171 (1964).
168. С. Л. Мандельштам, П. П. Пашикин, А. М. Прохоров, Ю. П. Райзер, Н. К. Суходрев, ЖЭТФ 49, 127 (1965).
169. P. Langer, G. Toppo, F. Floux, A. Ducruze, IEEE J. Quantum Electr. QE-2, 499 (1966).
170. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. А. Грибков, С. М. Захаров, Г. В. Склизков, Препринт ФИАН № 111 (1968).
171. A. Wasserman, Appl. Phys. Lett. 10, 132 (1967).
172. Э. А. Свириденков, Кандидатская диссертация (ФИАН, 1967).
173. B. S. Shagha, K. E. Wickschhoff, Canad. J. Phys. 45, 3781 (1967).
174. Л. А. Островский, ЖЭТФ 51, 1189 (1966).
175. F. DeMartini, C. H. Townes, T. K. Gustafson, P. L. Kelley, Phys. Rev. 164, 342 (1967).
176. С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, А. С. Чиркин, Письма ЖЭТФ 7, 237 (1968).

177. W. H. Glenn, Appl. Phys. Lett. **11**, 333 (1967).
 178. E. B. Treacy, Phys. Lett. **28A**, 34 (1968).
 179. R. I. Scarlet, J. F. Figureira, H. Mahr, Appl. Phys. Lett. **13**, 71 (1968).
 180. A. J. Alcock, C. De Michielis, K. Hamal, IEEE J. Quantum Electr. **QE-4** (5) 593 (1968).
 181. А. З. Грасюк, Кандидатская диссертация (ФИАН, 1965 г.).
 182. Н. Г. Басов, П. Г. Брюков, В. С. Летохов, Ю. А. Матвеев, ЖЭТФ **56** (5), 1546 (1969).
 183. Л. А. Ривлин, Вопросы радиоэлектроники, сер. «Электроника», № 1, 56 (1964).
 184. Т. И. Кузнецова, Препринт ФИАН, № 25 (1967); Изв. вузов (Радиофизика) **11**, 1560 (1968).
 185. S. A. Akhmanov, A. S. Chirkin, K. N. Drabovich, A. J. Kovrigin, R. V. Khokhlov, A. P. Sukhorukov, IEEE J. Quantum Electr. **4**, 598 (1968).
 186. А. Л. Микоян, В. Г. Савельев, Ю. Г. Турков, ЖЭТФ **55**, 1687 (1968).
-