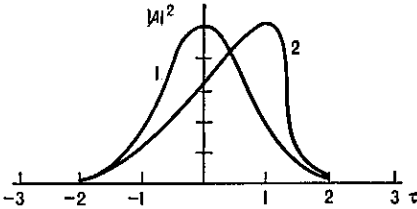


Рис. 2. Картина нестационарной самофокусировки светового импульса: а — форма импульса; б — форма пучка.

перриционной среде. Важную роль при этом играет зависимость групповой скорости от интенсивности I распространяющегося импульса $u \sim (n_0 + n_2 I)^{-1}$. Середина гауссовского импульса (рис. 3), имеющая большую интенсивность, чем передний фронт, имеет меньшую групповую скорость и отстаёт (при $n_2 > 0$), что приводит к укручению хвоста импульса. Накапливающиеся с расстоянием изменения формы импульса могут быть столь сильными, что возможно образование ударной волны отгибающей (рис. 3). Это происходит на расстоянии $L_{уд} = 7\tau_{имп}/dn_{макс}$, где $dn_{макс}$ — макс. изменение показателя преломления.

Широкий класс Н. н. о. я. связан с преобразованием оптич. частот и процессами вынужденного рассеяния света. При взаимодействии световых волн нестационарность явлений связана гл. обр. с расстройкой групповых скоростей. Первоначально синхронизов. импульсы разных частот распространяются в среде с разными групповыми скоростями, что приводит к их разбеганию и прекращению взаимодействия. Этот эффект начинает сказываться, когда время группового запаздывания им-

Рис. 3. Изменение формы гауссовского импульса (1) в безынерционной нелинейной среде (2) при $z=L_{уд}$, $\tau=t/\tau_{имп}$.



пульсов $\tau_{зап} = z/u_j - z/u_n$ становится сравнимым с их длительностью ($\tau_{имп} \approx \tau_{зап}$). При генерации оптич. гармоник групповая расстройка ограничивает спектральную ширину фазового синхронизма:

$$\Delta\lambda_1 = 1,39\lambda_1^2/\pi c l \{ u_2^{-1} - u_1^{-1} \}, \quad (3)$$

где λ_1 — длина волны осн. излучения, c — скорость света в вакууме, l — длина нелинейного взаимодействия, u_1 и u_2 — групповые скорости осн. волны и волны гармоники. Если ширина спектра осн. импульса превышает (3), то происходит удлинение импульса высшей гармоники и ограничение её макс. амплитуды. Иначе говоря, нестационарный процесс умножения оптич. частот оказывается менее эффективным, чем стационарный. В кристалле $LiNbO_3$ длиной 1 см нестационарность нелинейного процесса сказывается при длительности осн. импульса ≈ 6 пс. Для импульсов субпикосекундной длительности наряду с расстройкой групповых скоростей определённую роль в нелинейном процессе может играть дисперсионное расплывание взаимодействующих импульсов, связанное с дисперсией групповой скорости ($g \neq 0$).

Нестационарные режимы невырожденного трёхчастотного и четырёхчастотного взаимодействия световых волн отличаются большим разнообразием. Общим, однако, является то, что смещение импульсов друг относительно друга из-за различия групповых скоростей приводит к снижению эффективности взаимодействия, к наличию предельного сужения усиливаемых или генерируемых импульсов. Особо стоит сказать о возмож-

ности модового режима параметрич. усиления в диспергирующей нелинейной среде, когда групповая скорость волны накачки является промежуточной по отношению к групповым скоростям сигнальной и холостой волн (см. *Параметрическое рассеяние*). При этом форма усиливаемого импульса сохраняется, а его амплитуда экспоненциально нарастает с расстоянием.

Среди нестационарных процессов вынужденного рассеяния света особое место занимает комбинац. рассеяние (КР), к-рое широко используется для измерения спектроскопич. параметров среды. При КР падающее излучение частоты ω_n преобразуется в излучение стоксовой частоты ω_c за счёт возбуждения колебаний среды на частоте Ω : ($\omega_n = \omega_c + \Omega$). Нестационарное вынужденное КР может быть обусловлено как инерционностью, напр. молекулярных колебаний (конечными временами затухания колебат. энергии T_1 и дефазировки T_2 , см. *Двухуровневая система*), так и расстройкой групповых скоростей волн накачки u_n и стоксовой волны u_c . Эффекты, связанные с T_2 (в конденсир. средах $T_2 \approx 10^{-11} - 10^{-12}$ с), могут наблюдаться «в чистом виде», когда изменением населённости уровней под действием процесса можно пренебречь. В существенно нестационарном режиме рассеяния (длительность импульса накачки $\tau_n \ll T_2$) при $v_{нс} = 0$ возбуждаемый стоксов импульс может быть значительно задержан, а его длительность гораздо меньше τ_n (рис. 4). Картины вынужденного КР существенно изменяет и наличие групповой расстройки ($v_{нс} \neq 0$). В случае попутного взаимодействия волн накачки и стоксовой наиб. влияние на процесс

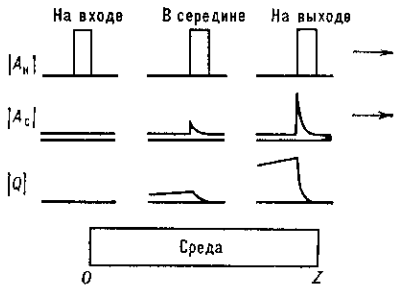


Рис. 4. Схема поведения стоксовой волны $|A_s|$ и молекулярных колебаний $|Q|$ в различных сечениях комбинационно-активной среды для прямого импульсного возбуждения $|A_n|$.

оказывает фазовая модуляция накачки. На расстояниях, превышающих длину группового запаздывания $L_{гр} = \pi/|v_{нс}|\Delta\omega_n$ ($\Delta\omega_n$ — ширина спектра накачки), происходит рассогласование фаз накачки и стоксовой волны, к-рое приводит к уменьшению эфф. длины взаимодействия и в нек-рых случаях к полному подавлению вынужденного КР. Волновая нестационарность особенно ярко проявляется при встречном взаимодействии волн накачки и стоксовой, где $v_{нс}^+ = u_n^{-1} + u_c^{-1}$. В этом режиме передний фронт стоксова импульса всё время взаимодействует с неистощённой накачкой, вследствие чего интенсивность стоксовой волны может значительно превышать интенсивность накачки. При этом проявлении волновой и связанной с T_2 локальной нестационарности возможно возникновение режима экспоненциального нарастания стоксовых импульсов в среде с нормальной дисперсией ($u_c > u_n$) при $z > \tau_n/|v_{нс}|$.

Нестационарные эффекты, проявляющиеся при вынужденном КР, могут встречаться также и в процессе вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна и др.

Определённый круг Н. н. о. я. связан с т. н. когерентным распространением световых импульсов в резонансных средах (см. *Самоиндуцированная прозрачность, Фотонное эхо*).

Лит.: Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде, «УФН», 1967, т. 93, с. 19; Ахманов С. А., Чиркин А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971; Ахманов С. А., Коротев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981;