

ния на стоксовой частоте (рамановских) солитонов с амплитудой, значительно превосходящей амплитуду импульсов накачки.

Если вернуться к методической стороне дела, то большинство задач нелинейного взаимодействия пико- и фемтосекундных импульсов может быть решено на основе метода медленно меняющихся амплитуд. Тем не менее здесь есть и исключения, представляющие принципиальный интерес. При оптическом детектировании, генерации разностных частот возникают электромагнитные импульсы длительностью в один период оптических колебаний. Естественно, что их описание может основываться только на полном волновом уравнении. Заметим также, что в этой ситуации теряет смысл традиционное для нелинейной оптики разделение волновых явлений на самовоздействия и взаимодействия. Действительно, спирна спектра волнового пакета становится сравнимой с несущей частотой и, следовательно, перекрывает интервал между центральными частотами взаимодействующих импульсов. Один из примеров такой ситуации мы рассмотрим в § 3.7.

С точки зрения многих практических приложений — удвоения частоты, создания параметрических генераторов света и т. п.— наибольший интерес представляют взаимодействия волн на быстрой электронной нелинейности. Для спектроскопии, напротив, интересны волновые взаимодействия с участием атомных или молекулярных резонансов. Хотя вопросы нелинейной спектроскопии выходят за рамки настоящей книги, в § 3.7 мы обсуждаем один из ее вариантов — когерентную спектроскопию комбинационного рассеяния, где нестационарность нелинейного отклика среды используется в полной мере.

Новое и быстро развивающееся направление волновой нелинейной оптики — использование сверхкоротких оптических импульсов для генерации импульсов иной природы. В § 3.8 речь пойдет о генерации сверхкоротких акустических импульсов и некоторых проблемах их распространения в твердых телах. Несомненно, идеи нелинейной оптики сверхкоротких импульсов оказались весьма плодотворными для развития этой области физики.

§ 3.2. Удвоение частоты сверхкоротких импульсов

Нестационарные эффекты при параметрических взаимодействиях сверхкоротких импульсов в среде с квадратичной нелинейностью связаны прежде всего с линейной дисперсией. Как уже указывалось, вплоть до длительностей импульсов 10^{-14} с обусловленный электронной нелинейностью квадратичный по полуотклику можно считать практически безынерционным. Тем не менее возникающие здесь теоретические проблемы оказываются весьма разнообразными и сложными. Даже укороченные уравнения, описывающие трехчастотные взаимодействия волн, не имеют точных решений. Поэтому на первый план выступают различные методы вторичного упрощения укороченных уравнений. В этом параграфе мы обсудим задачи, а также методы их решения на примере эталонной для нелинейной оптики задачи о генерации второй оптической гармоники (ГВГ). Последовательно будут рассмотрены нестационарные эффекты в первом приближении теории дисперсии

аналитические результаты (здесь удается получить не только для случая слабого, но и сильного энергообмена), нестационарные эффекты, обусловленные распылением волновых пакетов (второе приближение теории дисперсии), и, наконец, эффекты волновой нестационарности (нелинейной связи); для самовоздействия они были рассмотрены в § 2.4. Поскольку нас интересуют принципиальные вопросы нестационарных нелинейных взаимодействий, для простоты мы будем считать взаимодействующие волны плоскими и не будем учитывать поляризационные эффекты и потери.

Первое приближение теории дисперсии. Пусть на среду с квадратичной оптической нелинейностью падает волновой пакет

$$E_1(t, 0) = \frac{1}{2} A_{10}(t) e^{i\omega_1 t} + \text{к. с.} \quad (3.2.1)$$

Поле в среде представляем в виде

$$E(t, z) = E_1(t, z) + E_2(t, z) = \frac{1}{2} A_1(t, z) e^{i(\omega_1 t - k^{(1)} z)} + \frac{1}{2} A_2(t, z) e^{i(\omega_1 t - k^{(2)} z)} + \text{к. с.} \quad (3.2.2)$$

Подставляя (2) в (3.1.2), в первом приближении теории дисперсии получаем укороченные уравнения

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -i\gamma_1 A_2 A_1^* e^{i\Delta kz}, \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i\gamma_2 A_1 A_2^* e^{-i\Delta kz}. \quad (3.2.4)$$

Здесь

$$\gamma_1 = \frac{2\pi\chi^{(2)}\omega_1^2}{k^{(1)}c^2}, \quad \gamma_2 = \frac{4\pi\chi^{(2)}\omega_1^2}{k^{(2)}c^2} \quad (3.2.5)$$

— коэффициенты нелинейной связи волн, u_1 и u_2 — групповые скорости основной волны и второй гармоники соответственно, $\Delta k = 2k^{(1)} - k^{(2)}$.

Групповой синхронизм; квазистатический режим. Система (3.1) имеет точное решение для случая равенства групповых скоростей, $u_1 = u_2$ (группового синхронизма). Особенно просто оно выглядит, когда одновременно выполняется и условие фазового синхронизма $\Delta k = 0$. Вводя вещественные амплитуды и фазы $A_n = \rho_n \exp(i\phi_n)$, полу-

1) $\chi^{(2)} = \chi^{(1)}$

$$\rho_1(\eta, z) = \rho_{10}(\eta) \operatorname{sech} [\gamma \rho_{10}(\eta) z], \quad (3.2.6a)$$

$$\rho_2(\eta, z) = \rho_{10}(\eta) \operatorname{th} [\gamma \rho_{10}(\eta) z], \quad (3.2.6b)$$

$$\varphi_1(\eta, z) = \varphi_{10}(\eta), \quad \varphi_2(\eta, z) = 2\varphi_1(\eta) - \pi/2,$$

$$\eta = t - z/u, \quad \gamma = \gamma_1 = \gamma_2,$$

Приближение заданного поля, когда ρ_1 и φ_1 можно считать неизменными на всей длине взаимодействия (преобразование энергии основной волны в волну второй гармоники (ВГ) мало), $\rho_2(\eta, z) = \gamma \rho_{10}^2(\eta)$. При этом происходит укорочение импульса гармоники. Для гауссовского пакета основного излучения $\rho_{10}(\eta) = \rho_0 \exp(-t^2/2\tau_1^2)$ длительность импульса ВГ $\tau_2 = \tau_1/\sqrt{2}$. С ростом эффективности преобразования длины оптической гармоники (ГВГ). Последовательно будут рассмотрены нестационарные эффекты в первом приближении теории дисперсии

тельность τ_2 возрастает, приближаясь к τ_1 . Согласно (6, в) при удвоении частоты импульса с линейной ЧМ $\Phi_{10}(t) = \alpha t^2/2$ скорость изменения частоты ВГ удваивается, $\Phi_z(\eta) = \alpha t^2 - \pi/2$.

Эффекты группового запаздывания; нестационарный режим.

В действительности условия группового синхронизма, как правило, не выполняются, $u_1 \neq u_2$. Групповое запаздывание, возникающее за счет расстройки групповых скоростей, решаютим образом определяет картину нелинейного взаимодействия. Расстройка групповых скоростей, или групповая расстройка,

$$\Delta u^{-1} = \Delta u_{2,1}^{-1} = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1} = \frac{1}{c} \left(n_2 - n_1 - \lambda_2 \frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2} - \lambda_1 \frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1} \right). \quad (3.2.7)$$

Влияние групповой расстройки Δu^{-1} на эффективность ГВГ зависит, очевидно, от соотношения между длиной взаимодействия и длиной группового запаздывания

$$L'_{\text{тр}} = (\lvert \Delta u^{-1} \rvert \lvert \Delta \omega_1 \rvert)^{-1}, \quad (3.2.8a)$$

где $\Delta \omega_1$ — ширина спектра импульса основного излучения, для спектрально-ограниченного импульса

$$L_{\text{тр}} = \tau_1 / \lvert \Delta u^{-1} \rvert. \quad (3.2.8b)$$

Если $z < L_{\text{тр}}$, удвоение частоты коротких импульсов происходит практически так же, как и в условиях группового синхронизма. Такой режим будем называть *квазистатическим*. При $z > L_{\text{тр}}$ режим удвоения частоты существенно нестационарный. В заданном поле накачки решение уравнений (3), (4) для этого случая

$$A_2(t, z) = -i \gamma_2 \int_0^z A_{10}^2(t - z/u_2 + \Delta u^{-1}x) e^{-i \Delta k x} dx. \quad (3.2.9)$$

В соответствии с (9) спектральная плотность гармоники

$$S_2(\Omega, z) = \text{sinc}^2[(\Delta u^{-1}\Omega - \Delta k)z/2] S_2^{(\text{KB})}(\Omega), \quad (3.2.10a)$$

$$S_2^{(\text{KB})}(\Omega) = (\gamma_2 z)^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}_{10}(\Omega - \Omega') \tilde{A}_{10}(\Omega') d\Omega' \right|^2, \quad (3.2.10b)$$

где $\tilde{A}_{10}(\Omega)$ — фурье-спектр комплексной амплитуды $A_{10}(t)$, $\text{sinc } x = (1/x) \sin x$ (рис. 3.1). Выражение (10б) описывает спектральную плотность ВГ в квазистатическом режиме генерации. Соотношения (10) справедливы для произвольного вида модуляций огибающей и фазы исходного импульса. При $z \gg L_{\text{тр}}$ ширина спектра гармоники меньше ширины спектра основного излучения. Это означает, что нестационарное удвоение частоты сопровождается сильным растяжением импульса гармоники [1—3]. При удвоении частоты спектрально ограниченного импульса длительность ВГ фактически не зависит от длительности исходного импульса:

$$\tau_2 \approx |\Delta u^{-1}| z.$$

Следует заметить, что для фазово-модулированных импульсов эффекты в соответствии с (10) оптический удвоитель частоты при длине кристалла $z > L_{\text{тр}}$ можно рассматривать как узкополосный фильтр с поло-

Для широко используемых в нелинейной оптике кристаллов дигидрофосфата калия (KDP) и ниобата лития (LiNbO_3) в случае возбуждения необыкновенной волны ВГ обыкновенной основной волной ($\lambda_1 = 1,06 \text{ мкм}$) рассстройка Δu^{-1} равна соответственно $5,2 \cdot 10^{-12}$ и $-1,0 \cdot 10^{-13} \text{ с}/\text{см}$. Для кристалла KDP при $\lambda_1 = 0,53 \text{ мкм}$ рассстройка выполнена, $u_1 \neq u_2$. Групповое запаздывание, возникающее за счет расстройки групповых скоростей, решаютим образом определяет картину нелинейного взаимодействия. Расстройка групповых скоростей, или групповая расстройка,

групповой длины возьмем в качестве примера длительность основного импульса $\tau_1 = 100 \text{ фс}$, тогда для указанных значений Δu^{-1} получаем $L'_{\text{тр}} = 0,2 \text{--} 10 \text{ мкм}$. Для удвоения частоты пико- и фемтосекундных импульсов весьма эффективен кристалл КТР (КТiОРО₄), имеющий в случае $\lambda_1 = 1,06 \text{ мкм}$ групповую рассстройку $\Delta u^{-1} = 4,4 \cdot 10^{-12} \text{ с}/\text{см}$ [57].

Спектр второй гармоники имеет максимум на частоте $\omega_{\text{max}} = 2\omega_1 - \Delta k / \Delta u^{-1}$ (рис. 3.1), а его ширина $\Delta \omega_2 = 2\pi / z |\Delta u^{-1}|$. В нестационарном режиме имеется возможность плавной перестройки средней частоты гармоники при варьировании фазовой рассстройки Δk . Изменение спектра и формы импульса в режиме сильного энергообмена является более сложным; одно из возможных приближений в решении этой задачи описано в [1] — предполагается постоянство фаз взаимодействующих импульсов (рис. 3.2).

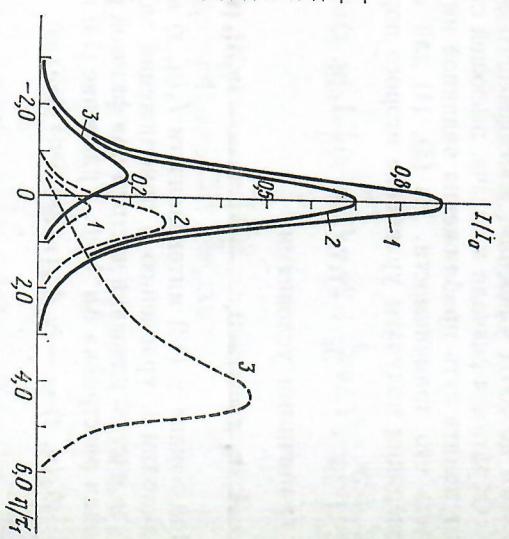


Рис. 3.2. Формы импульсов освещенного излучения I_2/I_0 (сплошные линии) и второй гармоники I_2/I_0 (штриховые) для $L_{\text{тр}}/L_{\text{пр}}$ и различных длин: 1, 0, 0,5, 1, 0, 2, 5, 0, 6; $(\gamma_2 z)^{-1}$ [1]. Импульсы первого излучения и второй гармоники деформируются по мере прохождения через неоднородную среду. $\Delta k^{-1} > 0$. Расстройка импульса ВГ сопровождается сужением основного