

ности накачки в определ. мере можно скомпенсировать эффекты расфазировки.

Для немодулиров. волн при $\Delta = 0$, $u_1 = u_2 = u_H$ система (33а) — (33в) допускает точное решение в эллиптич. ф-циях. Графики решений представлены на рис. 9; интенсивности нормированы на интенсивность сигнальной волны на частоте ω_1 . Пространственные

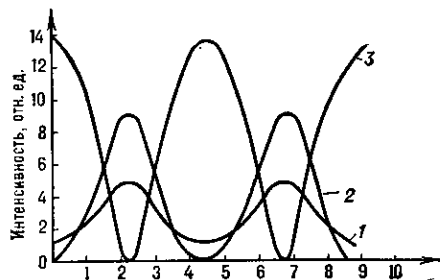


Рис. 9. Динамика изменения интенсивности волн при параметрическом взаимодействии в среде с квадратичной нелинейностью. По оси абсцисс — приведенная длина нелинейной среды; по оси ординат — интенсивности (в относительных единицах) волн сигнала I_1/I_{10} (1), разностной частоты I_2/I_{10} (2) и накачки I_H/I_{10} (3).

биения трёх волн, изображённые на рис., представляют по существу периодич. последовательность процессов параметрич. усиления в поле мощной волны накачки $\omega_H \rightarrow \omega_1 + \omega_2$ и сложения частот $\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_H$.

В кубичной среде диэлектрич. проницаемость изменяется с удвоенной частотой накачки. Коэф. модуляции диэлектрич. проницаемости $\epsilon_1 \sim \chi^{(3)} A_H^2$. Частота накачки связана с частотами усиливаемых волн в этом случае соотношением

$$2\omega_H = \omega_1 + \omega_2 \quad (34a)$$

(четырёхчастотный — четырёхфотонный параметрич. процесс), и накапливающаяся взаимодействия имеют место, если

$$2k_H = k_1 + k_2. \quad (34b)$$

Экспоненциальное усиление волн на частотах ω_1, ω_2 происходит в этом случае с инкрементом $g = \sqrt{\beta_1 \beta_2} A_H^2$, где $\beta_i \sim \chi^{(3)}$.

Трёх- и четырёхчастотные параметрич. взаимодействия играют фундам. роль в Н. о. Трёхчастотное параметрич. усиление лежит в основе принципа действия перестраиваемых параметрических генераторов света: при фиксиров. частоте накачки ω_H частоты усиливаемых волн ω_1 и ω_2 можно перестраивать, изменяя дисперсионные свойства среды.

Параметрич. генератор на основе кристалла ВВО (табл.) плавно перестраивается во всём видимом и ближнем ИК-диапазоне. Четырёхчастотные параметрич. взаимодействия также могут быть положены в основу разработки нелинейнооптич. преобразователей. Вместе с тем здесь следует подчеркнуть обстоятельство более принципиального порядка. В соответствии с (34а) и (34б) частоты взаимодействующих волн могут быть весьма близки: вырожденный режим четырёхчастотного взаимодействия соответствует $\omega_H = \omega_1 = \omega_2$; однако волны могут различаться направлениями распространения, поляризациями. Благодаря этому для них легко реализуются крупномасштабные продольные и поперечные взаимодействия. В результате именно эффективные четырёхчастотные взаимодействия волн с близкими частотами определяют основные черты поведения мощного светового пучка в нелинейной среде — разнообразные неустойчивости, преобразование формы пространственной и временной модуляций и т. п.

7. Нелинейная динамика модулированных световых волн в кубичной среде

В среде с кубичной нелинейностью наиб. интерес представляют эффекты самовоздействия световых пакетов и пучков, обусловленные четырёхволновыми взаимодействиями разл. компонент их частотного и угл. спектров. Разнообразие механизмов нелинейности показателя преломления и возможность эфф. управления пространственными масштабами продольных $L_{||}$ и поперечных L_{\perp} взаимодействий (варьируя ширину спектра, интенсивность светового поля, удаётся, в отличие от квадратичных сред, изменять соотношение между нелинейностью и дисперсией) позволяют реализовать в кубичной среде разнообразнейшие эффекты нелинейной волновой динамики. В основе их лежит сравнительно небольшое число фундаментальных нелинейных эффектов. Анализ их проводят в терминах преобразования пространственно-временных огibaющих; при физ. интерпретации используют и спектральные представления.

Самомодуляция, самосжатие и самофокусировка. В среде с вещественным нелинейным показателем преломления волновые пакеты и пучки испытывают фазовую самомодуляцию, к-рая за счёт дисперсии и рефракции сильно изменяет форму временной или пространственной модуляции огibaющей. Для волнового пакета вида

$$E(t, z) = A(t, z) \exp i(\omega_0 t - kz),$$

распространяющегося в среде с нелинейным показателем преломления (17), полное изменение фазы

$$\varphi = kz = \frac{\omega_0}{c} (n_0 + n_2 I) z = k_0 n_0 z + k_0 n_2 I(t) z, \quad (35a)$$

т. е. возникает зависящая от интенсивности добавка к фазе $\varphi_{нл}(t) = -k_0 n_2 I(t) z$, а следовательно, и частотная модуляция

$$\Delta\omega_{нл} = \frac{\partial \varphi_{нл}}{\partial t} = -k_0 n_2 \frac{\partial I}{\partial t} z. \quad (35b)$$

В результате частотный спектр пакета сильно уширяется. При $n_2 > 0$ частота увеличивается от фронта импульса к хвосту. В среде с нормальной дисперсией групповой скорости это приводит, очевидно, к более быстрому расплыванию пакета, чем в линейной среде. Если дисперсия аномальна, спектральные ВЧ-компоненты, группирующиеся на хвосте импульса, догоняют НЧ-компоненты, располагающиеся на фронте; при этом частотно-модулиров. импульс сжимается — возникает самосжатие, «самофокусировка во времени». Во многом аналогичные явления возникают и при распространении волновых пучков. Рис. 10 иллюстрирует картину распространения волнового пучка в среде с $n_2 > 0$. Колоколообразное распределение огibaющей приводит к фазовой самомодуляции в пространстве; в рассматриваемом случае $n_2 > 0$ она приводит к нелинейной рефракции и са-

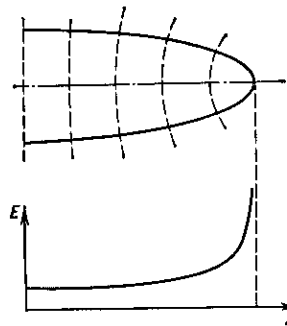


Рис. 10. Изменения профиля светового пучка в кубичной среде с $n_2 > 0$, обусловленные пространственной фазовой самомодуляцией. Штриховые линии — изменяющаяся форма фазового фронта. Внизу — нарастание напряжённости светового поля на оси пучка.

мофокусировке пучка, т. к. фазовая скорость света в центре пучка $v_{ф} = c/(n_0 + n_2 I)$ меньше, чем на периферии. Следует подчеркнуть, что, в отличие от «линейной» фокусировки света с помощью линзы, самофокусировка носит «лавиновый» характер, характер неустой-