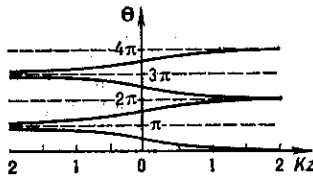


жают состояние среды в данной точке после прохождения импульса. В частности, при  $\theta(z) = 2\pi n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) процесс обмена энергией между полем и веществом заканчивается возвратом резонансных частиц в исходное невозбужденное состояние. Для  $\theta(z)$  справедлива т. н. теорема площадей, графическое представление к-рой дано на рис. 1. В случае, когда частота импульса

Рис. 1. Зависимость «площади» импульса  $\theta$  от  $z$ . Для возбужденного образца  $\theta$  равняется в направлении  $-z$  ( $z$  измеряется в единицах  $lK^{-1}$ ).



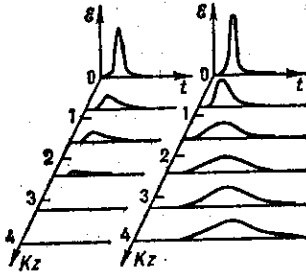
совпадает с центральной частотой  $\omega_0$ , симметричной неоднородно уширенной линии, «теорема площадей» выражается ф-лой

$$\theta(z) = 2 \operatorname{arctg} \left[ \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \exp(-Kz/2) \right],$$

где  $\theta_0$  — значение  $\theta$  на входе в среду,  $K = 4\pi^2 N \omega d_{ba}^2 g(0) / ch$ ,  $N$  — плотность резонансных частиц,  $g(0)$  — значение ф-ции распределения  $g(\omega_0 - \omega_{ba})$  собств. частот  $\omega_{ba}$  в максимуме. Параметр  $K$  имеет смысл коэф. затухания слабых импульсов с  $\theta \ll 1$ .

Пропускание коротких импульсов средой зависит от их площади. При  $\theta_0 < \pi$  импульсы затухают на расстоянии в неск. длин поглощения, равных  $K^{-1}$  (рис. 1, 2, слева). Режим С. п. реализуется, если входная площадь импульсов превышает пороговое значение  $\theta_0 = \pi$ .

Рис. 2. Эволюция формы импульса при распространении в поглощающей резонансной среде: слева — при  $\theta = 0,9\pi$ ; справа — при  $\theta = 1,1\pi$ . Начальная форма импульса — гауссова.



В этом случае по мере распространения импульса «площадь» его  $\theta(z)$  стремится к ближайшему стабильному значению  $2\pi n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ), т. е. формируются т. н.  $2\pi n$ -импульсы, проходящие через среду без потерь.

При  $\pi < \theta_0 < 3\pi$  на расстояниях порядка неск. длин поглощения формируются стационарные  $2\pi$ -импульсы, имеющие симметричную форму, к-рая при дальнейшем распространении не изменяется (рис. 2, справа). Такие импульсы представляют собой солитоны оптиче- ские. Форма солитона определяется ф-лой

$$A = \frac{n}{d_{ba} \tau} \operatorname{sech} [\tau^{-1}(t - z/v)],$$

где  $v$  — групповая скорость распространения стационарного импульса, связанная с длительностью импульса  $\tau$ ; в отсутствие неоднородного уширения линии поглощения эта связь выражается ф-лой

$$v = c \left( 1 + 4\pi N \omega d_{ba}^2 \tau^2 \hbar^{-1} \right)^{-1}.$$

Видно, что стационарные импульсы «бегут» со скоростью, меньшей скорости света  $c$ . Значение  $v$  уменьшается с увеличением коэф. поглощения  $K$  и длительности импульса и может отличаться от  $c$  на 3—4 порядка. Это замедление импульсов обусловлено пост. эфф. обменом

энергией между полем и веществом и является характерной особенностью С. п.

Если  $\theta_0 > 3\pi$ , то одиночные входные импульсы разбиваются на соответствующее кол-во субимпульсов, что можно трактовать как процесс разбегания солитонов, каждый из к-рых в отдельности является  $2\pi$ -импульсом.

Следует отметить, что при  $\theta_0 < \pi$  в зависимости от формы входного импульса возможно формирование т. н.  $0\pi$ -импульсов, нулевое значение площади к-рых достигается не за счёт поглощения всей энергии поля, а вследствие скачкообразных изменений фазы внутри импульса.

Проявление эффекта С. п. возможно и при двухфотонном поглощении, когда сумма частот падающего излучения  $\omega_1 + \omega_2$  совпадает с частотой двухфотонного перехода в веществе  $\omega_{ba}$  (см. Многофотонное поглощение). Напр., в вырожденном по частоте случае  $2\omega = \omega_{ba}$

при условии  $\sqrt{4Q^2 d_{ba} + q^2} \int_{-\infty}^{\infty} A^2(t) dt > \pi$  формируются импульсы, к-рые при распространении в среде не теряют своей энергии, однако длительность их всё время сокращается при соответствующем возрастании интенсивности. [Здесь  $Q_{ba}$  — матричный элемент двухфотонного перехода,  $q$  — константа динамики. штарковского сдвига частоты перехода, вызываемого электрич. полем импульса (см. Штарк эффект динамический)].

Эксперим. критериями С. п. являются: пороговое возрастание прочности среды при увеличении интенсивности падающих импульсов, наличие временной задержки выходных импульсов и разделение на субимпульсы при достаточно высоких значениях интенсивности.

Эффект С. п. наблюдался экспериментально в твёрдых телах и в газах [3].

С. п. представляет большой интерес для нелинейной оптики резонансных сред, физики солитонов, лазерной спектроскопии (в частности, для определения величин матричных элементов квантовых переходов).

Лит.: 1) M c C a l l S. L., H a b n E. L., Coherent light propagation through an inhomogeneously broadened 2-level system, «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1965, т. 10, № 9, p. 1189; 2) и х же, Self induced transparency by pulsed coherent light, «Phys. Rev. Lett.», 1967, в. 18, p. 908; 3) А и л е н Л., Э б е р л и Д ж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; 4) П о л у а к т о в И. А., П о п о в Ю. М., Р о й т б е р г В. С., Эффект самоиндуцированной прозрачности, «УФН», 1974, т. 114, с. 97. К. Н. Дробиш.

**САМОМОДУЛЯЦИЯ СВЕТА** — самоиндуцированная фазовая или амплитудная модуляция (в пространстве или во времени) высокоинтенсивного оптич. излучения, распространяющегося в нелинейной среде. При падения на среду плоской монохроматич. волны самомодуляция развивается вследствие параметрической неустойчивости, в результате чего световой пучок развивается на множество тонких нитей или на серию стационарных импульсов. Если волна первоначально имеет неоднородный профиль интенсивности, то в нелинейной среде сначала появляется фазовая С. с., к-рая затем ведёт к нелинейной трансформации амплитудного распределения. Пространственная фазовая С. с. проявляется в искажении волнового фронта и приводит к самофокусировке света или самодефокусировке света, если среда имеет достаточную протяжённость. Временная фазовая С. с. приводит к самокомпрессии и саморасплыванию импульса.

Оптич. импульс  $E = A \exp(i\omega t - kz)$  с нач. амплитудным профилем  $A(t, z=0) = E_0(t)$  (рис. 1, а) при распространении в нелинейной среде с показателем преломления  $n = n_0 + n_2 |E|^2$  приобретает нелинейную фазовую добавку (рис. 1, б):

$$\Phi_{нл} = -k_0 z n_2 E_0^2(t - z/u_0). \quad (1)$$

Здесь  $z$  — пройденное расстояние,  $u_0 = (\partial k / \partial \omega)^{-1}$  — групповая скорость на несущей частоте  $\omega_0$ ,  $k_0 = \omega_0 / c$  —