

УДК 535.32

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕРХСВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ВКР

В. А. Андреев, В. С. Горелик

Обсуждаются общие условия возникновения сверхсветовых импульсов в неустойчивых средах. Предложена простая качественная модель, описывающая такие явления. Изучена возможность генерации стоксовых импульсов излучения ВКР, распространяющихся со сверхсветовой скоростью. Получена формула, связывающая скорость импульса с его формой и параметрами усилителя. Предложена схема конкретного эксперимента по их наблюдению в комбинационно-активной среде.

Сверхсветовые явления давно привлекают к себе особое внимание [1 – 3]. Это связано с тем, что каждый такой эффект следует согласовывать с известными требованиями специальной теории относительности.

Особый класс сверхсветовых явлений возникает при распространении волн в усиливающих средах. В этом случае можно реализовать импульсы, распространяющиеся со скоростью, которая превышает скорость света. Однако это, на первый взгляд, неожиданное явление не противоречит принципам специальной теории относительности. Его существование объясняется наличием в усиливающих средах неустойчивостей [1, 2].

Впервые явление сверхсветового распространения импульса в усиливающей среде наблюдалось в 1965 г. Н. Г. Басовым с сотрудниками [4] при использовании оптического квантового усилителя, работающего в режиме насыщения. Полученная в эксперименте скорость перемещения максимума импульса в 6-9 раз превосходила скорость света c . В этой же работе [4] была развита и теория данного явления. Более подробно круг этих вопросов обсуждался в обзоре [5]. В работе [6] было указано на возможность возникновения таких импульсов в условиях компенсации положительного нелинейного показателя преломления примесных диэлектриков за счет насыщения показателя преломления в

области аномальной дисперсии. В недавней работе [7] такой эффект был предсказан для солитонных импульсов, описываемых уравнением синус-Гордона. В работе [8] изучалась проблема возникновения динамического хаоса при сверхсветовом распространении излучения в резонансно усиливающей среде. Обзор большинства полученных на сегодняшний день результатов содержится в работе [9].

Остановимся более подробно на сути данного явления. Его иногда смешивают с процессом распространения фазовых изменений во фронте волны, с движением светового зайчика на удаленном экране и с бегущей световой строкой. На наш взгляд, возникновение сверхсветовых импульсов в усиливающих средах – отдельный круг явлений, возникающих при конкретных и весьма специфических условиях. К числу таких условий относятся наличие неустойчивостей в среде, в которой распространяется излучение, существование у импульсов этого излучения достаточно длинного переднего фронта и наличие порогов чувствительности у элементов, фиксирующих момент прохождения импульса. При выполнении этих трех условий и могут возникать сверхсветовые импульсы. Фактически, их появление обусловлено тем, что слабые, нефиксируемые детектором сигналы играют роль спускового механизма, запускающего в неустойчивой среде процессы большой интенсивности, которые уже и фиксируются детекторами. Таким образом, в том случае, когда мы имеем дело с импульсами большой интенсивности, могут возникать ситуации, при которых эти импульсы распространяются в усиливающей среде быстрее, чем в пустоте.

Разберем эти утверждения на примере простой модели с линейным усилителем.

Рассмотрим схему на рис. 1. В данный момент мы не конкретизируем ни природу излучения, ни тип усилителя. Предполагается только, что источник S испускает импульсы, которые затем делятся на полупрозрачной пластине BS и поступают в каналы C_a и C_0 . Канал C_a – активный, в нем расположен усилитель A длины L и с коэффициентом усиления g . Непосредственно перед входом в усилитель и сразу за ним помещены детекторы D_1^a, D_2^a , обладающие порогом чувствительности I_p . В канале C_0 импульс движется не меняя свою форму. В нем также имеются детекторы D_1^0, D_2^0 , аналогичные детекторам канала C_0 и расположенные на тех же расстояниях от пластины BS . Пусть на входы каналов C_a, C_0 поступают импульсы I_a, I_0 , имеющие гауссову форму

$$I = \exp\left(-\frac{t^2}{a^2}\right). \quad (1)$$

Пусть все детекторы $D_1^a, D_2^a, D_1^0, D_2^0$ имеют один и тот же порог чувствительности $I_p = e^{-1}$. Детекторы D_1^a, D_1^0 сработают в один и тот же момент времени $t = 0$, когда

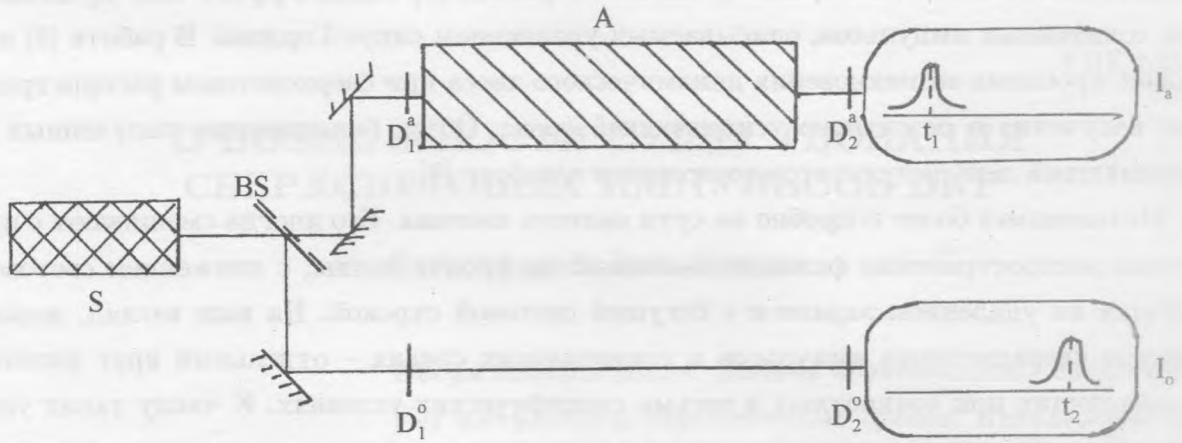


Рис. 1. Принципиальная схема установки для реализации сверхсветовых импульсов. S – источник импульсного излучения, BS – светоделительная пластина, $D_1^o, D_2^o, D_1^a, D_2^a$ – детекторы излучения, A – усилитель.

интенсивность входящих импульсов I_a, I_0 достигнет порогового уровня. Поскольку импульс I_0 движется в канале C_0 не меняя своей формы, детектор D_2^o сработает в момент времени $t_0 = L/c$, где c – скорость света в пустоте.

Определим теперь момент времени, когда сработает детектор D_2^a . Импульс I_a движется через усилитель A , поэтому детектор D_2^a сработает в тот момент, когда его достигнет тот участок переднего фронта, который при выходе из усилителя будет иметь пороговую интенсивность I_p . Если при входе в усилитель импульс имеет интенсивность

$$I_i = \exp\left(-\frac{t_i^2}{a^2}\right), \quad (2)$$

то при выходе из него он будет иметь интенсивность (рис. 2)

$$I_f = \exp\left(-\frac{t_i^2}{a^2} + gL\right). \quad (3)$$

Отсюда сразу получаем уравнение на время t_i , соответствующее тому минимальному уровню интенсивности импульса на входе в усилитель, который фиксируется детектором D_2^a :

$$-\frac{t_i^2}{a^2} + gL = -1, \quad t_i = a\sqrt{1 + gL}. \quad (4)$$

Пусть в усилителе излучение движется со скоростью v^* , тогда, разделив расстояние L между детекторами D_1^a, D_2^a на время t_a между моментами их срабатывания, получим

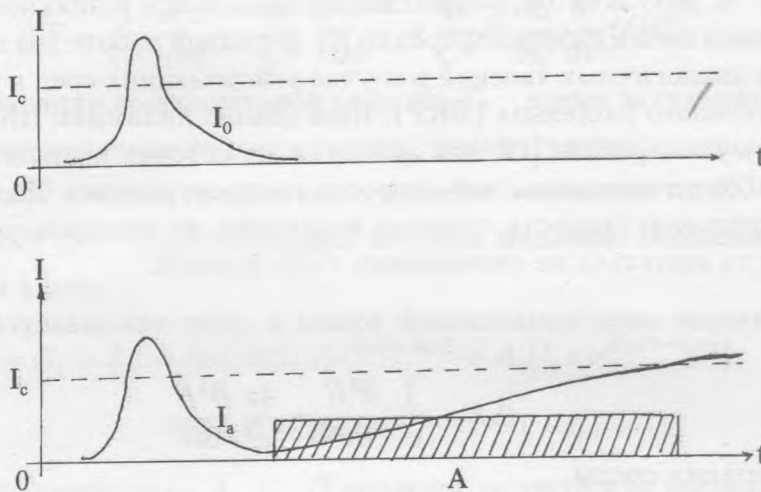


Рис. 2. Форма импульсов в канале установки, изображенной на рис. 1. I_0 - интенсивность импульса в канале C_0 без усиления, I_a - интенсивность импульса в канале C_a с усилением.

скорость v , которую и будем называть скоростью распространения мощного импульса в канале с усилением

$$t_a = \frac{L}{v^*} - (\sqrt{1 + gL} - 1)a,$$

$$v = v^* \frac{L}{L - v^*(\sqrt{1 + gL} - 1)a}. \quad (5)$$

Мы видим, что, в зависимости от формы импульса и свойств усилителя, скорость v может сколь угодно превышать как скорость v^* распространения излучения в среде, так и скорость света в пустоте c . Понятно также, что существуют физические ситуации, в которых наблюдатель не имеет возможности получать информацию о внутренней структуре импульса и воспринимает его как одно целое. В этом случае именно скорость v будет восприниматься им как реальная скорость передачи информации.

Приведенные выше рассуждения и полученные с их помощью оценки являются крайне упрощенными и дают лишь качественную картину процесса возникновения сверхсветовых импульсов. В каждой конкретной ситуации для их описания следует пользоваться более строгими методами.

Большинство результатов, касающихся возможности возникновения сверхсветовых импульсов, относились к лазерным средам [9]. В данной работе мы изучим возможность возникновения аналогичных явлений в случае усиливающих сред в условиях вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Наш анализ динамики ВКР близок к подходу, использовавшемуся в работе [12] для описания гигантских импульсов стоксова излучения. В этой работе отмечалось, что скорость распространения такого импульса может превышать групповую скорость стоксова излучения, но специально этот вопрос не изучался и скорость импульса не связывалась с его формой.

Распространение электромагнитной волны в среде описывается уравнением Максвелла

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (6)$$

где P – поляризация среды.

К этому уравнению следует добавить уравнения, задающие динамику поляризации P во внешнем поле. Их вид определяется свойствами среды, ее реакцией на распространяющееся излучение. Мы будем исходить из полуклассической теории комбинационного рассеяния, считая поле классическим, а молекулярные колебания описывая квантово-механически. Предполагается, что среда состоит из слабо взаимодействующих двухуровневых систем. Последовательный вывод уравнений основан на учете отклика колебательного перехода на внешнее электромагнитное поле. Пусть \hat{q} – оператор колебательной координаты. Тогда когерентная амплитуда молекулярных колебаний имеет вид

$$\langle q \rangle \equiv Q = Sp(\rho q) = \rho_{ab} q_{ba} + \text{к.с.}, \quad (7)$$

где $q_{ab} = \sqrt{\hbar/2M\Omega_m}$, M – масса молекулы, Ω_m – частота молекулярных колебаний, $\rho = \|\rho_{ab}\|$ – матрица плотности двухуровневой системы.

Введем нормированную разность населенностей между основным и возбужденным колебательным состояниями в единице объема

$$n = \rho_{aa} - \rho_{bb} = \frac{N_a - N_b}{N}, \quad (8)$$

где N – число молекул в единице объема.

Тогда возникает замкнутая система уравнений, описывающая среду и распространяющееся в ней поле [11]:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega_m^2 Q = \frac{1}{2M} \frac{\partial \alpha}{\partial Q} n E^2, \quad (9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n-1}{T_1} = \frac{1}{2\hbar\Omega_m} \frac{\partial \alpha}{\partial Q} E^2 \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (10)$$

$$\Delta E - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{C^2} \frac{\partial^2 P^{(l)}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{C^2} N \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (QE), \quad (11)$$

где T_1 – время релаксации колебательной энергии, T_2 – время затухания молекулярных колебаний, $\alpha(Q)$ – электронная поляризуемость, параметрически зависящая от координаты Q молекулы, $P^{(l)}$ – часть поляризации, линейно зависящая от E .

Упростим систему (9) – (11), пользуясь методом медленно меняющихся амплитуд. Поле E представим в виде

$$E = E_i + E_s = \text{Re}\{A_i(t, z)e^{i(\omega_i t - k_i z)} + A_s(t, z)e^{i(\omega_s t - k_s z)}\},$$

$$Q(z, t) = \text{Re}[Qe^{i(\Omega_m t - k_Q z)}]. \quad (12)$$

Предполагая, что амплитуды A_i , A_s , Q медленно меняются во времени и в пространстве, можно перейти к системе укороченных уравнений [12]

$$\frac{\partial A_i}{\partial Z} + \frac{1}{u_i} \frac{\partial A_i}{\partial t} = -i\gamma_i A_s Q,$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial Z} + \frac{1}{u_s} \frac{\partial A_s}{\partial t} = -i\gamma_s A_i Q^*, \quad (13)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \left[\frac{1}{T_2} + i\Omega \right] Q = -i\gamma_Q A_i A_s^*,$$

где A_i – амплитуда волны накачки, A_s – амплитуда стоксовой волны, $\Omega = \omega_i - \omega_s - \Omega_m$ – частота расстройки,

$$\gamma_i = \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \frac{\pi N \omega_i}{C n_i}, \quad \gamma_s = \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \frac{\pi N \omega_s}{C n_s}, \quad \gamma_Q = \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \frac{1}{4\pi M \Omega_m},$$

$\frac{\partial \alpha}{\partial Q}$ – второй член разложения поляризуемости молекулы по степеням смещения Q , n_s , n_i – показатели преломления для стоксовой волны и волны накачки, u_s , u_i – групповые скорости стоксовой волны и волны накачки.

Пусть в среду на стоксовой частоте поступает затравочный импульс длительностью $\tau_0 \gg T_2$, а дисперсионная длина L_d , на которой происходит расплывание волнового пакета, превышает групповую длину L_g

$$L_g = \tau_0 \left(\frac{1}{u_i} - \frac{1}{u_s} \right)^{-1}.$$

Тогда систему (13) можно преобразовать к виду [12]

$$\frac{\partial A_s}{\partial Z} + \frac{1}{u_s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \gamma A_s = \frac{g_s}{2(1 + i\Omega)T_2} |A_i|^2 A_s,$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial Z} + \frac{1}{u_i} \frac{\partial A_i}{\partial t} = -\frac{g_i}{2(1+i\Omega T_2)} |A_s|^2 A_i, \quad (14)$$

где

$$g_s = 2\gamma_i \gamma_Q T_2,$$

$$g_i = 2\gamma_s \gamma_Q T_2.$$

Здесь в первое уравнение добавлен член γA_s , учитывающий потери стоксовой волны при распространении вдоль образца.

Перейдем от уравнений (14) для амплитуд к уравнениям для интенсивностей волн

$$\frac{\partial I_s}{\partial Z} + \frac{1}{u_s} \frac{\partial I_s}{\partial t} + 2\gamma I_s = \frac{g_s}{1 + \Omega^2 T_2^2} I_i I_s, \quad (15)$$

$$\frac{\partial I_i}{\partial Z} + \frac{1}{u_i} \frac{\partial I_i}{\partial t} = -\frac{g_i}{1 + \Omega^2 T_2^2} I_i I_s. \quad (16)$$

Введем переменную $\tau = \frac{1}{2}[Z + u_i t]$, тогда уравнение (16) примет вид

$$\frac{\partial I_i}{\partial \tau} = -\frac{g_i}{1 + \Omega^2 T_2^2} I_i I_s. \quad (17)$$

Уравнение (17) можно проинтегрировать и найти его решение, как функции от величины I_s

$$I_i = I_{i0} \exp(-K_i \int_0^\tau I_s dx), \quad K_i = \frac{g_i}{1 + \Omega^2 T_2^2}, \quad (18)$$

где I_{i0} — значение I_i на луче $Z = -u_i t$. Подставляя выражение (18) в уравнение (10), получим уравнение, содержащее одну только интенсивность стоксовой волны

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{u_s} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_s + \gamma_s I_s = K_s I_{i0} I_s \exp(-K_i \int_0^\tau I_s dx), \quad (19)$$

$$K_s = \frac{g_s}{1 + \Omega^2 T_2^2}.$$

Мы будем предполагать, что стоксова волна находится в режиме насыщения излучения и поэтому имеет вид бегущей волны

$$I_s = I_s(v_s t - Z), \quad (20)$$

которая движется, не меняя своей формы.

Чтобы оценить скорость v_s движения стационарного импульса стоксовой волны, достаточно найти скорость перемещения его переднего фронта. С этой целью рассмотрим линеаризованное уравнение (19)

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{u_s} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_s = (K_s I_{i0} - \gamma) I_s. \quad (21)$$

Величина $(K_s I_{i0} - \gamma)$ является коэффициентом усиления стоксовой волны. Для того, чтобы стоксово излучение могло развиваться, должно выполняться условие

$$(K_s I_{i0} - \gamma) > 0. \quad (22)$$

Для описания переднего фронта импульса можно использовать выражение

$$I_f \sim l_0 \exp\left(\frac{v_s t - Z}{l_0}\right), \quad (23)$$

где l_0 – длительность переднего фронта.

Подставляя (23) в (21), получим соотношение для скорости v_s распространения импульса ВКР в усиливающей среде и исходной групповой скорости стоксовой волны u_s

$$\frac{v_s}{u_s} = 1 + l_0(K_s I_{i0} - \gamma). \quad (24)$$

Характерное значение коэффициента усиления $\beta = (K_s I_{i0} - \gamma)$ при ВКР в конденсированной среде составляет при интенсивности накачки $I_0 \sim 10^8 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ примерно $1 - 10 \text{ см}^{-1}$. Так, например, $\beta \sim 16 \text{ см}^{-1}$ в жидком O_2 , $\beta \sim 16 \text{ см}^{-1}$ в жидком N_2 , $\beta \sim 2.8 \text{ см}^{-1}$ в C_6H_6 и $\beta \sim 24 \text{ см}^{-1}$ в CS_2 [13].

Величина l_0 характеризует длину затравочного импульса и близка к линейному размеру образца, т.е. составляет $l_0 = 1 - 10 \text{ см}$.

Отсюда получаем, что, поскольку выполняется условие (22), в режиме насыщения скорость движения импульса стоксовой волны v_s может превышать скорость распространения стоксова излучения в среде. При выполнении определенных условий скорость v_s может превышать и скорость света.

Эффект распространения световых импульсов в комбинационно-активной среде со сверхсветовой скоростью может быть использован для создания линии опережения. Проходя по такой линии, достаточно мощный импульс будет опережать аналогичный сигнал, движущийся в пустоте. Скорость опережения можно регулировать, меняя параметры усилителя. Принципиальная схема такой установки совпадает со схемой, изображенной на рис. 1.

Исходный короткий ($1 - 10$ нс) световой импульс делится на полупрозрачной пластине BS на два. Один из них поступает в канал C_0 , который не содержит активных элементов, и распространяется в нем со скоростью, близкой к скорости света в пустоте. Во втором канале C_a световой импульс движется в комбинационно-активной среде (бензол, сероуглерод и т.д.). Эта среда возбуждается длинным световым импульсом ($1 - 10$ мкс), сдвинутым по частоте относительно светового импульса первого канала на величину, близкую к Ω_m – частоте молекулярных колебаний. При этом возбуждающее излучение может быть направлено навстречу короткому световому импульсу, имеющему частоту Ω_s , близкую к частоте спонтанного комбинационного рассеяния. При достаточно низком пороге ВКР возможно также изотропное освещение комбинационно-активной среды возбуждающим излучением.

За счет превышения интенсивности исходного пробного импульса относительно интенсивности шумовых импульсов "собственного" ВКР, зарождающихся в комбинационно-активной среде, может быть осуществлена отстройка полезного сигнала от шумового.

При сравнении световых импульсов, идущих от обоих каналов, на экране осциллографа можно получить информацию о времени их поступления и форме. Эксперименты такого рода предполагается осуществить в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Киржниц Д. А., Сазонов В. Н. Эйнштейновский сборник 1973, М., Наука, 84 (1974).
- [2] Андреев А. Ю., Киржниц Д. А. УФН, **166**, 1135 (1996).
- [3] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика, М., Наука, 1981.
- [4] Басов Н. Г. и др. ЖЭТФ, **50**, 23 (1966).
- [5] Крюков П. Г., Летохов В. С. УФН, **99**, 169 (1969).
- [6] Окулов А. Ю., Ораевский А. Н. Квантовая Электроника, **15**, 369 (1988).
- [7] Chiaо R. Y., Kozhekin A. E. and Kurizki G. Phys. Rev. Lett., **77**, 1254 (1996).
- [8] Ораевский А. Н., Бенди Д. К. Квантовая Электроника, **21**, 355 (1994).
- [9] Ораевский А. Н. УФН, **168**, 1311 (1998).
- [10] Драбович К. Н. ЖПС, **12**, 411 (1970).
- [11] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., Наука, 1981.
- [12] Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., Наука, 1988.
- [13] Яри в А. Квантовая электроника, М., Сов. радио, 1980.

Поступила в редакцию 12 мая 1999 г.