

- [1] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е. и др. Физика сильнооточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 165 с.
- [2] Ростомян Э.И., Рухлин В.Г. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 985-990.
- [3] Ростомян Э.И., Рухлин В.Г. // Изв. АН АрмССР. Сер. Физика. 1982. Т. 17. № 6. С. 314-322.
- [4] Айзацкий Н.И. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 597-604.
- [5] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // Письма в ЖТФ. Т. 6. Вып. 13. С. 1388-1391.
- [6] Белов Н.Е., Карбушев Н.И., Рухадзе А.А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 8. С. 1674-1677.
- [7] Блюх Ю.П., Карась В.И., Любарский М.Г. и др. // ДАН СССР. 1984. Т. 276. № 1. С. 56-59.
- [8] Карбушев Н.И. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1391-1397.
- [9] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. 324 с.
- [10] Ростомян Э.В. // УФЖ. 1989. Т. 33. № 7. С. 1030-1033.
- [11] Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967.

Институт радиофизики и электроники  
Аштарак

Поступило в Редакцию  
29 апреля 1991 г.  
В окончательной редакции  
6 февраля 1992 г.

01;07  
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 7, 1992

## ОСОБЕННОСТИ ВЫРОЖДЕННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Т.В. Галстян

В работе [1] нами была теоретически и экспериментально изучена динамика развития нелинейного сигнала четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) на ориентационном механизме нелинейности в петлевой схеме обратной связи. При этом, учитывая особенности рассеяния света в нематических жидких кристаллах (НЖК) [2], использовались почти встречные волны накачек взаимно ортогональной поляризации и, в частности, определялись собственные моды и соответствующие им пороги генерации нелинейного кольцевого генератора в стационарном режиме.

Известно, что ЖК материалы обладают также большой конформационной [3] и тепловой (см., например, [4]) нелинейностями, что в рассмотренных нами схемах может обусловить ЧВВ связь световых волн и на скалярных решетках возмущения диэлектрической проницаемости. Это может привести к конкуренции ориентационного и скалярного (например, теплового) механизмов нелинейности.

Целью настоящей работы является теоретическое изучение такой связи на примере теплового механизма нелинейности в стационарном режиме.

Из возможных геометрий взаимодействия (рис. 1) мы рассмотрим две основные: случай встречных (ветвь 1) и попутных (2) волн накачек. Прежде всего сделаем несколько упрощений. Обсудим ситуацию (рис. 2, а),

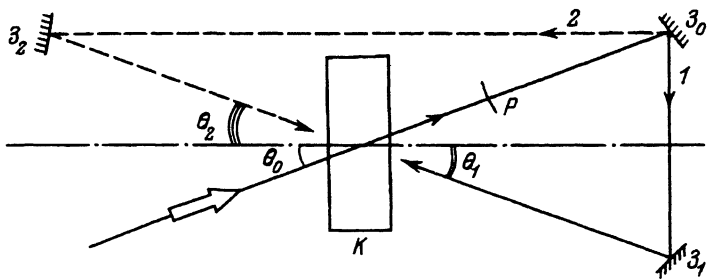


Рис. 1. Традиционные схемы четырехволнового взаимодействия в петле обратной связи для встречных (ветвь 1) и попутных (2) волн накачек.

$P$  — пластинка  $\lambda/2$  для поворота плоскости поляризации (см. [1]),  $Z_i$  — зеркала оптического тракта,  $K$  — нелинейный (в общем случае анизотропный) кристалл.

когда на нелинейный, в общем случае анизотропный кристалл, навстречу друг другу (т.е.  $\theta_0 \approx \theta_1 \equiv \theta = 0$ ) падают две волны накачек ортогональной поляризации  $E_1$  и  $E_2$ . С точки зрения петлевой обратной связи это наиболее простая геометрия, которую экспериментально можно реализовать с помощью фарадеевского вращателя поляризации. Однако мы рассмотрим здесь просто ЧВВ, результаты которого легко можно будет обобщить и на случай с обратной связью.

Допустим, что сильным волнам (например, из-за сильного рассеяния и т.д.) сопутствуют слабые волны ортогональной поляризации  $E_3$  и  $E_4$ . Если слабое, скажем примесное, поглощение света приводит к тепловыделению (квантовый выход переизлучения света стремится к нулю), то в среде возникнут две тепловые решетки возмущения диэлектрической проницаемости, записанные волнами совпадающей поляризации. Представим результирующее возмущение в следующем виде (см., например, [5])

$$\delta\varepsilon_{xx} = C_0 \cdot Q_0; \quad \delta\varepsilon_{yy} = C_e \cdot Q_0; \quad \delta\varepsilon_{xy} = \delta\varepsilon_{yx} = 0,$$

где

$$Q_0 = A_e \cdot \{ |E_3|^2 + |E_2|^2 + b_e \cdot E_2 E_3^* \exp [i(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3)\mathbf{r}] + \text{к.с.} \} + A_0 \{ |E_1|^2 + |E_4|^2 + b_0 \cdot E_1 E_4^* \exp [i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_4)\mathbf{r}] + \text{к.с.} \}, \quad (1)$$

$k_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j$  — волновые числа;  $n_j$  — соответствующие коэффициенты преломлений;  $\lambda$  — длина волны света в вакууме;  $C_{0,e}$ ,  $A_{0,e}$  и  $b_{0,e}$  — действительные постоянные (коэффициенты  $b_{0,e}$  определяют эффективность возбуждения решеточных возмущений,  $b_{0,e} \ll 1$ ).

Таким образом, речь идет о полностью локальном отклике среды, т.е. о совпадающих с интерференционным полем решетках возмущений.

В приближении неистошаемых накачек ( $|E_{1,2}|^2 \neq z$ ) и слабых сигнальных волн ( $|E_{3,4}|^2 \ll |E_{1,2}|^2$ ) с медленно меняющимися амплитудами нетрудно получить укороченные волновые уравнения (см., например, [6]), которые после ряда простых преобразований приводятся к стандартному виду

$$dB_3/dz + ip_3 \cdot B_3 + is_3 \cdot B_4 = 0,$$

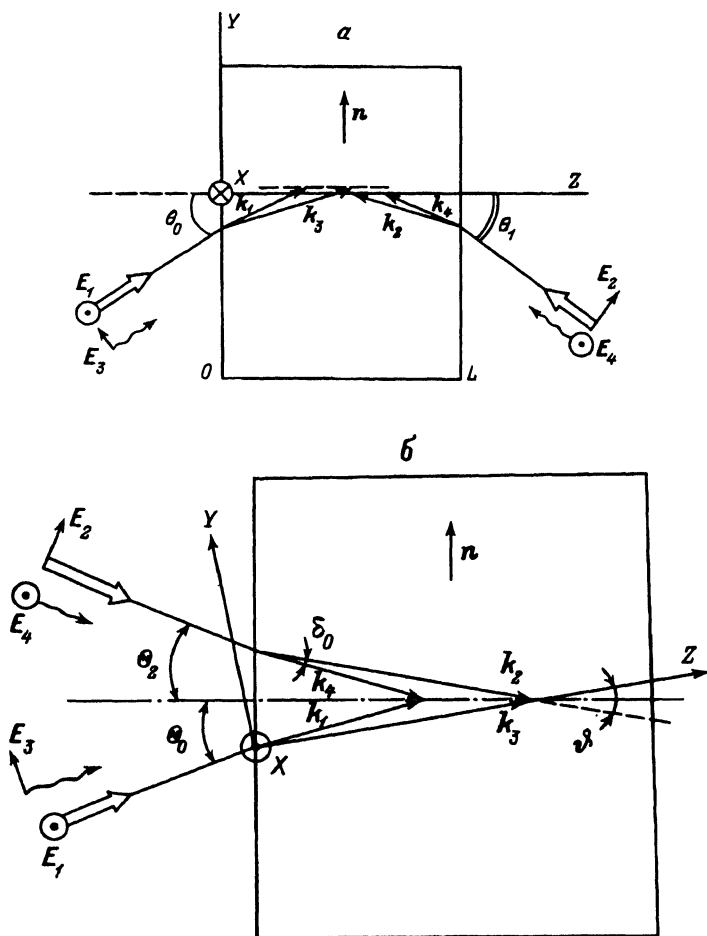


Рис. 2. Геометрия четырехволнового взаимодействия в оптически анизотропном кристалле.

$n$ -ось анизотропии,  $E_{1,2}$  — волны накачек,  $E_{3,4}$  — слабые волны,  $K_{1,4(2,3)} = (2\pi/\lambda)n_{o(e)}$  — соответствующие волновые векторы,  $n_{o,e}$  — коэффициенты преломлений  $o$ - и  $e$ -волн,  $\theta_{0,1,2}$  — углы падения,  $L$  — длина взаимодействия,  $(xyz)$  — декартовые координаты:  $a$  — случай встречных волн накачек и ограниченного коэффициента усиления слабых волн,  $b$  — случай «начального» синхронизма, когда  $\Delta k = 0$  при  $I_s = |E_1|^2 + |E_2|^2 = 0$ . Волны накачек падают симметрично относительно поверхности и оси анизотропии кристалла ( $\theta_0 \approx \theta_2$ ).

$$dB_4/dz + ip_4 \cdot B_4 + is_4 \cdot B_3 = 0, \quad (2)$$

где

$$B_3(z) = E_3(z) \cdot e^{-i\Delta z}, \quad B_4(z) = E_4^* \cdot e^{i\Delta z},$$

$$\Delta = \frac{1}{2}(p_1 + p_2 + (\Delta k)_z); \quad \Delta k = k_1 + k_2 - k_3 - k_4,$$

$$p_{1,2} = \pm \pi C_{0,e} Q / (\lambda n_{1,2}), \quad Q = |E_1|^2 \cdot A_0 + |E_2|^2 \cdot A_e,$$

$$p_{3,4} = \pm \Delta - \pi C_{e,0} \{Q + A_{e,0} b_{e,0} |E_{2,1}|^2\} / (\lambda n_{3,4}),$$

$$s_3 = -\pi C_e A_0 b_0 B_1 B_2 / (\lambda n_3); \quad s_4 = -\pi C_0 A_e b_e (B_1 B_2)^* / (\lambda n_4), \quad (2')$$

$E_{1,2} = B_{1,2} e^{i p_{1,2} z}$ , где  $B_{1,2}$  — комплексные постоянные, т.е. волны накачек претерпевают только фазовую модуляцию.

За характером взаимодействия легко наблюдать в частном случае, когда на вход нелинейной среды подается одна сигнальная волна, скажем

$$E_3(0) \neq 0; \quad E_4(L) = 0, \quad (3)$$

где  $L$  — толщина слоя.

Тогда для параметрически связанных слабых волн будем иметь

$$B_3(z) = B_3(0) e^{i g_0 z} \left\{ \cos(\gamma z) + \left[ i \frac{\delta}{\gamma} + \frac{s_3 s_4 \sin(\gamma L) / \gamma}{\gamma \cos(\gamma L) - i \delta \sin(\gamma L)} \right] \sin(\gamma z) \right\},$$

$$B_4(z) = B_3(0) e^{i g_0 z} \frac{i s_4 \sin[\gamma(L-z)]}{\gamma \cos(\gamma L) - i \delta \sin(\gamma L)}, \quad (4)$$

где

$$g_0 = -\frac{1}{2}(p_3 + p_4), \quad \gamma = [s_3 s_4 + \delta^2]^{1/2},$$

$$\delta = -\frac{1}{2}(p_3 - p_4). \quad (4')$$

Таким образом, в режиме полного синхронизма ( $\delta = 0$ ), которого можно добиться соответствующим выбором  $|E_1|^2$  и  $|E_2|^2$ , для интенсивности нелинейно отраженного от границы  $z = 0$  света получим

$$|E_4(0)|^2 = |E_3(0)|^2 |s_4 / s_3| [\text{tg}([s_3 s_4]^{1/2} L)]^2. \quad (5)$$

Это известный [7] осцилляционный режим ЧВВ с некоторыми особенностями. Во-первых, для реализации режима беззеркальной ЧВВ генерации не требуется равенство интенсивностей накачек благодаря анизотропии среды (о ЧВВ генерации в изотропных средах при  $|E_1|^2 \neq |E_2|^2$  см., например, в [8]). Генерация здесь достигается при условии  $|s_3 s_4|^{1/2} \cdot L = \pi/2$ , т.е. когда

$$\frac{2}{\lambda} \left\{ \frac{A_0 A_e C_0 C_e}{n_0 n_e} b_0 b_e |E_1|^2 |E_2|^2 \right\}^{1/2} L = 1, \quad (5')$$

что для волн накачек с одинаковыми интенсивностями (в случае петли коэффициент обратной связи для накачек  $r \approx 1$ )  $|E_1|^2 \approx |E_2|^2 = I$  и в среде с исчезающе малой анизотропией оптических свойств ( $A_0 \approx A_e = A$ ,  $C_0 \approx |C_e| = C$ ,  $b_0 \approx b_e = b$ ) просто есть  $k_0 \delta n_{\text{реш}} = \pi/L$ , где  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\delta n_{\text{реш}} = \delta \varepsilon_{\text{реш}} / 2\bar{n}$  — решеточная модуляция коэффициента преломления  $n$  ( $\bar{n}$  — его средняя величина),  $\delta \varepsilon_{\text{реш}} \approx 2C A b I$ . Пользуясь результатами работы [9], согласно которому с помощью инфракрасных лазеров (с мощностью порядка десятков Вт/см<sup>2</sup>) легко можно добиться модуляций коэффициента преломления НЖК порядка  $10^{-2}$ , нетрудно убедиться, что

условие (5') вполне достигаемое. Очевидно [10], что генерации здесь также можно добиться при более низких интенсивностях накачек; если использовать обратную связь для слабых волн, однако для сравнения нашей геометрии (где мы рассматриваем обычную для петлевой схемы, совпадающую обратную связь для попутных волн сигнала и накачки ортогональной поляризации) с результатами работы [1] следует помнить, что у нас интенсивности накачек и тем самым коэффициент обратной связи для всех волн уже фиксированы (для достижения синхронизма  $\delta = 0$ ).

Во-вторых, в некоторых средах (НЖК, фоторефрактивные и др. кристаллы) [5,6,11] величина  $s_3 s_4$  может оказаться отрицательной. Например, в целом ряде НЖК (в частности, в НЖК 5СВ, который применялся в работе [1]) нагрев среды приводит к увеличению диэлектрической проницаемости для о-волн и к ее уменьшению для е-волн, тем самым

$$s_3 \cdot s_4 \sim C_0 C_e \sim \frac{\partial \epsilon_0}{\partial T} \frac{\partial \epsilon_e}{\partial T} < 0. \quad (6)$$

Как следует из (5), это в свою очередь приведет к принципиальному изменению характера взаимодействия, а именно вместо традиционного осцилляционного режима взаимодействия мы будем иметь монотонное усиление слабых волн и спад эффективности теплового ЧВВ с сильным ограничением коэффициента нелинейного отражения (так как величина  $I$  ограничена и  $\text{th}(|s_3 \cdot s_4|^{1/2} \cdot L) \leq 1$ ). На самом деле такой монотонный режим имеет место в области, границы которой определяются (см.(4')) условием  $\delta = \pm |s_3 s_4|^{1/2}$ .

Как следует из (2') и (4'), обсужденный нами синхронный режим ЧВВ при фиксированных параметрах среды достигается только для определенного значения суммарной интенсивности накачек  $I_s = |E_1|^2 + |E_2|^2$  и их отношения  $r = |E_2|^2 / |E_1|^2$ . Нетрудно убедиться из (2'), (4') и рис. 2,а, что с увеличением угла  $\theta$  можно уменьшить значение  $I_s$ . Однако существует геометрия взаимодействия, при котором синхронизм ЧВВ имеется уже при нулевых значениях интенсивностей накачек и тем самым снимаются все ограничения на  $I_s$ . А именно, допустим, что волны накачек  $E_1$  и  $E_2$  (а вместе с ними и сигнальные волны) падают на кристалл симметрично, как это показано на рис. 2,б. Тогда мы будем иметь „линейный“ синхронизм ( $\Delta k = 0$ ) в силу законов преломлений. Для слабых параметрически связанных волн  $E_3$  и  $E_4$  легко можно получить стандартную систему уравнений вида (2) со следующими переобозначениями:

$$p_3 = \Delta/2 - \pi C_e (Q + A_e b_e |E_2|^2 \cos^2 \vartheta) / (\lambda n_3),$$

$$p_4 = -\Delta/2 + \pi C_0 (Q + A_0 b_0 |E_1|^2) / [\lambda n_4 \cos(\vartheta + \delta_0)],$$

$$\Delta = p_1 + p_2; \quad p_1 = \pi C_0 Q / (\lambda n_1 \cos \delta_0), \quad p_2 = \pi C_e Q / (\lambda n_2 \cos \vartheta),$$

$$B_3 = E_3 \cdot e^{-i \frac{\Delta}{2} z}, \quad B_4 = E_4^* \cdot e^{i \frac{\Delta}{2} z}, \quad E_{1,2} = B_{1,2} \exp(ip_{1,2} z),$$

$$s_3 = -\frac{\pi C_e A_0 b_0}{\lambda n_3} \cos \vartheta \cdot B_1 B_2, \quad s_4 = \frac{\pi C_0 A_e b_e}{\lambda n_4 \cos(\vartheta + \delta_0)} \cos \vartheta \cdot B_1^* B_2^*. \quad (7)$$

Рассматривая тот же частный случай, когда на кристалл подается одна слабая волна (скажем,  $E_3(0) = 0$  и  $E_4(0) \neq 0$ ), на выходе будем иметь

$$\begin{aligned} B_3(L) &= -B_4(0) \cdot iLs_3 \cdot e^{ig_0L} \sin(\gamma L)/(\gamma L), \\ B_4(L) &= B_4(0) \cdot e^{ig_0L} \{e^{i\gamma L} - iL(\delta + \gamma) \sin(\gamma L)/(\gamma L)\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Особенность такой геометрии взаимодействия заключается, во-первых, в том, что определяющим для значения  $\gamma$  (см. (4') и (7)) уже является не суммарное значение интенсивностей накачек  $I_s$ , а только их отношение  $r$ . Это позволяет свободно варьировать величиной  $I_s$ . Во-вторых, для „попутных“ слабых волн ( $\cos \vartheta > 0$ ) в средах, удовлетворяющих условию (6), значение  $\gamma$  всегда реально (нетрудно обобщить результаты рассмотренной ранее геометрии для случая  $\cos \vartheta < 0$ ). Переход из режима осцилляций в режим монотонного взаимодействия возможен только в „обычных“ средах (где  $s_3s_4 > 0$ ) и происходит при  $\gamma \rightarrow 0$ ; это условие при фиксированных материальных параметрах среды легко реализовать подбором угла  $\vartheta$  и величины  $r$  (см. (4') и (7)). При этом в отличие от осцилляционного режима, где можно было выбором значения  $\gamma L$  занулить на выходе волну  $E_3$  (см. (8)), в монотонном режиме всегда (при произвольных значениях  $L$ ) имеются на выходе обе волны с интенсивностями

$$\begin{aligned} |E_3(L)|^2 &\approx |E_4(0)|^2 L^2 |s_3|^2, \\ |E_4(L)|^2 &\approx |E_4(0)|^2 (1 + (\delta L)^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, слабые волны могут достаточно эффективно усиливаться по закону  $\sim (I_s L)^2$ , при этом нет каких-либо ограничений на значения  $L$  и  $I_s$ . Очевидно, без обратной связи здесь нет и генерации, однако в реальной ситуации этот механизм усиления может играть существенную роль, особенно если учесть, что и в НЖК [2,12] и в фоторефрактивных кристаллах [13,14] уровень спонтанных шумов (т.е. значений  $E_3(0)$  и  $E_4(0)$ ) достаточно велик (например, сечение линейного рассеяния света в НЖК в основном в ортогональную поляризацию на шесть порядков выше, чем в обычных жидкостях [12]). В частности, при использовании здесь традиционной петли обратной связи с НЖК по мере уменьшения угла сведения волн накачек (рис. 1, ветвь 1) эффективность возбуждения ориентационных решеток уменьшается [2], в то время как падает величина  $(I_s)_{\text{синхр}}$ , что в „обычных“ средах делает более эффективным ЧВВ на скалярном механизме нелинейности и, наоборот, уменьшает ее эффективность для сред, удовлетворяющих условию (6). Явное превосходство обсужденного нами скалярного механизма нелинейности над ориентационным, в частности, очевидно в схеме рис. 1 (ветвь 2 (попутные накачки)), так как возбуждение мелкомасштабных ориентационных решеток в стационарном режиме почти встречными волнами практически невозможно [15].

Таким образом, в настоящей работе выявлены особенности стационарного вырожденного ЧВВ в средах с анизотропным нелинейным откликом (например, в НЖК) на скалярном (например, тепловом) механизме нелинейности, предсказаны режимы монотонного усиления слабых шумовых волн (как с ограничением, так и без ограничения коэффициента усиления), определены условия для их реализации.

Автор благодарит А.В.Сухова за полезное обсуждение.

- [1] Галстян Т.В., Сухов А.В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 12. С. 81-86.
- [2] Галстян Т.В., Зельдович Б.Я., Немкова Е.А., Сухов А.В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 5(11). С. 1737.
- [3] Одулов С.Г., Резников Ю.А., Соскин М.С., Хижняк А.И // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 5. С. 1475.
- [4] Khoo I.C., Normandin R. // IEEE J.QE. 1985. Vol. QE-21. N 4. P. 329-335.
- [5] Tabiryay N.V., Zel'dovich B.Ya. /SPIE. Proc. of ECO-1. Nonlinear Optical Materials. Hamburg, 1988. Vol. 1017. P. 193-198.
- [6] Галстян Т.В., Табирян Н.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 23. С. 91-94.
- [7] Yariv A., Pepper D.M. // Opt. Lett. 1977. Vol. 1. P. 16-18.
- [8] Власов С.Н., Таланов В.И. / Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах / Под ред. В.И.Беспалова. Горький, 1979. С. 85.
- [9] Khoo I.C. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. N 19. P. 2273.
- [10] Yariv A. // IEEE J.QE. 1978. Vol. QE-14. N 9. P. 650.
- [11] В.де Же. Физические свойства жидкокристаллических веществ. М.: Мир, 1982.
- [12] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
- [13] Зозуля А.А., Мамаев А.В. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 10. С. 1355-1356.
- [14] Cronin-Golomb M., Fischer B., White J.O., Yariv A. // IEEE J.QE. 1984. Vol. QE-20. P. 12-30.
- [15] Галстян Т.В., Сухов А.В., Тимашев Р.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 5. С. 1734-1742.

Ереванский университет

Поступило в Редакцию  
24 мая 1991 г.