

FOUR-WAVE PARAMETRIC GAIN UNDER PUMPING BY ULTRASHORT ADIABATIC PULSE

B. V. KRYZHANOVSKY

The process of four-wave mixing in two-level media under intense pumping by an ultrashort pulse is discussed. The evolution of the process of four-wave mixing in time and its dependence on the magnitude of phase mismatch δk_0 is investigated. Simple expressions for the energies of gained pulses as functions of input signal frequency and of the value of scattering angle are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 88—92 (1988)

УДК 621.378.325

КОНКУРЕНЦИЯ МОД В ТОНКОПЛЕНОЧНОМ УСИЛИТЕЛЕ-ГЕНЕРАТОРЕ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН, Г. Р. САРКИСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 2 апреля 1987 г.)

Исследовано взаимодействие двух электромагнитных волн с неоднородным по коэффициенту усиления квазиволноводным слоем. Проанализированы конкуренция этих волн и эффект захвата пространственной моды генерации тонкопленочного квазиволноводного лазера.

Инжекция внешнего излучения в резонатор лазера находит широкое применение на практике для стабилизации частоты, повышения выходной мощности и спектральной яркости излучения различного типа генераторов [1—4]. В работе [5] было исследовано усиление плоской электромагнитной волны в тонкопленочном лазерно-активном квазиволноводном слое (КС), в том числе и в случае, когда превышен порог генерации системы. Было показано, что в этом режиме усиления имеют место бистабильность и гистерезисный характер зависимости интенсивности волны, прошедшей через квазиволноводный слой, от интенсивности волны, падающей на КС. Был выявлен эффект захвата (вынужденной синхронизации) волнового вектора излучения генерации усиливаемым (инжектируемым) сигналом.

Для анализа механизма эффекта захвата необходимо рассмотреть взаимодействие с лазерно-активным КС и конкуренцию по крайней мере двух электромагнитных волн. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим взаимодействие двух плоских электромагнитных волн с частотами ω_1 и ω_2 , падающих на лазерно-активный КС под углами θ_1 и θ_2 (рис. 1). Усиливающая среда предполагается однородно уширенной с центральной частотой активного перехода ω_0 . Считая частоты

волн мало отличающимися от центральной частоты активного перехода, пренебрежем дисперсией коэффициента усиления среды. Принятые обозначения совпадают с использованными в работе [5]. Как и в этой работе, взаимодействующие волны предполагаются E -поляризованными.

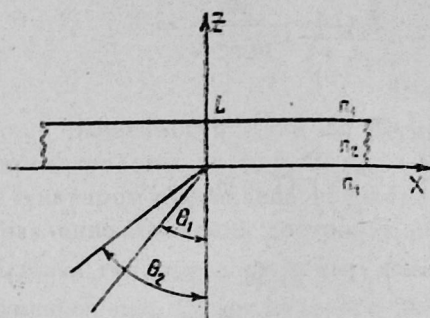


Рис. 1. Схема взаимодействия двух электромагнитных волн с усиливающим КС.

Проведя операцию укорочения волнового уравнения (см. [5]) в усиливающем слое, для безразмерных интенсивностей взаимодействующих волн получим следующую систему уравнений:

$$\frac{d}{dz} \overset{+}{I}_{1,2} = \gamma_{1,2} \frac{\overset{+}{I}_{1,2}}{F}, \quad (1)$$

$$-\frac{d}{dz} \bar{I}_{1,2} = \gamma_{1,2} \frac{\bar{I}_{1,2}}{F},$$

где $\overset{+}{I}_{1,2}$ — нормированные на параметр насыщения интенсивности взаимодействующих волн, бегущих в КС с положительной и отрицательной проекциями волнового вектора на ось z ,

$$F = 1 + \overset{+}{I}_1 + \bar{I}_1 + \overset{+}{I}_2 + \bar{I}_2, \quad \gamma_1 = \frac{n_2 \alpha}{k_{21}}, \quad \gamma_2 = \frac{n_2 \alpha}{k_{22}},$$

$$k_{11} = \frac{\omega_1}{c} n_1 \cos \theta_1, \quad k_{12} = \frac{\omega_2}{c} n_1 \cos \theta_2,$$

$$k_{21} = \frac{\omega_1}{c} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}, \quad k_{22} = \frac{\omega_2}{c} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_2}.$$

Из (1) следуют интегралы движения

$$\begin{aligned} \overset{+}{I}_1(z) \bar{I}_1(z) &= c_1, \quad \overset{+}{I}_2(z) \bar{I}_2(z) = c_2, \\ \frac{\overset{+}{I}_1^\eta(z)}{\overset{+}{I}_2(z)} &= c_3, \quad \frac{\bar{I}_1^\eta(z)}{\bar{I}_2(z)} = c_4, \end{aligned} \quad (2)$$

где c_j ($j = 1, \dots, 4$) — постоянные, определяемые из граничных условий,

$$\eta = \gamma_2 / \gamma_1 = k_{21} / k_{22}, \quad c_4 = c_1^\eta / c_2 c_3.$$

Воспользовавшись соотношениями (2), проинтегрируем систему уравнений (1). Учитывая граничные условия на входе, представляющие собой

условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей на границах раздела КС при $z=0$ и $z=L$, и введя параметры усиления

$$\xi_1 = \frac{I_1^+(L)}{I_1^+(0)}, \quad \xi_2 = \frac{I_2^+(L)}{I_2^+(0)},$$

для которых из (1) следует соотношение $\xi_2 = \xi_1^\eta$, получаем

$$\ln \xi_1 + \frac{1}{4} I_{10} R_1(\xi_1) \frac{\xi_1 - 1}{\xi_1} \left(1 + \frac{k_{11}}{k_{21}}\right)^2 (1 + p_1 \xi_1) + \frac{1}{4} I_{20} R_2(\xi_1) \frac{\xi_1^\eta - 1}{\xi_1^\eta} \left(1 + \frac{k_{12}}{k_{22}}\right)^2 (1 + p_2 \xi_1^\eta) = \gamma_1 L, \quad (3)$$

$$I_{np}^{(1)} = I_{10} R_1(\xi_1), \quad I_{np}^{(2)} = I_{20} R_2(\xi_2), \quad (4)$$

где

$$R_{1,2}(\xi_{1,2}) = \frac{\xi_{1,2} (1 - p_{1,2})^2}{p_{1,2}^2 \xi_{1,2}^2 - 2 p_{1,2} \xi_{1,2} \cos(2 k_{21,2} L) + 1},$$

$$p_1 = \left(\frac{k_{21} - k_{11}}{k_{21} + k_{11}} \right)^2, \quad p_2 = \left(\frac{k_{22} - k_{12}}{k_{22} + k_{12}} \right)^2,$$

I_{10} , $I_{np}^{(1)}$ и I_{20} , $I_{np}^{(2)}$ — интенсивности падающей на КС и прошедшей через КС первой и второй волн.

Для анализа особенностей инжекции внешнего сигнала в лазерно-активный КС предположим, что одна из взаимодействующих волн, например волна с частотой ω_1 и углом θ_1 выхода (падения) излучения из слоя, представляет собой собственную моду КС и что на ней имеет место генерация ($I_{10}=0$). Как следует из (4), в этом случае $\xi_1 = 1/p_1$. Из систем уравнений (3) и (4) получаем следующие зависимости интенсивностей $I_{np}^{(1)}$ и $I_{np}^{(2)}$ прошедших через слой волн как функций интенсивности инжектируемого сигнала I_{20} :

$$I_{np}^{(1)}(I_{20}) = \frac{2}{1-p_1} \frac{1}{\left(1 + \frac{k_{11}}{k_{21}}\right)^2} \left\{ \gamma_1 L + \ln p_1 - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4\eta} I_{20} R_2\left(\xi_1 = \frac{1}{p_1}\right) (1 - p_1^\eta) \left(1 + \frac{k_{12}}{k_{22}}\right)^2 \left(1 + \frac{p_2}{p_1^\eta}\right) \right\}, \quad (5)$$

$$I_{np}^{(2)}(I_{20}) = I_{20} R_2\left(\xi_1 = \frac{1}{p_1}\right).$$

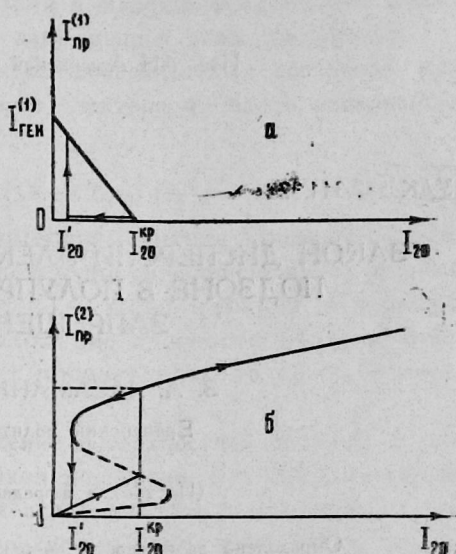
Из полученного решения задачи об инжекции в лазерно-активный КС следует, что с увеличением интенсивности I_{20} инжектируемого сигнала имеет место уменьшение по линейному закону интенсивности $I_{np}^{(1)}$ генерационной моды. Значение $I_{20} = I_{20}^{кр}$, при котором $I_{np}^{(1)}(I_{20} = I_{20}^{кр}) = 0$ и генерация системы имеет место в направлении и на частоте инжектируемого сигнала, представляет собой пороговое значение интенсивности

инжектируемого сигнала, при котором имеет место захват (вынужденная синхронизация) пространственной моды генерации КС инжектируемым сигналом:

$$I_{20}^{кр} = \frac{4\gamma}{1 - p_1^{\gamma}} \frac{1}{\left(1 + \frac{k_{12}}{k_{22}}\right)^2} \frac{\gamma_1 L + \ln p_1}{\left(1 + \frac{p_2}{p_1^{\gamma}}\right) R_2 \left(\xi_1 = \frac{1}{p_1}\right)}.$$

Зависимости $I_{пр}^{(1)}$ и $I_{пр}^{(2)}$ от интенсивности I_{20} инжектируемой волны представлены на рис. 2 при $k_{21}L = \pi$, $k_{22}L = 1,005\pi$, $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$. Пунктиром обозначена неустойчивая ветвь решения. стрелками — направление движения состояния системы. При $I_{20} = 0$ имеет место свободная генерация системы (точка $I_{ген}^{(1)}$). Увеличение I_{20} приводит к уменьшению $I_{пр}^{(1)}$ до нулевого значения при $I_{20} = I_{20}^{пор}$. Это сопровождается ростом $I_{пр}^{(2)}$, и при $I_{20} = I_{20}^{пор}$ $I_{пр}^{(2)}$ скачком переходит в устойчивое состояние (верхняя ветвь решения).

Рис. 2. Зависимости выходных интенсивностей генерации $I_{пр}^{(1)}$ (а) и усиливаемой волны $I_{пр}^{(2)}$ (б) от интенсивности I_{20} инжектируемого сигнала.



Исследованный в настоящей работе эффект захвата пространственной моды генерации лазерно-активного КС инжектируемым сигналом может быть использован для стабилизации и изменения по заданному закону направления распространения и частоты излучения генерации лазерно-активного КС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г. и др. Труды ФИАН, 31, 63 (1968).
2. Ораевский А. Н., Успенский А. В. Труды ФИАН, 31, 87 (1968).
3. Bjorkholm J. E., Danielmeier H. G. Appl. Phys. Lett., 15, 171 (1969).
4. Абдуллин У. А. и др. Квантовая электроника, 11, 800 (1984).
5. Арутюнян Г. В., Джотян Г. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 286 (1984).

ՄՈԴԱՆԵՐԻ ՄՐՑԱԿՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՈՒՐԲԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՔՎԱԶԻԱԼԻԲԱՏԱՐ ՌԻԺԵՂԱՅՈՒՑԻԶ-ԳԵՆԵՐԱՏՈՐՈՒՄ

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Գ. Ռ. ՍԱՐԳԻՍՅԱՆ

Հետազոտված է երկու էլեկտրամագնիսական ալիքների փոխազդեցությունը համասեռ ուժեղացման զործակցով բվադիալիբատար շերտի հետ: Վերլուծված է այդ ալիքների մրցակցությունը և նուրբ թաղանթային բվադիալիբատար լազերի գեներացիայի տարածական մոդայի սմբման էֆեկտը:

MODE COMPETITION IN THIN-FILM AMPLIFIER-GENERATOR

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DJOTYAN, G. R. SARKSYAN

The interaction of two plane electromagnetic waves with plane-parallel amplifying quasi-waveguide layer is investigated taking into account the gain saturation. The competition of these waves and the effect of generated spatial mode capture by an externally injected signal is analyzed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 92—95 (1988)

УДК 537.311.322

ЗАКОН ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОНА В ПОВЕРХНОСТНОЙ ПОДЗОНЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

Յ. Ա. ԿԱՏԱՄԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ԿԱԼԱԲՅԱՆ

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 4 мая 1987 г.)

Определена зависимость энергии электрона от двумерного волнового вектора вдоль поверхности в собственной поверхностной подзоне узкощелевого полупроводника и ее положения в запрещенной зоне.

Хорошо известно, что электронные свойства приповерхностной области полупроводников существенно зависят от структуры энергетического спектра электронов на поверхности. Исследования атомарно чистой поверхности полупроводников в условиях сверхвысокого вакуума свидетельствуют о том, что в запрещенной зоне ряда полупроводников образуется собственная двумерная поверхностная подзона. От энергетического положения этой подзоны и закона дисперсии электронов в ней, в конечном счете, зависят многие физические характеристики приповерхностной области. В настоящее время делается много попыток теоретически определить положение поверхностной подзоны в конкретных полупроводниках и определенных условиях на поверхности, однако о самом