

В случае замагниченного электронного пучка ($\omega_0 \gg \Omega_e^2$), когда поперечное движение электронов пучка затруднено, волны поверхностного типа возбуждаются только на черенковском резонансе. Уровни пространственного усиления при этом характеризуются выражениями (4), (5).

Таким образом, в данном сообщении показано, что волны поверхностного типа на границе холодная плазма—металл, распространяющиеся вдоль внешнего магнитного поля, могут возбуждаться пучками электронов. При взаимодействии ВПТ с черенковскими сносными колебаниями возбуждаются волны, распространяющиеся вдоль пучка. При нормальном доплеровском резонансе возбуждаются волны, распространяющиеся навстречу пучку. Получены и исследованы коэффициенты усиления волн в приближении пучка малой плотности.

В заключение авторы выражают благодарность А. Н. Кондратенко за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Азаренков Н. А., Загинайлов Г. И., Кондратенко А. Н. ЖТФ, 1985, т. 55, № 3, с. 635—639.
- [2] Кондратенко А. Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [3] Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
- [4] Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат, 1970, т. 1. 294 с.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
2 ноября 1987 г.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАЦИИ ТОНКОПЛОЧНОГО КВАЗИВОЛНОВОДНОГО ЛАЗЕРА

Г. В. Арутюнян, О. В. Багдасарян, Г. П. Джотян, Т. Э. Меликсетян

Создание миниатюрных источников когерентного излучения является актуальной задачей интегральной оптики. К числу таких источников могут быть отнесены квазिवолноводные тонкопленочные лазеры (КТЛ) [1–6], которые состоят из плоскопараллельного усиливающего слоя с показателем преломления n_2 , ограниченного пассивными средами с показателями преломления n_1, n_3 при выполнении необходимого условия $n_2 < n_1, n_3$. Эти миниатюрные источники лазерного излучения обладают рядом важных для практических приложений свойств, отличающих их от обычных лазерных систем. В числе этих свойств в первую очередь следует отметить собственную, сравнительно большую частотно-угловую дисперсию излучения генерации, обусловленную структурными особенностями КТЛ, что позволяет сравнительно легко перестраивать частоту генерации КТЛ [5, 6], а также реализовать двухчастотный КТЛ [7]. Представляется интересной также способность КТЛ излучать по конусам с углами $2\theta_m$ при вершине. При этом модовая структура излучения генерации проявляется в дискретности набора углов θ_m , соответствующих разным модам m генерации КТЛ, $m=1, 2, 3, \dots$

Теоретический анализ работы КТЛ, проведенный в [4], позволил качественно объяснить основные особенности генерации этой системы, а также способствовал созданию более сложных активных устройств, таких как КТЛ со светонаведенной распределенной обратной связью [8], многослойных КТЛ [9] и т. д.

При теоретическом анализе характеристик генерации КТЛ до сих пор использовались приближения «толстого» и «тонкого» слоев [4]. Параметры применяемых на практике КТЛ, однако, обычно не удовлетворяют строго принятым в [4] приближениям. В связи с этим для адекватного теоретического анализа свойств реальных КТЛ, а также экспериментальных результатов с использованием КТЛ необходим более точный теоретический анализ с привлечением численных методов.

Целью настоящей работы является анализ точных пороговых соотношений генерации КТЛ. Эти соотношения при учете формы линии усиления активной среды [4, 9] имеют вид

$$\frac{(k'_2 - k_1)(k'_2 - k_3)}{(k'_2 + k_1)(k'_2 + k_3)} \exp\left(2i \frac{\omega}{c} k'_2 l\right) = 1, \quad (1)$$

где $k'_2 = \sqrt{n_2^2 - q_2^2 + \frac{c}{\omega} n_2 \gamma - i \frac{c}{\omega} n_2 \alpha}$. Коэффициент усиления активной среды $\alpha = \alpha_0 (\Gamma/2)^2 \times \times [\epsilon^2 + (\Gamma/2)^2]^{-1}$; величина $\gamma = 2\alpha \frac{\epsilon}{\Gamma}$ соответствует добавке в показатель преломления n_2 , обусловленной активным переходом; l — толщина усиливающего слоя; $k_j = n_j \cos \theta_j$, $q_2 = q_j = = n_j \sin \theta_j$ ($j=1, 3$); θ_j — угол выхода излучения генерации в j -ную прилегающую среду; ω — частота генерируемого излучения; Γ — полуширина линии активного перехода среды; $\epsilon = = \omega - \omega_0$ — расстройка от резонанса; ω_0 — собственная частота перехода активной среды.

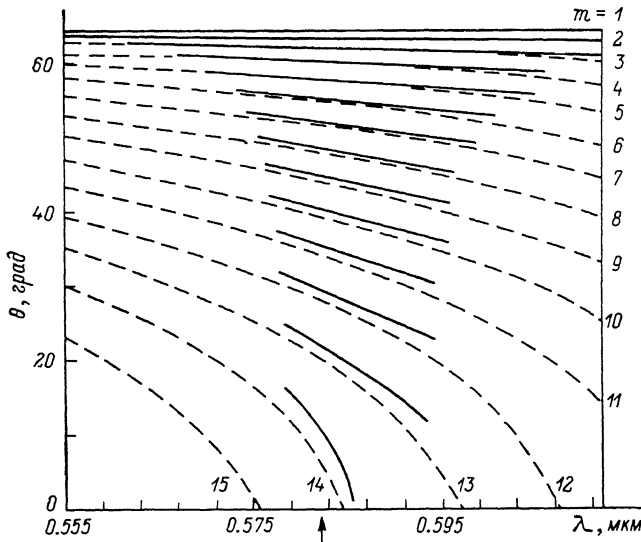


Рис. 1. Расчетные спектрально-угловые зависимости излучения генерации КТЛ с толщиной $l=3$ мкм.

$n_1 = n_3 = 1.515$, $n_2 = 1.368$; $\Gamma = \omega_2 - \omega_1/2$, где ω_1 и ω_2 — граничные частоты спектра люминесценции. Стрелкой отмечена длина волны, соответствующая собственной частоте перехода активной среды $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2/2$.

Комплексное трансцендентное уравнение (1) после разделения на действительную и мнимую части распадается на два действительных трансцендентных уравнения. Численное решение полученной системы уравнений дает частотно-угловую зависимость излучения КТЛ вблизи ее порога генерации с толщиной активного слоя $l=3$ мкм (рис. 1, сплошные линии). Отчетливо видна модовая структура излучения генерации. Для идентификации полученных мод генерации на рис. 1 приведен результат расчета при тех же параметрах КТЛ в приближении «толстого» слоя (штриховые линии). Сравнение этих зависимостей показывает, что наряду с достаточно хорошим совпадением результатов численного расчета с приближенным в центральной области спектра люминесценции, и особенно для малых номеров мод, имеет место обрезание частотно-угловой зависимости на краях линии люминесценции для больших номеров мод. Подобные зависимости при точном численном анализе получаются и для больших толщин активного слоя при соответствующем увеличении числа получаемых мод генерации.

Обрезание кривых частотно-угловой зависимости мод генерации связано со следующим обстоятельством. Как известно, одним из необходимых условий генерации лазера на данной длине волны является требование того, чтобы излучение с данной длиной волны было бы собственной модой резонатора лазера. В рассматриваемом случае КТЛ с увеличением номера моды возрастает значение порогового усиления [4]: $\alpha_{m+1}^{пор} < \alpha_m^{пор}$. При этом возрастает вклад

в показатель преломления активной среды, определяемый величиной $\gamma_m = 2 \frac{\epsilon}{\Gamma} \alpha_m^{пор}$. Начиная с определенного номера m (на рис. 1 при $m > 2$), из-за изменения эффективного показателя

преломления активного слоя не все частоты в спектре люминесценции активной среды могут быть собственными модами резонатора, образованного границами КТЛ. Это и приводит к обрезанию кривых частотно-угловой зависимости излучения КТЛ. При этом с ростом номера моды m частотная область генерации КТЛ сужается.

На рис. 2 представлены расчетные зависимости (при $\omega = \omega_0$) порогового усиления от номера излучаемой моды (кривые 3—5). В случае «тонких» слоев ($l=1$ мкм и частично при $l=3$ мкм) пороговое усиление $\alpha_m^{\text{пор}}$, вычисленное в приближении укороченных уравнений [4], имеет несколько заниженные значения (кривые 1, 2 при целочисленных m). При больших толщинах слоев имеет место совпадение с точным решением. Как следует из представленных

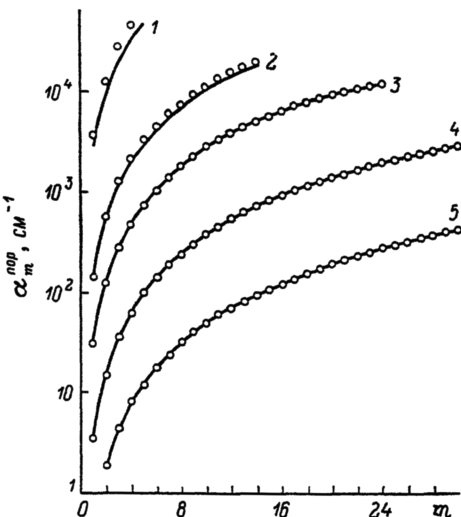


Рис. 2. Расчетные зависимости порогового усиления КТЛ от номера излучаемой моды. $n_1 = n_2 = 1.515$, $n_2 = 1.368$; l , мкм: 1 — 1, 2 — 3, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 20.

на рис. 2 зависимостей, уровень накачки $\alpha_{\text{нак}}$, достигаемый в эксперименте, в различной степени в зависимости от толщины слоя l ограничивает число излучаемых мод. В случае «толстых» слоев максимальное число излучаемых мод при заданном уровне накачки есть [4]

$$m_{\text{max}} = \left[\frac{l}{\lambda} \sqrt{n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \alpha_{\text{нак}} \right],$$

где квадратная скобка обозначает целую часть числа.



Рис. 3. Экспериментальные спектрально-угловые зависимости излучения генерации КТЛ с толщиной слоя $l \approx 10$ мкм.

Активная среда — краситель родамин 6Ж в спирте с концентрацией $C = 10^{-2}$ моль/л. $n_1 = n_2 = 1.515$ (стекло), $n_2 = 1.368$. Пара реперных линий — желтый дублет ртути 5770 и 5391 Å.

На рис. 3 приведена полученная в эксперименте частотно-угловая картина генерации КТЛ с $l \approx 10$ мкм. Число наблюдаемых мод генерации обусловлено достигнутым в эксперименте уровнем накачки. Что касается вида частотно-угловой зависимости, то имеется хорошее качественное согласие с расчетом (рис. 1). Асимметрия частотно-углового распределения относительно центра спектра люминесценции, наблюдаемая в эксперименте, связана, во-первых, с асимметрией спектра люминесценции самого красителя родамина 6Ж, который использовался в эксперименте, и, во-вторых, с конечностью длины квазиволноводного слоя, связанного с конечностью области накачки.

Авторы признательны В. М. Арутюняну за внимание и полезные обсуждения результатов работы.

- [1] *Zeidler G.* Arch. Elek Übertrag., 1972, Bd 26, H. 12, S. 533—536.
 [2] *Борисов В. И., Карпенко В. А., Лебедев В. И.* ЖПС, 1979, т. 31, № 6, с. 972—976.
 [3] *Бойко Ю. Б., Забелло Е. И., Тихонов Е. А.* УФЖ, 1980, т. 25, № 6, с. 982—988.
 [4] *Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В.* Изв. АН АрмССР. Физика. 1980, т. 15, № 5, с. 379—401.
 [5] *Arutunyan V. M., Djotyan G. P., Karmenyan A. V.* et al. Opt. Commun., 1981, v. 36, N 3, p. 227—228.
 [6] *Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В., Меликсетян Т. Э.* Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, № 12, с. 2415—2419.
 [7] *Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В., Меликсетян Т. Э.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 12, с. 2394—2396.
 [8] *Arutunyan V. M., Karmenyan A. V., Meliksetyan T. E.* Opt. Commun., 1984, v. 49, N 3, p. 195—197.
 [9] *Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В.* и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1986, т. 50, № 4, с. 633—639.

Ереванский государственный университет
 НИИ физики конденсированных сред

Поступило в Редакцию
 11 мая 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 12, 1988

О ТРАНСФОРМАЦИИ СПЕКТРА СТОХАСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ АВТОГЕНЕРАТОРА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОТРАЖЕНИЙ

Б. П. Ефимов, К. А. Лукин, В. А. Ракитянский

Генератор стохастических колебаний (ГСК), как и любой другой источник, может работать в условиях неидеального согласования с нагрузкой. При этом на него действует отраженный сигнал, интенсивность которого определяется величиной коэффициента отражения от нагрузки и степени его затухания в передающей линии. Оказывается, что спектр излучаемого сигнала может претерпевать качественные изменения под действием даже весьма малых отраженных сигналов. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования трансформации спектра, вызванной отраженным сигналом, и дана физическая трактовка наблюдаемых явлений.

Исследуемый ГСК представляет собой слабрезонансную ЛОВО с плавным управлением параметрами спектра излучаемого сигнала [1]. Генератор имеет два вывода энергии, к одному из которых на расстоянии L подключалась нагрузка с регулируемым коэффициентом отражения, а ко второму — измерительный тракт. Для регистрации спектров колебаний использовался панорамный анализатор спектра С4-60.

Поскольку выходной сигнал ГСК представляет собой электромагнитную волну со случайной амплитудой, фазой и непрерывным спектром частот, локализованном вблизи несущей, то исследуемые процессы удобно интерпретировать в рамках теории частично когерентных сигналов [2, 3]. Регулировка ширины спектра колебаний ГСК позволяет обеспечивать необходимое соотношение между длиной когерентности сигнала $l_c = V_g / \Delta f$ (V_g — групповая скорость) и фиксированным расстоянием L до нагрузки. Будем различать узкополосные ($\Delta f = V_g / L$) и широкополосные ($\Delta f \gg V_g / L$) стохастические сигналы. Для узкополосного сигнала $l_c \gg L$, а для широкополосного — $l_c \ll L$.

Исследования показали, что реакция ГСК на отраженный узкополосный стохастический сигнал полностью аналогична реакции генератора монохроматических колебаний. Отраженный сигнал изменяет комплексное сопротивление нагрузки, что приводит к небольшому изменению мощности и частоты генерируемых колебаний. Величины смещения частоты и мощности зависят от амплитуды и фазы отраженного сигнала на входе генератора. При этом спектр выходного сигнала остается неизменным.

Увеличение ширины спектра выходного сигнала до таких значений, при которых его длина когерентности становилась намного меньше L (широкополосный сигнал), приводит к качественно новой реакции ГСК на отраженный сигнал — спектр излучения приобретает периодическую модуляцию, причем период этой модуляции обратно пропорционален L .