
**РЕАЛИЗАЦИЯ РЕГИСТРАЦИИ КОМПЛЕКСНОЙ АМПЛИТУДЫ
СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ
ТОМОГРАФИИ****В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, А.А. Моисеев, П.А. Шилигин***Институт прикладной физики РАН
ООО «Биомедтех»*

Спектральный вариант оптической когерентной томографии (ОКТ), который потенциально обладает наибольшим быстродействием, основан на анализе спектра интерференции опорной и рассеянной объектом волн, полученного при помощи дифракционной решетки [1, 2]. Несмотря на очевидные преимущества в скорости и чувствительности [2, 3], спектральный метод имеет недостатки, одним из которых является вырожденность принимаемых значений по знаку задержки между опорной и объектной волнами. Для коррекции этого вырождения используют регистрацию оптических спектров интерферирующих волн с последовательным сдвигом фазы между опорной и объектной волнам на четверть длины волны, что позволяет сконструировать комплексные значения амплитуды оптического спектра. Необходимость одновременного наблюдения компонент оптического спектра с различными фазовыми сдвигами между опорной и объектной волнами обусловлена перемещением зондирующего пучка вдоль поверхности исследуемого объекта. Методы, основанные на восстановлении значений амплитуды комплексного поля из последовательно полученных отсчетов, фаза опорной волны между которыми сдвинута на доли π [4], хорошо применимы только для случая, когда в промежутке между двумя и более последовательными А-сканами не происходит существенного изменения структуры излучения, рассеянного объектом исследования в обратном направлении. В реальных реализациях ОКТ скорость регистрации изображений обратно пропорциональна числу А-сканов, и зондирование с поперечным шагом, существенно меньшим диаметра зондирующего луча, намного уменьшает быстродействие системы.

Принципиальная оптическая схема установки спектральной ОКТ с одновременной регистрацией квадратурных компонент представлена на рис. 1. Рисунок построен для опорной волны, объектное плечо не показано. В качестве фазосдвигающего элемента 6 может быть использовано ступенчатое зеркало (в этом случае он объединяется с опорным отражателем 5) либо бездисперсионное фазосдвигающее устройство, представляющее собой две стеклянные пластинки различной толщины, расположенные под углом к оптической оси опорного пучка [5]. Излучение, проходящее через такой элемент, при двойном проходе приобретает разность фаз для верхнего и нижнего пучков в $\pi/2$, а затем регистрируется на два параллельных линейных фотоприемника, для чего предварительно разводится по вертикали разделителем пучка, представляющим собой оптический клин с малым углом при

вершине. На рис. 2 продемонстрировано подавление зеркального артефакта в системе, полученное в экспериментальной установке.

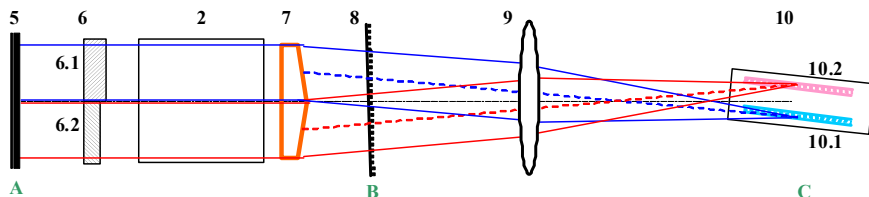


Рис. 1. Здесь: 2 – 3 дБ делитель; 5 – опорный отражатель; 6 – фазосдвигающее устройство; 7 – разделитель пучка; 8 – дифракционная решетка; 9 – фокусирующий элемент; 10 – фотоприемная линейная ПЗС матрица.

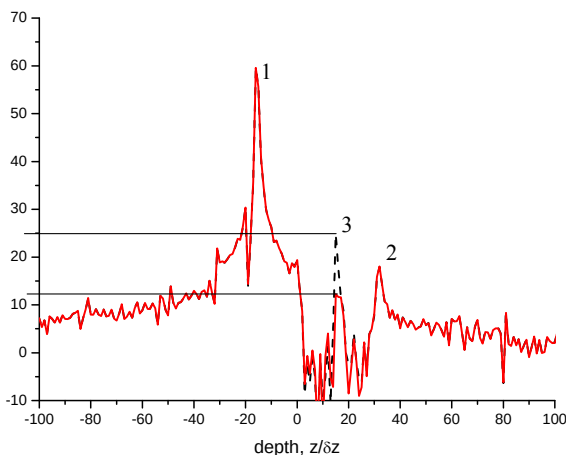


Рис. 2. Здесь: 1 – пик, обусловленный отражением от внешней грани стеклянной пластинки, к которой с противоположной стороны прилегает равномерно рассеивающий гель; 2 – пик, обусловленный отражением от границы раздела стекло/гель; 3 – зеркальный артефакт, обусловленный неокончателностью подавления вырождения по знаку задержки между интерферирующими волнами. Пунктирной линией показана величина артефактного пика при использовании геометрической задержки половины опорного луча, сплошной – при использовании компенсирующей схемы.

Единичные профили получены: сплошная линия – с использованием бездисперсионного устройства, пунктирная – с использованием ступенчатого зеркала.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ госконтракт № 16.512.11.2002 от 10.02.2011.

- [1] Fercher A.F., Hitzengerger C.K., Kamp G., El-Zaiat S.Y. //Opt. Comm. 1995. V.117, No.1-2. P.43.
- [2] Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C.H. //Optics Express. 2003. V.11, No.18. P.2183.
- [3] Leitgeb R., Hitzengerger C., Fercher A. //Optics Express. 2003. V.11, No.8. P.889.
- [4] Fercher A.F., Leitgeb R.A., Hitzengerger C.K., Sattmann H., Wojtkowski M. //SPIE, Stockholm, Sweden. 1999. V.3564. P.173.
- [5] Moiseev A.A., Gelikonov G.V., Shilyagin P.A., Gelikonov V.M. //Proc. SPIE. 2011. V.7889. P.788925.

ПОВЫШЕНИЕ ЭКВИДИСТАНТНОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИЕМА В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, Д.А. Терпелов, П.А. Шилягин

*Институт прикладной физики РАН
ООО «Биомедтех»*

Спектральный вариант оптической когерентной томографии (ОКТ), который потенциально обладает наибольшим быстродействием, основан на анализе спектра интерференции опорной и рассеянной объектом волн, полученного при помощи дифракционной решетки [1, 2]. Несмотря на очевидные преимущества в скорости и чувствительности [2, 3], спектральный метод имеет недостатки, одним из которых является существенная зависимость ширины восстанавливаемой при использовании преобразования Фурье аппаратной функции от эквидистантности регистрации спектральных компонент. Способ, предложенный в [4], предполагает использование в составе спектрометра на дифракционной решетке оптической призмы, корректирующей положение спектральных компонент на массиве фотоприемников. Однако использование этого метода не дает полностью удовлетворительного результата. Обусловлено это тем, что при построении изображений в ОКТ используется логарифмическая шкала, а в этом случае условие на ненаблюдаемость уширения восстанавливаемой линии оказывается существенно более жестким, чем используемое в [4] условие удвоения ширины аппаратной функции по полувысоте.

Для точного восстановления спектрально обусловленного разрешения системы предложено использовать дополнительное преобразование, осуществляющее передискретизацию спектральных значений, зарегистрированных в предварительно скорректированном с помощью оптической призмы спектрометре (на рис. 1 пунктирная линия – исходный профиль, сплошная – скорректированный). Неэквидистантность спектрометра и влияние материальной дисперсии в плечах интерферометра могут быть представлены как нелинейность зависимости фазы модуляции огибающей оптического спектра двух интерферирующих волн: опорной и рассеянной на единичном рассеивателе. В этом случае спектр интерферирующих волн

оказывается промодулированным по гармоническому закону, и из последовательности спектральных отсчетов можно получить зависимость аргумента $2z_0k(x)=\varphi(x, z)$. В этом рассмотрении принимаемый спектр может быть представлен как обычный сигнал, оцифрованный с выполнением теоремы Котельникова, имеющий постоянную и модулированную составляющие. Частота модуляции последней пропорциональна оптической разности хода в интерферометре. Используя механизмы регистрации комплексной амплитуды оптического спектра или алгоритмы поиска Гильберт-сопряженных сигналов, можно восстановить значение аргумента для каждого фотоприемного элемента. Это позволяет определить зависимость неэквидистантности принимаемых спектральных компонент от номера фотоотсчета и осуществить передискретизацию принятых значений. В общем случае аргумент $\varphi(x, z)$ может быть представлен в виде степенного ряда по параметру $z/\delta z$:

$$\varphi(x, z) = A(x) + B(x) \frac{z}{\delta z},$$

где δz – величина продольного разрешения ОКТ системы. Производя регистрацию двух спектральных распределений, можно определить параметры $A(x)$ и $B(x)$. Домножением на экспоненту с аргументом, рассчитанным по приведенной формуле и взятым с обратным знаком, можно восстановить спектрально обусловленное разрешение системы.

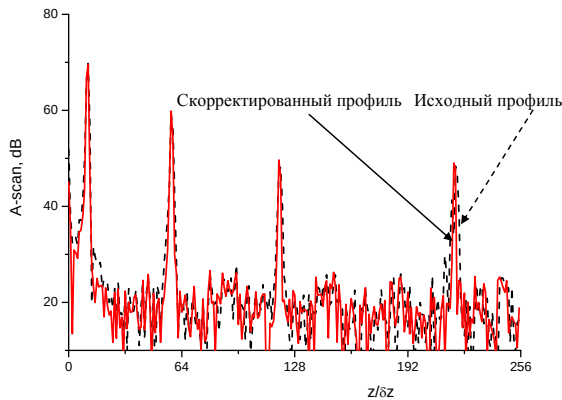


Рис. 1

Для уменьшения вычислительной емкости метода параметры разложения $A(x)$ и $B(x)$ предлагается использовать не для всех значений глубины расположения отражателей, а для конечного небольшого (8–16) количества сегментов изображения по глубине. Каждый сегмент подвергается коррекции в смысле среднего значения для сегмента. При использовании разбиения на 8–16 сегментов влияние возникающего разрыва аргумента в направлении z оказывается пренебрежимо малым и позволяет с

достаточной точностью восстановить спектрально обусловленную ширину аппаратной функции.

Работа частично поддержана Минобрануки РФ госконтракт № 16.512.11.2002 от 10.02.2011.

- [1] Fercher A.F., Hitzenger C.K., Kamp G., El-Zaiat S.Y. //Opt. Comm. 1995. V.117, No.1–2. P.43.
- [2] Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C.H. //Optics Express. 2003. V.11, No.18. P.2183.
- [3] Leitgeb R., Hitzenger C., Fercher A. //Optics Express. 2003. V.11, No.8. P.889.
- [4] Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Шилягин П.А. //Опт. и спектроскопия. 2009. Т.106, №3. С.518.

ОЦЕНКИ МАСШТАБА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ СИГНАЛА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

А.В. Смирнов, А.И. Малеханов

Институт прикладной физики РАН

Известно, что статистические эффекты многократного рассеяния звука на случайных неоднородностях океана приводят к растущему с дистанцией ослаблению взаимной корреляции составляющих сигнал мод [1, 2] и, следовательно, пространственной корреляции сигнала. Вместе с тем, когерентные свойства сигнала на входе приемной антенны играют принципиальную роль при синтезе и анализе методов пространственной обработки, в том числе оптимальных. Таким образом, моделирование функции пространственной когерентности (ФК) многомодового акустического сигнала в случайно-неоднородном океаническом волноводе имеет важную прикладную направленность. В данной работе это моделирование выполнено для горизонтальной антенны в подводном звуковом канале (ПЗК).

На входе горизонтальной антенны сигнал удаленного источника можно представить в виде суммы конечного числа M мод дискретного спектра – плоских волн, имеющих некоторый спектр волновых чисел h_m (определяемых параметрами ПЗК) – со случайными амплитудами a_m [3], приходящих с направления $\theta=45^\circ$:

$$S(x) = \sum_{m=1}^M a_m \exp\{i h_m \sin \theta\}. \quad (1)$$

С учётом такого представления сигнала, общее выражение для ФК в точках x_1 и x_2 вдоль антенны имеет вид (символ «*» означает комплексное сопряжение):

$$R(x_1, x_2) = \langle S(x_1) S(x_2)^* \rangle = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \langle a_m a_n^* \rangle \exp\{i(h_m x_1 - h_n x_2) \sin \theta\}, \quad (2)$$

где величины $\langle a_m a_n^* \rangle$ образуют матрицу взаимных межмодовых корреляций (ММК), характеризующую влияние статистических эффектов [1, 2].

В предположении сплошного и эквидистантного спектра волновых чисел мод, нулевых межмодовых корреляций и равномерного спектра интенсивностей мод получаем следующее выражение для ФК (см. рис. 1, нижний график ($M = 100$)):

$$R(\Delta x) = \frac{\sin(0,5\Delta h\Delta x \sin \theta)}{0,5\Delta h\Delta x \sin \theta} \exp\{i h_{cp} \Delta x \sin \theta\}. \quad (3)$$

где $\Delta x = x_2 - x_1$. Отсюда видно, что аналитическая оценка (снизу) масштаба когерентности (МК) имеет простой вид: $L_c = 2\pi(\Delta h \sin \theta)^{-1}$, где Δh – полная ширина спектра волновых чисел. Видно, что МК обратно пропорционален ширине модового спектра сигнала и растет с уменьшением угла прихода.

Численное исследование задачи позволило отказаться от упрощающих предположений и провести детальный анализ влияния наиболее существенных физических факторов распространения сигнала в рамках модели (1). К таким факторам относятся: неэквидистантность спектра продольных волновых чисел (выбрана модель изоскоростного канала при разных $M = 20, 40$ и 100 и соответствующих Δh , обратно пропорциональных величине M) и неравномерность спектра модовых интенсивностей (выбирался спектр гауссова вида при ширине $\sigma = 15$ и различных положениях максимума: на первой, центральной и последней модах). Оба эти фактора совместно приводят к тому, что величина МК существенно возрастает (см. рис. 1). Таким образом, можно говорить об «эффективной» ширине спектра волновых чисел $\Delta h_{\text{eff}} < \Delta h$, которая совместно определяется как шириной спектра интенсивностей мод, так и числом наиболее «плотных» мод в пространстве волновых чисел.

Величины взаимных межмодовых корреляций также играют существенную роль в формировании ФК, что видно непосредственно из выражения (2). Для анализа влияния ММК выбрана следующая эвристическая модель:

$$\langle a_m a_n^* \rangle = \sqrt{|a_m|^2 |a_n|^2} \exp\{-(m-n)^2 / 2\Delta^2\}. \quad (4)$$

Параметр Δ – некоторый характерный (зависящий от дистанции) масштаб межмодовых корреляций, определяемый числом мод, амплитуды которых коррелированы с амплитудой данной моды [1, 2]. Его уменьшение с расстоянием до источника приводит к затуханию интерференционной структуры многомодового сигнала. Как показали расчёты, при одинаковой величине Δ изменение вида функции межмодовых корреляций слабо влияет на величину масштаба когерентности. Это означает, что именно характерный масштаб межмодовых корреляций («заселенность» ММК) является определяющим параметром для получения оценки масштаба когерентности (см. рис. 2), в то время как детальный характер межмодовых корреляций не играет существенной роли.

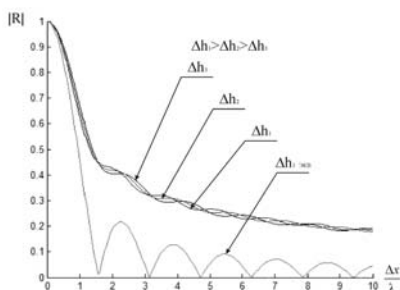


Рис. 1

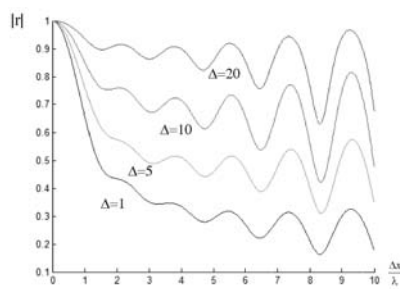


Рис. 2

- [1] Нечаев А.В. //Акуст. журн. 1987. Т.33, №3. С.535.
- [2] Вировлянский А.Л., Костерин А.Г., Малахов А.Н. //Акуст. журн. 1989. Т.35, №2. С.229.
- [3] Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Таланов В.И. //Акуст. журн. 1992. Т.38, №6. С.1044.

НАБЛЮДЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА ПРИБОРАМИ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЗЕМЛИ DEMETER

Г.А. Марков, А.О. Рябов

Нижегородский госуниверситет

Анализ данных, полученных с помощью искусственного спутника DEMETER, привел к обнаружению ряда свойств ионосферы и магнитосферы Земли, наиболее интересным из которых является генерация магнитосферного мазера.

Ионно-циклотронный мазер возбуждается во время утренней перестройки магнитосферы (~9–10 утра по местному времени) на частотах порядка и ниже максимальной гирочастоты протонов. Ширина полосы зоны генерации по широте ~30°, с юга и севера ограничена полярными областями и перемещается вместе с вращением Земли.

Резонансные взаимодействия волновых полей и потоков заряженных частиц в магнитосфере Земли могут привести к генерации магнитосферного циклотронного мазера [1]. Роль активного вещества в этом мазере выполняют частицы радиационных поясов, для которых характерна инверсия населенностей, проявляющаяся в поперечной анизотропии функции распределения. Частицы с малыми поперечными скоростями не удерживаются магнитными пробками и высыпаются из магнитосферы вдоль силовых линий магнитного поля в плотные слои атмосферы. Частицы с большими поперечными скоростями отражаются от магнитных пробок, перемещаясь от полюса к полюсу вдоль силовых линий геомагнитного поля. Накачкой частиц является диффузия из радиационных поясов, и, если количество таких частиц начинает превышать некий пороговый уровень, шумовые волновые поля, всегда

присутствующие в магнитосфере, стимулируют возбуждение магнитосферного мазера. Из-за многомодовости магнитосферного резонатора и неоднородности магнитного поля генерация мазера может наблюдаться в виде широкополосного шумового излучения, когда после отражения от границы резонатора излучение распространяется вдоль другой силовой линии и усиливается в радиационных поясах, но без обратных отражений, т. е. при отсутствии обратной связи. Положительная обратная связь, необходимая для когерентной генерации, обеспечивается частичным обратным отражением волн от областей нарушения условий геометрической оптики для возбуждаемых полей. Порог генерации достигается при балансе усиления волн и потерь. Характерным признаком генерации магнитосферного мазера является заметное по сравнению с фоновым уровнем увеличение интенсивности возбуждаемых излучений ОНЧ и КНЧ диапазонов, а также высыпание отрабатанных энергичных частиц из возмущенных магнитных силовых трубок. Примером естественной шумовой генерации КНЧ излучений в магнитосфере являются плазмосферные шипения [2].

Зависимость эффектов возбуждения КНЧ излучений от интенсивности потоков высыпавшихся электронов прямо указывает на единый источник и механизм генерации как шипений, так и протонной линии, обусловленный циклотронной неустойчивостью электронов радиационных поясов. Потоки быстрых электронов усиливают свистовые шумы, запертые в плазмосферном резонаторе, где свисты при отражениях от границ переходят с одной силовой линии на другую и диффузно заполняют весь резонатор. В районе Бразильской аномалии большой поток высыпавшихся быстрых электронов на всех широтах усиливает подходящие по фазовым скоростям свисты. В результате на всех широтах наблюдается генерация шипений, а в утренней плазмосфере, когда возможны обратные отражения от верхней ионосферы, где малы столкновения и потери, наблюдается генерация протонной линии. Поперечные размеры резонатора с обратной связью по долготе определяются размерами отражающего зеркала и могут быть достаточно большими, и тогда генерация наблюдается на всей траектории полета в утренней плазмосфере. Чаше реализуется ситуация, когда протонная линия состоит из двух участков, примыкающих к полярным областям и разделенных экваториальной зоной молчания. Потоки быстрых электронов из радиационных поясов попадают в эту область только благодаря диффузии, и их может не хватать для возбуждения неустойчивости. Однако при наличии дакта плотности генерация возможна из-за уменьшения боковых потерь на излучение и повышения добротности резонатора.

После утренней перестройки магнитосферы у электронных свистов, усиленных потоками подходящих по скоростям электронов из радиационных поясов, появляется возможность с малыми потерями отразиться от верхней ионосферы обратно на ту же силовую линию, опять усиливаться подходящими потоками высыпавшихся электронов и, отразившись от верхней ионосферы в соседнем полушарии, замкнуть обратную связь нужного знака. Дисперсионные кривые электронных свистов пересекают дисперсионные кривые электронно-ионных свистов в точках перекрестных частот, взаимодействие в которых ведет в нашем случае к возбуждению ионно-циклотронных резонансов. Дисперсия плазменных волн на частотах, меньших

нижнегибридной частоты, такова, что вблизи протонной гирочастоты направление волновых векторов перпендикулярно направлению геомагнитного поля. Генерация протонной линии в северном полушарии, где потоки высыпавшихся частиц малы из-за уменьшения величины магнитной пробки в районе Бразильской магнитной аномалии, доказывает наличие обратной связи в соответствующих магнитных трубках и картину возбуждения магнитосферного мазера.

- [1] Santolik O., Parrot M. //J. Geophys. Res. 1998. V.103, No. A9. P.20469.
[2] Thorne R.M. //J. Geophys. Res. 1973. V.78, No.10. P.1581.

СТАЦИОНАРНЫЙ СКАЧОК ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ ПЕРВОГО ПОРЯДКА

В.Б. Гильденбург, А.И. Симатов

Нижегородский госуниверситет

В настоящем сообщении представлены результаты численного расчета самосогласованных деформаций профилей поля и электронной плотности в плазме при фиксированном (линейном) распределении плотности ионов с учетом пространственной дисперсии первого порядка, обусловленной наличием движущегося потока электронов. Расчеты проводились на основании простой одномерной модели холодной плазмы, применимой для описания интересующих нас деформаций распределения электронной плотности на масштабах, малых по сравнению с длиной электромагнитной волны, в условиях, когда тепловые скорости электронов велики по сравнению с их упорядоченными (осцилляторными) скоростями. В рамках этой модели исходные уравнения, определяющие стационарные пространственные распределения комплексной амплитуды переменного поля $E(x)$, электростатического потенциала $\phi(x)$ и плотности электронов $N_e(x)$, имеют вид

$$\varepsilon(x)E - \frac{2iV_0}{\omega} \frac{\partial E}{\partial x} = E_0, \quad \varepsilon(x) = 1 - N_e / N_c - i\nu / \omega = -(x/l) + (e\varphi + \Phi) / T - i\nu / \omega,$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = 4\pi(N_i - N_e), \quad -e\varphi + \Phi = \frac{e^2}{4m\omega^2} |E|^2, \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда переменного поля вне плазмы, ε – диэлектрическая проницаемость плазмы, N_c – критическое значение электронной плотности, e и m – заряд и масса электрона, ν – частота соударений электронов, предполагаемая малой по сравнению с частотой поля ω , Φ – потенциал усредненной пондеромоторной силы. Плотность ионов $N_i(x)$ задана линейным распределением $N_i = N_c(1+x/l)$, где l – характерный пространственный масштаб невозмущенной плазмы. Предполагаются выполненными условия:

$$V_T = \sqrt{T/m} \gg V_0, \quad V_0 \gg V_T^2 / (\omega l), \quad 1 \gg \Phi / T \gg r_D^2 / l^2. \quad (2)$$

Первое из них позволяет принять для электронов в поле с суммарным потенциалом $e\varphi + \Phi$ бoльцмановское распределение; второе позволяет пренебречь в материальном уравнении для переменного поля членом со второй производной; при выполнении третьего условия интересующие нас возмущения электронной плотности под действием пондеромоторной силы малы по сравнению с невозмущенной плотностью, но превышают ее отклонение от ионной плотности в невозмущенном состоянии (при $\Phi = 0$). Скорость потока электронов V_0 в уравнении (1) при определении структуры поля в окрестности точки плазменного резонанса можно рассматривать как заданную константу (равную ее значению при $N_i = N_c$).

Вводя безразмерные переменные $\xi = x/\Lambda$, $\Lambda = \sqrt{4IV_0/\omega}$, $\psi = eV_0\varphi/(\omega\Phi_0)$, $\tilde{E} = E/E_m$, $E_m = \sqrt{\omega l/V_0}E_0$, $\beta = \nu/\omega\sqrt{\omega l/V_0}$, $q = 4\omega lV_0/V_T^2$, $p = \Phi_0/T(\omega l/V_0)^{3/2}$, получаем следующую систему уравнений:

$$i d\tilde{E}/d\xi - \tilde{\varepsilon}\tilde{E} = -1, \quad d^2\psi/d\xi^2 = q\left(\psi + |\tilde{E}|^2\right), \quad (3)$$

$$\tilde{\varepsilon} = (2l/\Lambda)\text{Re}\varepsilon = -\left[2\xi - p\left(\psi + |\tilde{E}|^2\right) + i\beta\right]. \quad (4)$$

Нас интересуют решения системы уравнений (3-4) с локализованной в конечной области деформацией функции $N_e(z)$ (т.е. удовлетворяющие условию $\tilde{E} \rightarrow 0$, $\psi \rightarrow 0$, при $\xi \rightarrow \pm\infty$). Как показали проведенные численные расчеты, величина и характер возмущений, обусловленных действием пондеромоторной силы, существенно зависят от значений параметров p , q и β . С ростом параметра пространственной дисперсии q (пропорционального скорости потока электронов V_0) деформация профиля электронной плотности «сглаживается», становится более полой. С ростом параметра нелинейности p (пропорционального квадрату амплитуды внешнего поля $|E_0|^2$) величина деформации возрастает, и перепад плотности при переходе через точку плазменного резонанса становится более крутым. Частные случаи решения задачи показаны на рисунке. Осцилляции на кривых поля и плотности обусловлены возбуждением быстрой пучковой моды после прохождения скачка.

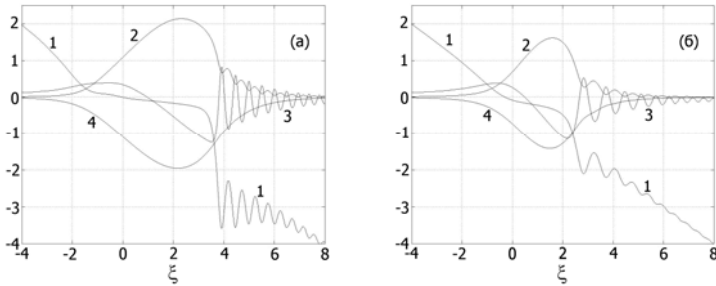


Рис. а) $p=20$, $q=3$, $\beta=0,6$; б) $p=9$, $q=5$, $\beta=0,6$;

1 – $\tilde{\varepsilon}/4$, 2 – $|\tilde{E}|$, 3 – $\text{Re } \tilde{E}$, 4 – ψ .

Сопоставляя полученные результаты с результатами работы [1], где аналогичная задача решалась без учета пространственной дисперсии, можно сделать вывод, что при наличии пространственной дисперсии первого порядка, обусловленной направленным движением электронов, скачок перестает быть абсолютно резким и происходит на масштабе $\Lambda = \sqrt{4V_0/\omega}$.

[1] Gildenburg V.B., Simatov A.I. // Phys. Plasmas. 2011. V.18. P.064510.

МОДЫ, НАПРАВЛЯЕМЫЕ ОТКРЫТЫМ МАГНИТОАКТИВНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ВОЛНОВОДОМ, В РЕЗОНАНСНЫХ И НЕРЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТНЫХ ДИАПАЗОНАХ

Г.А. Марков, М.Г. Шкоков

Нижегородский госуниверситет

Волны, направляемые цилиндрическими магнитоактивными плазменными структурами, были рассмотрены во многих работах (см., например, [1]). В большинстве из них проводился анализ дисперсионных характеристик мод в ограниченных частотных интервалах, не содержащих характерные частоты плазмы, или рассматривались окрестности этих частот с некоторыми упрощающими предположениями. При практическом исследовании ионосферной плазмы в присутствии дактов плотности были обнаружены особенности в области резонансных частот, которые требуют более детального теоретического обоснования [2].

Целью данной работы было изучение характеристик мод, направляемых плазменно-волноводной системой, представляющей собой однородный плазменный волновод, находящийся в свободном пространстве и во внешнем продольном однородном магнитном поле. Пространство внутри волновода рассматривалось в приближении холодной двухкомпонентной плазмы, содержащей два сорта ионов. Значения характерных параметров магнитоактивного плазменного волновода были выбраны соответствующими лабораторному эксперименту. Величина индукции внешнего продольного магнитного поля была выбрана равной 1000 Гс, радиус волноводной системы – 1 см, концентрация плазмы порядка 10^{10} – 10^{11} см⁻³. Для корректного перехода через резонансные частоты двухкомпонентной магнитоактивной плазмы были введены эффективные частоты соударений электронов и ионов с нейтральными частицами, которые были выбраны равными 1% от текущей частоты.

С помощью численного моделирования получены дисперсионные кривые для однородного по радиусу магнитоактивного плазменного волновода в свободном пространстве в широком частотном интервале, включающем альфвеновский и свистовый диапазоны, а также все основные резонансные частоты плазмы.

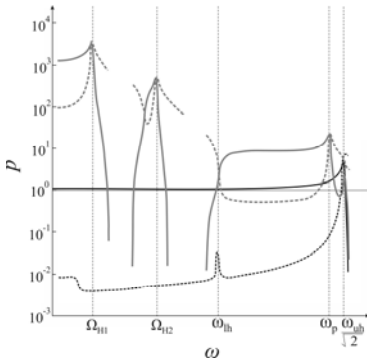


Рис. 1

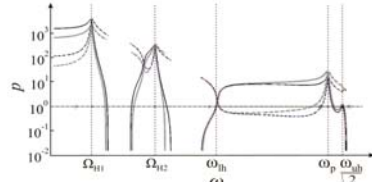


Рис. 2

На рис. 1 представлены дисперсионные кривые для трех нижних осесимметричных мод (сплошные кривые – зависимость коэффициента замедления моды p' от частоты, пунктирные кривые – зависимость коэффициента затухания p'' от частоты, где $p = k_0/k_{||} = p' - ip''$). На рисунке введены следующие обозначения для характерных частот: $\Omega_{H1,2}$ – гирочастоты ионов с большей и меньшей массой соответственно, ω_p – плазменная частота электронов, ω_{lh} – частота нижнегибридного резонанса, ω_{uh} – частота верхнегибридного резонанса. Нулевая мода (рис. 1, черные кривые), также называемая в области низких частот быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волной, практически на всех частотах имеет коэффициент замедления p близкий к 1. Поле моды БМЗ представляет собой слабо прижатую к границе волновода поверхностную волну. Структура поля показана на рис. 3а, где a – радиус волновода, r – радиальная координата в цилиндрической системе.

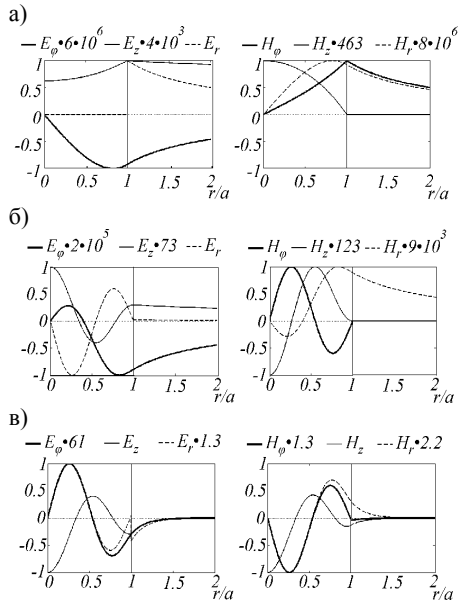


Рис. 3

Для наглядности малые компоненты полей умножены на коэффициент, указанный над графиками. На рис. 1 серыми кривыми представлены дисперсионные кривые соответственно первой и второй осесимметричных мод. Как видно из графиков, в рассматриваемом

частотном диапазоне есть три области существования этих мод. Поля второй осесимметричной моды в альфавеновском и свистовом диапазонах представлены на рис. 3б и 3в соответственно.

В данной работе также были рассмотрены несимметричные моды. Дисперсия мод с азимутальными индексами $m = \pm 1$ приведена на рис. 2, где серые кривые соответствуют $m = -1$, черные – $m = 1$.

Получено, что в резонансных частотных интервалах могут распространяться все рассмотренные волноводные моды, а в нерезонансных интервалах – только нулевая осесимметричная мода. В присутствии потерь другие моды в нерезонансных интервалах существуют в приграничных частотных интервалах, но имеют сильное затухание. Приведенные данные представляют интерес для интерпретации результатов лабораторных и натурных экспериментов [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-02-00747-а и гранта Правительства Российской Федерации № 11.G34.31.0048.

[1] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. – Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 1999, 288 p.

[2] Марков Г.А., Белов А.С. // УФН. 2010. Т.180. №7. С.735.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАТОРА ПИКОСЕКУНДНОГО Nd:YLF ЛАЗЕРА И ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

О.В. Мартынова¹⁾, А.П. Зиновьев^{1,2)}

¹⁾Нижегородский государственный университет

²⁾Институт прикладной физики РАН

На сегодняшний день лазерные системы, генерирующие пикосекундные импульсы ближнего ИК, видимого и УФ диапазона успешно применяются в научных исследованиях и для решения различных прикладных задач. Импульсные лазеры используются в медицине, спектроскопии, для исследований нелинейно-оптических характеристик материалов, а также для выполнения технологических операций, поэтому исследование и создание источников излучения подобного рода является актуальной задачей. Зачастую необходимы приборы, обладающие определенными, наперед заданными характеристиками, например, такими как скважность, длительность импульса, длина волны.

Целью настоящей работы являлось создание стабильного пикосекундного Nd:YLiF₄ генератора с длиной волны излучения 1053 нм и частотой следования импульсов 100 МГц.

В качестве активного элемента использовался кристалл Nd:YLiF₄ с концентрацией Nd³⁺ 1% ат. Образец был вырезан в форме стержня с диаметром $\varnothing$ 3 мм и длиной 13,2 мм. Оптическая ось кристалла ориентирована по радиусу.

Возбуждение кристалла осуществлялось через торец на длине волны 806 нм линейкой лазерных диодов FAP-810 фирма Coherent с волоконным выходом.

Для достижения частоты следования импульсов в 100 МГц в режиме пассивной синхронизации мод требуется обеспечить длину резонатора порядка 1,5 м, что увеличивает дифракционные потери и порог генерации.

Ранее, в наших первых экспериментах, исследовался сложный многолинзовый резонатор. Режим синхронизации мод был достигнут при использовании полупроводникового насыщающегося поглотителя на зеркале (SESAM) и полимерного красителя в полиуретановой матрице. Однако, несмотря на наличие просветляющего покрытия, на оптических элементах порог генерации оказался очень высоким даже в случае отсутствия пассивного модулятора.

В настоящем исследовании была смоделирована и экспериментально реализована схема с уменьшенным количеством оптических элементов, а также часть линз заменена сферическими диэлектрическими зеркалами. Данное решение позволило снизить порог генерации и тем самым подобрать оптимальные параметры режима работы, а также повысить среднюю выходную мощность с 200–300 мВт до 1 Вт.

Наряду с известными и хорошо себя зарекомендовавшими насыщающимися поглотителями SESAM и полимерным красителем была использована и относительно новая среда – одностенные углеродные нанотрубки [1]. В результате была зарегистрирована генерация со скважностью в 10 нс и длительностью импульса 8 пс. Нестабильность амплитуды выходного излучения наблюдалась на уровне 0,5%.

- [1] Ильичев Н.Н., Образцова Е.Д., Пашинин П.П., Конов В.И., Гарнов С.В. // Квантовая электроника. 2004. Т.34, №9. С.785.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ НА КЕРАМИКЕ $Tm:Lu_2O_3$ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

А.П. Зиновьев^{1,2)}, А.А. Новиков²⁾, О.Л. Антипов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

В настоящее время во многих лабораториях мира активно разрабатываются новые твердотельные и волоконные лазеры двухмикронного диапазона длин волн с диодной, лазерной или волоконно-лазерной накачкой. Этот интерес обусловлен большими возможностями использования таких лазеров в медицине, спектроскопии, лидарном зондировании и пр. Для решения ряда задач важными особенностями двухмикронного диапазона длин волн являются наличие сильных линий поглощения воды, водяных паров, некоторых газов (CO_2 , NH_3 , NO и других), а также хорошее пропускание этого излучения кварцевыми волокнами, позволяющее осуществлять транспорт излучения. Например, проведённые нашей группой

исследования по иссечению биологических тканей *ex-vivo* излучением Ho:YAG-лазера показали перспективность применения двухмикронного диапазона для хирургии [1].

Наиболее распространёнными твердотельными источниками лазерного излучения двухмикронного диапазона длин волн являются лазерные системы на кристаллах, активированных ионами Tm^{3+} и/или Ho^{3+} . Стоит отметить, что низкая эффективность таких систем с применением диодно-лазерной накачки (из-за дополнительных потерь на преобразование длины волны накачки ионов Ho^{3+}) и невозможности непрерывного режима работы на длине волны 2,1 мкм сужает область их применения.

Новая оптическая лазерная керамика $Tm:Lu_2O_3$ является наилучшим претендентом на создание систем двухмикронного диапазона. Спектр поглощения излучения накачки как раз находится на длинах волн промышленных диодных лазеров, а спектр люминесценции однозначно указывает на возможность генерации в диапазоне 1,75–2,2 мкм [2].

В данной работе исследована возможность генерации лазерного излучения в области 2,05–2,1 мкм на керамике $Tm:Lu_2O_3$ с диодной накачкой. В качестве активного элемента использовалась керамика $Tm:Lu_2O_3$ с концентрацией Tm^{3+} 1% ат. Образец был вырезан в форме стержня с диаметром $\varnothing$ 3 мм и длиной 8,4; 10,3 и 11,7 мм. Возбуждение активной среды осуществлялось через торец на длинах волн 795 и 811 нм линейкой лазерных диодов FAP-800 и FAP-810 фирмы Coherent с волоконным выходом.

Лазерная генерация была зафиксирована при накачке на обеих длинах волн диодов, но на длине волны 796 нм выявлена лучшая эффективность генерации, что коррелирует с большим сечением поглощения на данном переходе.

При свободной генерации наблюдались две линии с пиками 2066 нм и 2090 нм с преобладанием более коротковолновой линии. Однако при уменьшении коэффициента пропускания выходного зеркала, линия генерации имела максимум на длине волны 2090 нм.

Измерены зависимость выходной мощности двухмикронной генерации (в области 2066–2090 нм) от мощности оптической накачки для различной длины активного элемента.

- [1] Antipov O.L., Zakharov N.G., Fedorov M., Shakhova N.M., Prodanets N.N., Snopova L.B., Sharkov V.V., Sroka R. // *Medical Laser Appl.* 2011. V.26. P. 67.
- [2] Антипов О.Л., Головкин С.Ю., Горшков О.Н., Захаров Н.Г., Зиновьев А.П., Касаткин А.П., Круглова М.В., Марычев М.О., Новиков А.А., Сахаров Н.В., Чупрунов Е.В. // *Квантовая электроника.* 2011. Т.41, № 10. С.860.
- [3] Antipov O.L., Novikov A.A., Zakharov N.G., Zinoviev A.P. // *Opt. Materials Express.* 2012. V. 2, No.2. P. 183.