

НАСТРАИВАЕМЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР С ВЫСОКОЙ ЛИНЕЙНОСТЬЮ ДИСПЕРСИИ ПО ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЕ

В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, П.А. Шилигин

Институт прикладной физики РАН

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]. Информация о внутренней структуре объекта восстанавливается при использовании обратного преобразования Фурье оптического спектра, регистрируемого линейным фотоприемником, размещенным в спектрометре на дифракционной решетке. Для увеличения производительности вычислительного комплекса как правило для этого используется быстрое преобразование Фурье [3], необходимым условием реализуемости которого является требование строгой эквидистантности элементов преобразуемого массива по аргументу (оптической частоте). В реальных системах эквидистантность оптических отсчетов существенным образом ограничена в силу нелинейности дисперсионных характеристик дифракционной решетки и модифицированных спектрометров [4, 5]. В последнее время был разработан ряд методов, позволяющих производить коррекцию эквидистантности оптических отсчетов. Большой класс методов основан на использовании неэквидистантных преобразований Фурье, реализованных на графических процессорах для обеспечения высокой производительности [6–8]. Однако использование только цифровых методов коррекции приводит к уменьшению предельной глубины видения, что обусловлено нарушением критерия Котельникова для частоты пространственной модуляции огибающей оптического спектра для ряда частот в пределах одной аппаратной функции [9].

Другой класс методов коррекции неэквидистантности спектрометра предполагает использование дополнительных элементов, корректирующих положение изображений спектральных компонент в пространстве фотоприемников. В [9, 10], например, для этой цели используются оптические призмы. Однако прямое использование такого подхода не позволяет создать действительно универсальную систему, позволяющую эффективно подавлять неэквидистантность спектрометра для широкополосных источников излучения с различной центральной длиной волны до уровня ниже 0,2%. В то же время, поскольку в ОКТ для отображения сигнала используется логарифмическая шкала, критерий 0,2%, введенный в [9], должен быть усилен, по крайней мере, в 10 раз [11]. Однако в этом случае области параметров угла призмы и ее поворота относительно плоскости дифракционной решетки, в которых достигается удовлетворительная компенсация неэквидистантности для источников, отстоящих по центральной длине волны более чем на 5% друг от друга, перестают перекрываться, а значит, спектрометр не может быть перенастроен для другого источника. Кроме того, ввиду малости области допустимых параметров угла

призмы, оказывается затруднительным осуществление частичной компенсации дисторсии фокусирующей оптики, которая усиливает эффект неэквидистантности спектрометра.

Для решения проблемы предложена настраиваемая схема компенсатора для спектрометра, состоящая из двух отдельных призм, суммарный угол при вершине которых должен быть близок к оптимальному расчетному значению для случая единичной призмы-компенсатора, представленная на рис. 1. В представленной на рис. 1 схеме основными регулируемыми параметрами являются угол поворота системы призм относительно плоскости дифракционной решетки β_0 и угол между призмами в системе β_1 . Области параметров (β_0, β_1) , в которых выполняется условие удовлетворительной компенсации неэквидистантности $\delta\varepsilon < 0,02\%$, представлены на рис. 2. Хорошо видно, что перестройка оптической системы между представленными областями может быть осуществлена с использованием подстроечных элементов, и изготовления индивидуальных оптических элементов для каждого источника излучения не требуется. Кроме того, такая система позволяет в широком диапазоне компенсировать влияние дисторсии фокусирующей системы, что суще-

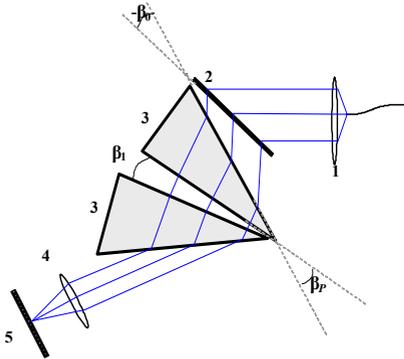


Рис. 1

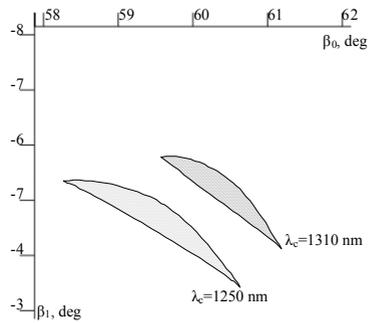


Рис. 2

ственно затруднено при использовании единичной призмы-компенсатора.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки (ГК 02.512.16.2002 от 10.02. 2011) и РФФИ (12-02-01160).

- [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., Izatt J.A. // Opt. Express. 2003. V.11, No.18. P.2183.
- [3] Yun S., Tearney G., de Boer J., Iftimia N., Bouma B. // Opt. Express. 2003. V.11, No.22. P.2953.
- [4] Wojtkowski M., Leitgeb R., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Fercher AF. // J. of Biomedical Opt. 2002. V.7, No.3. P.457.
- [5] Traub W. // J. Opt. Soc. Am. 1990. V.7, No.9. P.1779.

- [6] Bradu A., Van der Jeught S., Malchow D., Podoleanu A.G. // Proc. of SPIE. 2011. V.7889. P.7889E-1.
- [7] Watanabe Y., Itagaki T. // J. of Biomedical Opt. 2009. V.14. No.6. P.060506.
- [8] Van der Jeught S., Bradu A., Podoleanu A.G., // J. of Biomedical Opt. 2010. V.15, No.3. P. 030511.
- [9] Gelikonov, V.M., Gelikonov G.V., Shilyagin P.A. // Opt. and Spectroscopy. 2009. V.106, No.3, P.459.
- [10] Hu Z., Rollins A.M. // Opt. Lett. 2007 V.32, No.24. P.3525.
- [11] Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Shilyagin P.A. // Proc. of SPIE. 2012. V.8213. P.82133H-6.

ДЕФОРМАЦИЯ ПРОФИЛЕЙ ПРОДОЛЬНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ПЛАЗМЕ С КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

В.Б. Гильденбург, А.И. Симатов

Нижегородский госуниверситет

Целью настоящей работы является численное моделирование самосогласованных одномерных стационарных распределений продольного поля и электронной плотности, формируемых при конечной температуре электронов на фоне заданного распределения плотности ионов в условиях, когда под действием пондеромоторной силы в малой окрестности точки плазменного резонанса возникают сильные нарушения квазинейтральности. Исходные уравнения, определяющие распределения электростатического потенциала $\varphi(x)$ и электронной плотности $N_e(x)$ в области плазменного резонанса в безразмерных переменных $\psi = e\varphi\omega/(mv^3l^2)$, $\eta = \omega(eE_0)^2/(v^3mT_e)$, $z = \omega(x-l)/(vl)$, $\delta n = \omega(N_e - N_c)/(vN_c)$, $\alpha = (\omega r_D/(vl))^2$ имеют вид

$$d^2\psi/dz^2 = z - \delta n, \quad (1)$$

$$\psi = -\alpha(\eta/(1+(\delta n)^2) + \delta n). \quad (2)$$

Здесь E_0 – амплитуда переменного поля вне плазмы, v – эффективная частота соударений электронов, остальные обозначения общепринятые. Предполагаются выполненными условия $v \ll \omega$ и профиль ионной плотности в области плазменного резонанса является линейным: $N_i = x/l$, $r_D \ll l$. Нас интересуют решения поставленной задачи, в которых деформации локализованы в некоторой ограниченной области ($\delta n \rightarrow z$ при $z \rightarrow \pm\infty$).

Определяемая уравнением (2) зависимость $\delta n(\psi)$ при $\eta > \eta_{cr} \approx 1,54$ является неоднозначной: в некоторой области она содержит три ветви, переходы между которыми возможны только скачком. Это означает, что искомое решение $\delta n(z)$ должно быть разрывным: в некоторой точке $z = z_c$ где плотность изменяется скачком при непрерывных ψ и $d\psi/dz$. Положение разрыва на кривых $\delta n(\psi)$ и $\delta n(z)$ в рамках рассматриваемой модели определялось на основании того же рецепта (отвечающего минимальной степени деформации), который использовался в аналогичной задаче

для квазинейтральной плазмы: скачок должен осуществляться между значением $\delta n_+ > 0$, отвечающим максимуму кривой $\psi(\delta n)$ на верхней ветви и значением

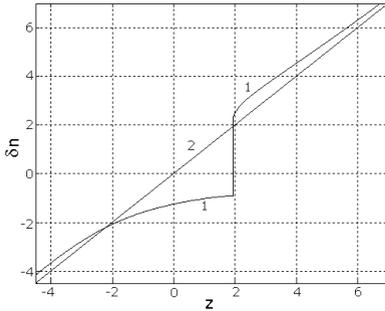


Рис. 1

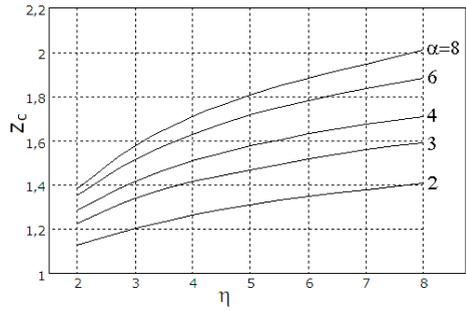


Рис. 2

$\delta n > 0$, отвечающим тому же ψ на нижней ветви.

Типичный профиль электронной плотности, рассчитанный численно с использованием указанного выше рецепта построения скачка при $\eta = 8$, $\alpha = 7$ и найденные на основании проведенных расчетов зависимости координаты скачка z_c от параметров α и η представлено на рис. 1 и 2. Реальная структура описанного нами скачкообразного перехода плотности может быть найдена только при учете пространственной дисперсии в плазме.

СИСТЕМА ДЛЯ СПЕКЛ-КОНТРАСТНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

К.Е. Волчков, П.А. Шилигин, В.М. Геликонов

Институт прикладной физики РАН

В настоящее время методы спекл-контрастной визуализации оптически мутных сред активно разрабатываются с целью получения информации о внутренней структуре тела человека, что важно для медицинской диагностики.

В голографии при решении проблемы повышения качества изображения возлагались большие надежды в связи с появлением когерентных источников света. Однако оказалось, что поверхность освещаемых лазером тел покрывается мелкими пятнами, которые существенно снижали качество голограмм. Позднее эта мелко-масштабная структура была названа спекл-шумом [1].

При исследовании поверхности спекл-структура содержит информацию о микрорельефе и форме объекта, о приповерхностном слое, о распределении и движении рассеивателей. Одной из актуальных проблем является исследование глазного дна и микроциркуляции кровотока, для решения которой было предложено использовать метод спекл-контрастной визуализации [2].

Для проведения опытов со спекловыми картинками и разработки алгоритма визуализации, была создана установка, схема которой представлена на рис. 1.

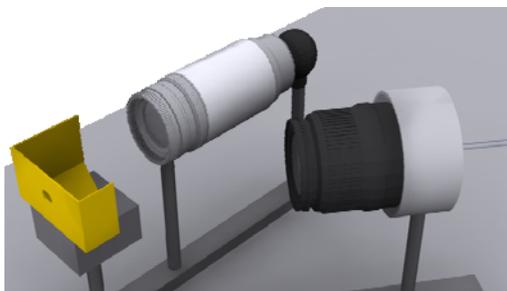


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ИК лазерный диод, 2 – система фокусировки лазерного пучка, 3 – фотоприёмная ПЗС матрица, 4 – 50-мм объектив со встроенной диафрагмой, 5 – фиксатор объекта исследования.

В ходе работы был реализован алгоритм выделения потока рассеивающей жидкости в среде. На основе двумерного распределения интенсивности спекл-изображения (рис. 2), полученного с ПЗС-матрицы, строятся распределения, соответствующие распределению локальных минимумов B и максимумов A . Интерполирующие поверхности строятся по следующему принципу. В заданном квадратном окне ищется минимальное значение интенсивности, далее это значение присваивается первому элементу данного окна. Затем окошко смещается на одну ячейку, и процедура повторяется. Проходя по всему кадру, строится карта минимумов и аналогично карта максимумов. Затем подсчитывается контраст по формуле:

$$K = 2 \frac{A - B}{A + B},$$

где A – значение в соответствующей ячейке на карте максимумов, B – значение на карте минимумов.

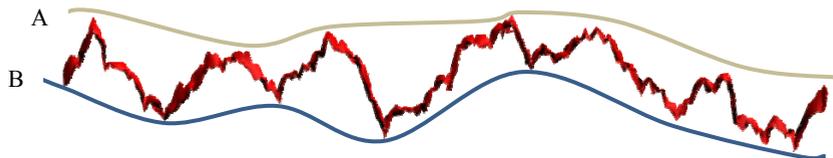


Рис. 2. Сечение двумерной карты интенсивности

Созданная программа позволяет выявлять движение мутной жидкости в капиллярах. На рис. 3а, в котором величина контраста отображается в яркостной шкале, представлен результат регистрации движения в непрозрачном рассеивающем сосуде диаметром 0,6 мм. На рис. 3б направленное движение жидкости в сосуде перекрыто, и область капилляра не визуализируется. Измерения проводились для диапазона скоростей от 1 мм/с до 1 см/с. Алгоритм планируется использовать для диагностики кровотока, движущегося со скоростью от нескольких миллиметров в секунду до нескольких сантиметров.

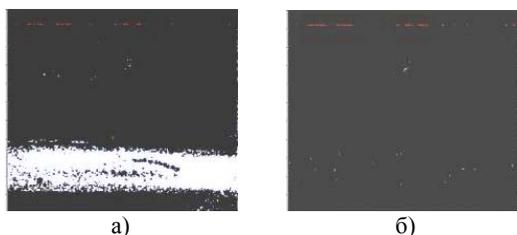


Рис 3. а – в капилляре присутствует движение; б – движение отсутствует.

- [1] Зверев В.А. Физические основы формирования изображений волновыми полями. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1998. С.37.
- [2] Briers J.D. // Proc. of the Symp. on Photonics Technologies for 7th Framework Program, 2006. P.328.

ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В.Б. Гильденбург, И.А. Павличенко

Нижегородский госуниверситет

Как известно, взаимодействие оболочечных наноструктур, образованных чередующимися концентрическими сферическими слоями металла и диэлектрика, с оптическим полем может сопровождаться резонансными явлениями, связанными с возбуждением коллективных электронных колебаний (поверхностных и объемных плазмонов). Оболочечные наноструктуры при определенном выборе параметров могут обладать резонансами, лежащими в области прозрачности биотканей ($\sim 800 \div 1200$ нм), что делает их особенно привлекательными для биомедицинских применений, основанных на резонансном усилении напряженности поля вблизи поверхности наноструктуры [1–3]. В настоящей работе, на основе построенной ранее квазистатической плазменной модели поляризационного отклика атомного кластера [4], проанализированы резонансные свойства оболочечной структуры «металл-диэлектрик-металл» с учетом пространственной дисперсии, обусловленной тепловым движением электронов в вырожденной (фермиевской) плазме металла, и сил радиационного трения.

В рамках модели, учитывающей пространственную дисперсию в гидродинамическом приближении, исследование резонансных свойств многослойной наноструктуры малых размеров, сводится к решению краевой задачи для потенциала электрического поля. В случае, когда плазма однородна, материальное уравнение, связывающее в гидродинамическом приближении комплексные амплитуды векторов индукции и напряженности поля, допускает возможность представления поля в плазме в виде суперпозиции поперечного и продольного полей, описываемых независимыми уравнениями. Появление дополнительной степени свободы в виде

продольного поля приводит к необходимости введения в систему известных граничных условий дополнительного условия непрерывности нормальной компоненты электрического поля. Для учета радиационных потерь к внешнему полю $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_z E_0 \exp(-i\omega t)$ добавляется поле радиационного трения, которое в рамках квазистатического приближения может рассматриваться как однородное на масштабах, порядка размеров наноструктуры.

Для оболочечной структуры, составленной из серебряного шара радиуса R_1 и концентрической с ним серебряной сферической оболочки с внутренним радиусом R_2 и внешним радиусом R_3 , решение данной краевой задачи легко находится методом разделения переменных в сферических координатах и выражается через сферические гармоники. В качестве диэлектрических проницаемостей шара и оболочки (ε_c и ε_s соответственно) были выбраны размернозависимые диэлектрические функции [5, 6], позволяющие учесть кинетические потери:

$$\varepsilon_c = \varepsilon_b + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\left(\gamma + \frac{AV_F}{R_1}\right)\omega}, \quad \varepsilon_s = \varepsilon_b + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\left(\gamma + \frac{AV_F}{R_3 - R_2}\right)\omega}. \quad (1)$$

Здесь ε_b – диэлектрическая проницаемость серебра [7], $\omega_p = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$ – плазменная частота, $\gamma = 3.4 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ – эффективная частота столкновений электронов, V_F – скорость Ферми, $A = 0,25$ – безразмерный параметр.

На основании представленной модели рассчитаны частотные зависимости амплитуды поля на полюсе наноструктуры E_m . В общем случае трехслойная наноструктура обладает тремя резонансами поверхностных плазмонов (на частотах, меньших ω_p) и целой серией объемных плазмонов (на частотах, больших ω_p). Однако на полученных кривых присутствуют только два резонанса, обусловленных возбуждением первых двух поверхностных плазмонов, а остальные типы колебаний полностью подавлены внутренними потерями.

Поскольку кинетические и радиационные потери по-разному зависят от размеров структуры: радиационные потери – увеличиваются с увеличением внешнего радиуса, а кинетические – уменьшаются с увеличением радиуса внутреннего ядра и толщины металлической оболочки, оказывается возможным существование оптимальной (с точки зрения получения сильного резонанса) геометрии наноструктуры.

В качестве иллюстрации на рисунке представлены зависимости максимального значения модуля поля при резонансе первого (сплошная кривая) и второго (пунктирная кривая) поверхностных плазмонов от толщины внешней оболочки для структуры с размерами $R_1=10$ нм и $R_2=20$ нм. С увеличением толщины оболочки уменьшаются кинетические потери, что приводит к росту амплитудного значения поля, но

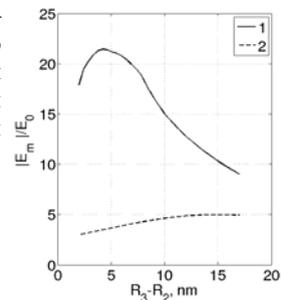


Рис.

при этом возрастают радиационные потери, вследствие чего на представленных кривых образуется максимум.

- [1] Larsson E. M., Alegret J., Käll M., Sutherland D.S. // Nano Lett. 2007. V.7. P.1256.
- [2] Cheng F.Y., Chen C.T., Yeh C.S. // Nanotechnology. 2009. V.20. P.425104.
- [3] Premasiri W.R., Moir D.T., Klempner M.S., Krieger N., Jones G. // J. Phys. Chem. B. 2005. V.109. P.312.
- [4] Gildenburg V.B., Kostin V.A., Pavlichenko I.A. // Phys. Plas. 2011. V.18. P.092101.
- [5] Hovel H., Fritz S., Hilger A. // Phys. Rev. B. 1993. V.48. P.18178.
- [6] Averitt D., Sarkar D., Halas N.J. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.78. P.4217.
- [7] Johnson P.B., Christy R.W. // Phys. Rev. B. 1972. V.6. P.4370.

ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОСФЕРНОГО ЦИКЛОТРОННОГО МАЗЕРА

А.С. Белов, А.О. Рябов

Нижегородский госуниверситет

Резонансные взаимодействия волновых полей и потоков заряженных частиц в магнитосфере Земли могут привести к генерации магнитосферного циклотронного мазера [1]. Электродинамической системой в мазере является заполненная холодной плазмой магнитная силовая трубка. Роль активного вещества выполняют частицы радиационных поясов, для которых из-за наличия конуса потерь в пространстве скоростей характерна инверсия населенностей, проявляющаяся в поперечной анизотропии функции распределения. Инверсия населенностей по поперечным скоростям частиц радиационного пояса создает условия для развития циклотронной неустойчивости, в результате которой малые электромагнитные возмущения экспоненциально нарастают. В пределах длины магнитной силовой трубки неустойчивость носит конвективный характер. Положительная обратная связь обеспечивается частичным отражением волн от ионосферных зеркал. Порог генерации достигается при балансе усиления волн и потерь. Возбуждение магнитосферного мазера проявляется в значительном увеличении интенсивности возбуждаемых низкочастотных излучений (ОНЧ и КНЧ диапазонов) и высыпаний отработавших высокоэнергетичных частиц. В работе представлены результаты исследования возбуждения магнитосферного циклотронного мазера, наблюдаемой в виде выделенного на фоне КНЧ шипений достаточно узкополосного излучения на частотах порядка гирочастоты протонов на высотах внешней ионосферы Земли. Был проведен анализ результатов измерений бортовой аппаратурой ИСЗ DEMETER [2] параметров плазмы и характеристик электромагнитных полей за весь период функционирования спутника с 2004 по 2010 гг. ИСЗ DEMETER имел гелиосинхронную орбиту: над любой выбранной областью траектория спутника проходила два раза в день в определенное время по местному времени, утром и вечером.

Новым результатом наблюдений явилось обнаружение генерации излучения на частотах порядка гирочастоты протонов на высотах пролета спутника в утренние

часы после прохождения терминатора. Наиболее ярко генерация наблюдалась над областью Бразильской магнитной аномалии (БМА) [3], характеризующейся высокой интенсивностью потоков выпадающих высокоэнергетических заряженных частиц.

На рис. 1 приведены результаты измерений для 06.01.2008 (значение индекса планетарной геомагнитной активности $K_p = 3$) динамических спектров электрических (верхняя панель) и магнитных (нижняя панель) полей, при пролете ИСЗ DEMETER над долготами БМА. Наблюдаемая на панелях рис. 1 генерация ионно-циклотронной линии (на рисунке – кривая на частотах 400–600 Гц) с юга и севера ограничена высокоширотными областями. В северном полушарии и экваториальной области интенсивность наблюдаемой генерации несколько слабее, чем в южном полушарии. Ионно-циклотронная линия регистрируется на фоне генерации КНЧ шипений [4]. Верхняя граничная частота наблюдаемых шипений изменяется от 1 кГц в районе экватора до 2–2,5 кГц в более высокоширотных областях.

Интенсивность наблюдаемой генерации существенно зависит от уровня геомагнитной активности. На рис. 2 представлены результаты измерений бортовой аппаратурой ИСЗ DEMETER динамических спектров электромагнитных полей для 30.11.2008 (значение индекса планетарной геомагнитной активности $K_p = 0+$) при пролете над областью БМА. Данные, представленные на рис. 2, показывают, что произошло значительное уменьшение интенсивности электрической составляющей наблюдаемых излучений по сравнению с результатами измерений для пролета 06.01.2008. При этом магнитная составляющая сигнала в окрестности гирочастоты

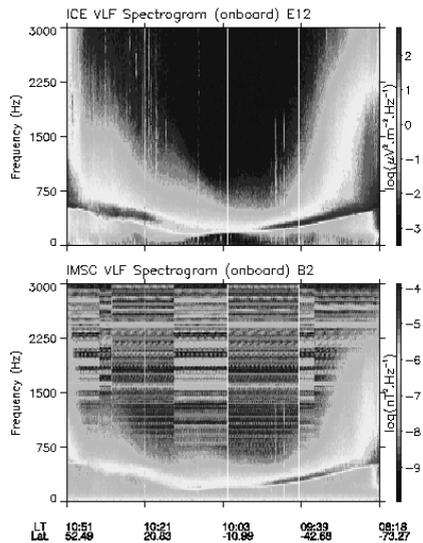


Рис. 1

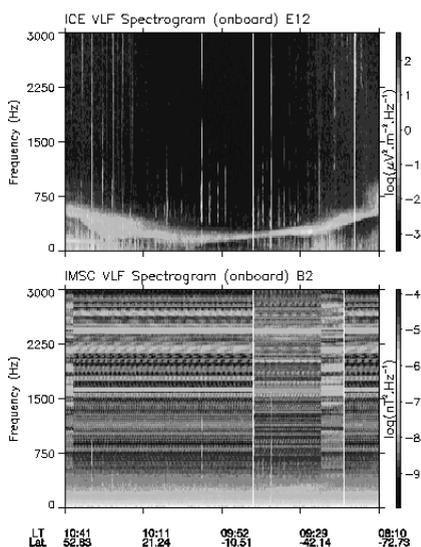


Рис. 2

протонов не наблюдается совсем.

Таким образом, новым результатом наблюдений явилось обнаружение внутри плазмосферы генерации излучения на частотах порядка гирочастоты протонов на высотах пролета ИСЗ DEMETER в утренние часы, после прохождения терминатора. Наиболее ярко эффект наблюдается над областью Бразильской магнитной аномалии. Выявлена зависимость интенсивности генерации от уровня геомагнитной активности.

Мониторинг представленных КНЧ излучений позволяет получать информацию о состоянии радиационных поясов Земли и параметрах околоземной плазмы невозмущающим (без внешнего воздействия) методом, что открывает дополнительные возможности для исследования окружающей среды.

- [1] Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Циклотронная неустойчивость радиационных поясов Земли. Вопросы теории плазмы. /Под ред. Леонтовича М.А. – М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 88.
- [2] Cussac T., Clair M.A., Ultré-Guerard P. Buisson F., Lassalle-Balier G., Ledu M., Elisabelar C., Passot X., Rey N. // Planet. Space Sci. 2006. V.54. P.413.
- [3] Pinto O., Gonzalez W.D. // J. Atmos. Terr. Phys. 1989. V.51. P. 351.
- [4] Thorne R.M., Smith E.J. // J. Geophys. Res. 1973. V.78. P.1581.

АНОМАЛЬНОЕ РАСПЛЫВАНИЕ И ГРУППОВОЕ ЗАПАЗДЫВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е.А. Широков, Ю.В. Чугунов

Институт прикладной физики РАН

Излучение и распространение электромагнитных волн в магнитоактивной плазме – это одна из актуальных электродинамических задач. В настоящей работе рассматривается распространение электромагнитных волн в плазменном волноводе, возбужденных импульсным источником (антенной), размеры которого много меньше длины электромагнитной волны. Последнее обстоятельство позволяет описывать поле в квазистационарном приближении [1], т. е. представить амплитуду поля \mathbf{E} как градиент амплитуды скалярного потенциала ψ : $\mathbf{E} = -\nabla\psi$.

Волновод представляет собой заполненный однородной плазмой цилиндр радиуса a , ось которого параллельна внешнему магнитному полю. Цилиндр окружен вакуумом, а на границе «плазма–вакуум» стенки отсутствуют.

Следует отметить, что уравнение для потенциала $\operatorname{div}(\varepsilon\nabla\psi) = -4\pi\rho_{ex}$ (ε – тензор диэлектрической проницаемости, ρ_{ex} – амплитуда плотности стороннего заряда) в области, занятой плазмой, относится к гиперболическому типу, если частота излучения ω_0 лежит в т.н. резонансных диапазонах: ионно-циклотронном, ниже- или верхнегибридном. (В этой работе рассматривается

нижнегибридный интервал частот.) Это обстоятельство, как будет видно, очень существенно.

Собственные моды данного волновода, распространяющиеся вдоль оси цилиндра, легко найти, решая однородное уравнение для потенциала и используя граничные условия электростатики. В рамках рассматриваемой модели среды и используемого квазистационарного приближения удастся аналитически описать только моды с азимутальной симметрией относительно оси волновода. Спектр собственных мод дискретен по продольному волновому числу h_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) и бесконечен. Зависимость потенциала от поперечной координаты выражается через цилиндрические функции.

В соответствии с вышесказанным, будем далее рассматривать возбуждение волновода источником с азимутальной симметрией. Удобно рассмотреть, например, заряженное кольцо радиуса b ($b < a$), лежащее в плоскости поперечного сечения волновода так, что центр первого лежит на оси последнего. Заряд на кольце осциллирует во времени.

Вначале рассмотрим задачу о возбуждении волновода монохроматическим источником. Решение в области слева и справа от кольца можно искать в виде ряда по собственным модам [2]. На рис. 1 представлена зависимость величины $|\mathbf{E}|$, нормированной на максимум, от продольной координаты z , нормированной на радиус волновода, на оси волновода. (Здесь и далее $b = 0,75 a$.) Положение ярко выраженных максимумов отвечает расположению характеристик гиперболического уравнения, исходящих из каждой точки на источнике и отражающихся от границы в смежные характеристики. Угол наклона характеристик к магнитному полю и оси цилиндра в данной задаче неизменен и определяется частотой излучения, а также плазменной и циклотронной частотами электронов. Это есть проявление того факта, что электрическое поле в резонансных условиях сосредоточено на характеристиках гиперболического уравнения для потенциала.

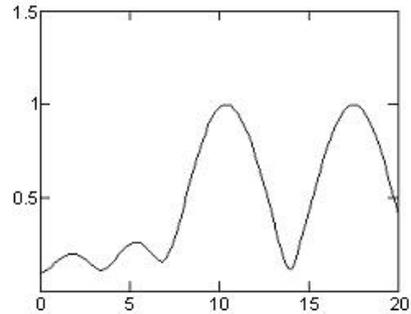


Рис. 1

Теперь рассмотрим распространение прямоугольного импульса длительности T ($T\omega_0 \gg 1$), возбужденного описанным выше кольцом. Решение удобно искать в виде интеграла Фурье по частоте. Продольное волновое число, по которому выполняется суммирование, целесообразно разложить в ряд в окрестности несущей частоты, ограничиваясь линейным членом: $h(\omega) = h(\omega_0) + h'(\omega_0)(\omega - \omega_0)$. В приближении, что спектр плотный (т. е. на масштабе спектральной плотности убирается много волновых чисел), целесообразно перейти к интегрированию по $h(\omega)$. На рис. 2 изображены зависимости величины $|\mathbf{E}|$, нормированной на максимум, от времени (мс) на оси волновода (слева $z = 10 a$, справа $z = 100 a$). Видно, что при

удалении от источника вдоль оси волновода импульс с начальной длительностью $T = 0,3$ мс деформируется: расплывается (удлиняется во времени) и запаздывает

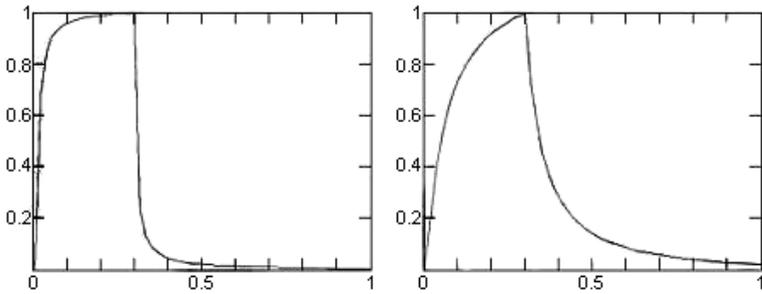


Рис. 2

(задерживается). Отметим, что расплывание здесь аномальное, т. к. не учтен квадратичный член в $h(\omega)$, т. е. дисперсионное расплывание не рассматривается.

Таким образом, показано, что в условиях резонанса пространственно-временная структура поля излучения качественно отличается от структур в вакууме. Работа может быть актуальна при анализе вопросов об ионизационном самоканалировании волн в плазме. Прежде всего, речь идет о формировании вытянутого вдоль магнитного поля плазменного шнура. Это явление наблюдалось как в атмосферных, так и в лабораторных экспериментах [3].

- [1] Мареев Е.А., Чугунов Ю.В. Антенны в плазме. – Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1991, 232 с.
 [2] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988, 440 с.
 [3] Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М. //Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.29, №11. С.672.

ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО НАСЫЩАЮЩЕГОСЯ ПОГЛОТИТЕЛЯ

Т.С. Кудрина¹⁾, О.В. Мартынова¹⁾, А.П. Зиновьев^{1,2)}

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

На сегодняшний день лазерные системы, генерирующие пикосекундные импульсы ближнего ИК, видимого и УФ диапазона, успешно применяются в научных исследованиях, а также для решения различных прикладных задач. Наиболее перспективными направлениями являются медицина и косметология, лидарное зондирование атмосферы, метрология, обработка материалов высокой твердости, таких как алмаз, сапфир и пр. В исследованиях кинетики быстропротекающих процессов

в физике и биологии ключевым инструментом являются именно такие источники оптического излучения.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению режимов работы полупроводникового насыщающегося поглотителя на зеркале (SESAM) фирмы ВАТОР (Германия) [1]. Для этой цели была собрана лазерная система на основе кристалла Nd:YAG. Активный элемент имел 1 атомарный процент концентрации ионов Nd^{3+} и был вырезан в форме стержня диаметром $\varnothing 5$ мм и длиной 8 мм. На

один из торцов кристалла было нанесено отражающее покрытие на рабочую длину волны и антиотражающее покрытие для излучения накачки. Возбуждение активного элемента осуществлялось через торец кристалла при помощи линейки лазерных диодов FAP-810 фирмы Coherent с волоконным выходом. Полная схема экспериментальной установки показана на рисунке, где М – зеркало с коэффициентом отражения 100%, ОС – выходное зеркало с коэффициентом отражения 91%, SP – поляризационное зеркало, F1 и F2 – линзы с фокусными расстояниями 50 см и 10 см соответственно, FR – вращатель Фарадея. Оптическая длина резонатора составила 1,5 м.

Режим синхронизации мод был зафиксирован с хорошей стабильностью. Однако наряду с режимом синхронизации мод наблюдался режим модуляции добротности и комбинация режимов, где импульсы модуляции добротности были дополнительно промодулированы пикосекундными импульсами. Период следования импульсов в режиме синхронизации мод составил 10 нс, что соответствует оптической длине резонатора 1,5 м.

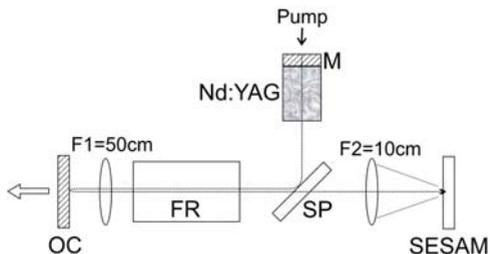


Рис.

- [1] Keller U., Weingarten K. J., Kämer F. X., Kopf D., Braun B., Jung I. D., Fluck R., Hönninger C., Matuschek N., *Aus der Au J. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* 1996. V.2. P.435.