

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

СРАВНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ ИЗ КЛАССА ЗАМЕЩЕННЫХ ХИНОНОВ

О.Л.Антипов

Институт прикладной физики РАН

И.В.Юрасова

Нижегородский госуниверситет

Данная работа является продолжением исследования, направленного на разработку и изучение особенностей новых органических материалов, обладающих нелинейно-оптическим откликом. Актуальность указанной задачи не вызывает сомнений, поскольку данный класс веществ уже зарекомендовал себя как весьма перспективный с точки зрения его потенциального использования в сфере обработки и хранения оптической информации. Благодаря относительной легкости получения и обработки органических сред, высоким константам их оптической нелинейности, а также многообразию существующих на сегодняшний день соединений и композиций, подобные материалы служат источником неугасающего интереса научных коллективов из ведущих исследовательских центров мира [1].

В предыдущих работах нами уже были представлены результаты исследований особенностей нелинейно-оптической восприимчивости ряда композиционных органических сред: фоторефрактивных смесей на основе проводящего полимера поливинилкарбазола (ПВК) и фуллеренов C_{70} и C_{60} [2], а также полимерных композиций, допированных молекулами пара-хлоранила [3]. В результате данных исследований был объяснен механизм нелинейного изменения показателя преломления таких материалов, связанный с динамической модификацией молекулы фоточувствительного компонента фоторефрактивной смеси (фуллерена либо пара-хлоранила) в его анион-радикал при облучении образца пучком гелий-неонового лазера (на длине волны 633 нм).

Продолжением начатого исследования стали эксперименты, направленные на тестирование нелинейно-оптических свойств ряда новых фоточувствительных материалов из класса замещенных хинонов. Цель данных исследований заключалась в подтверждении гипотезы о механизме нелинейности, реализующейся в органических смесях типа “проводящая матрица – пластификатор – фотогенератор заряда”.

Изучаемые композиции включали в свой состав токопроводящий полимер поли(9-винилкарбазол), фотогенератор носителей заряда и пластификатор (в процентном соотношении 41,5:3:55,5 % соответственно). В качестве фоточувствительного компонента был использован ряд новых соединений из класса хиноновых производных (см. рис.1), из которого необходимо было выявить фотогенератор с наилучшими акцепторными свойствами, приводящими к максимальной величине нелинейно-оптической восприимчивости исследуемой композиции.

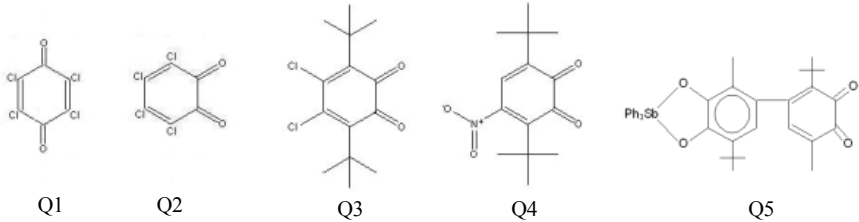


Рис. 1

Тестирование образцов, изготовленных в виде тонких полимерных пленок ~ 100 мкм толщиной, проводилось посредством оценки величины их нелинейности на основании эффекта самовоздействия гауссова пучка гелий-неонового лазера в слое исследуемой среды. Результаты данного эксперимента для 5-ти исследуемых полимерных композиций, представлены в таблице.

Заметим, что нелинейно-оптические свойства обнаружены во всех материалах, протестированных в ходе исследования, и среди них была выбрана композиция с максимальным значением нелинейно-оптической восприимчивости, коэффициент нелинейности которой составил величину $n_2 = -0,9 \times 10^{-3}$, не уступающую многим современным органическим аналогам. Этот факт позволяет сделать вывод о перспективности потенциального использования указанной композиции (также как и четырех других, исследованных в работе) для нужд оптической обработки информации.

Вид фоточувствительного компонента	Коэффициент нелинейности n_2 , см ² /Вт
Q1	$-0,73 \times 10^{-3}$
Q2	$-0,7 \times 10^{-3}$
Q3	$-0,24 \times 10^{-3}$
Q4	$-0,2 \times 10^{-3}$
Q5	$-0,9 \times 10^{-3}$

- [1] Peyghambarian N., Marder S., Koike Y., Persoons A. //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2001. V.7, No.5. P. 757.
- [2] Yurasova I.V., Antipov O.L. //Opt. Commun. 2003. V.224, No.4-6. P. 329.
- [3] Юрасова И.В., Антипов О.Л., Ермолаев Н.Л., Черкасов В.К., Лопатина Т.И., Чесноков С.А., Ильина И.Г. //ФТТ. 2005. Т.47, вып.1. С.124.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ПРОДОЛЬНО ОДНОМОДОВЫХ Nd:YAG ЛАЗЕРОВ СО СЛАБО АНИЗОТРОПНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

И.В.Иевлев^{1,2)}, П.А.Хандохин²⁾, Е.Ю.Широков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование особенностей низкочастотной динамики биполяризационных микрочип Nd:YAG лазеров с полупроводниковой лазерной накачкой. Исследовались лазеры с активными элементами, выращенными в направлении [001] и [111] кристаллографических осей кристаллической решетки алюмоиттриевого граната (YAG). В отличие от ранее проводимых исследований с продольно одномодовым микрочип Nd:YAG лазером [1], в условиях данного эксперимента фазовая анизотропия резонатора была настолько малой, что частоты генерации ортогонально поляризованных мод совпадали.

Вследствие малости длины резонатора микрочип лазеров (порядка 500 мкм) обеспечивается генерация одной продольной моды и, соответственно, одинаковая пространственная структура вдоль резонатора для ортогонально поляризованных мод. Поэтому данные лазеры позволяли исследовать чисто поляризационное взаимодействие мод.

Линейно поляризованное излучение накачки приводило к эффекту наведенной анизотропии усиления [1]. Это проявлялось в противофазном изменении интенсивностей ортогонально поляризованных мод при вращении плоскости поляризации излучения накачки (см. рис.2). Обнаружено, что при оптимальной для одной из поляризационных мод ориентации поляризации накачки порог возбуждения второй ортогонально поляризованной моды составил величину от 1,5 до 2. Причем для лазера с ориентацией [111] этот порог был несколько больше, чем для лазеров с ориентацией [100].

В спектре флуктуаций интенсивностей поляризационных мод наблюдались три резонансных пика на частотах релаксационных колебаний (см. рис.2а,б). Релаксационные колебания на частотах f_2 и f_3 обусловлены поляризационным (угловым) выжиганием инверсии населенностей. Данные колебания являются противофазными колебаниями интенсивностей ортогонально поляризационных мод, так как в

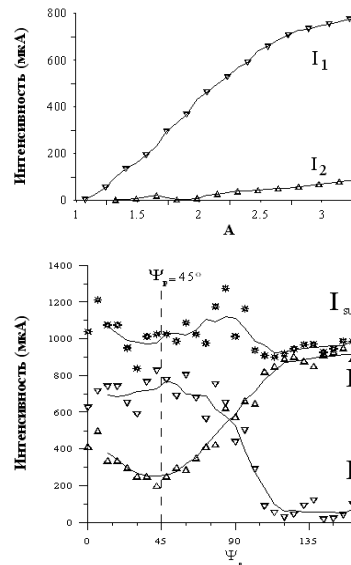


Рис. 1

спектре флуктуаций суммарной интенсивности они не проявляются (см. рис.2в). Это поляризационные релаксационные колебания. Высокочастотный пик f_1 соответствует синфазным релаксационным колебаниям интенсивностей поляризационных мод. О поляризационном режиме можно было судить по форме и величине резонансных пиков. В более интенсивной поляризационной моде резонансные пики на частотах f_2 и f_3 имели меньшую амплитуду по сравнению с пиком на частоте f_1 . В менее интенсивной моде амплитуды низкочастотных резонансных пиков имеют большую амплитуду.

Было выяснено, что малая фазовая анизотропия вследствие взаимодействия мод приводит к большим динамическим шумам (до 80%) в выходном излучении лазера.

Выявлено, что выходное излучение кристалла, выращенного в направлении [111], обладает шумами в несколько раз меньшими по отношению к шумам, присутствовавшим в излучении других микрочип лазеров, использовавшихся в экспериментах. Причина такого различия в динамическом поведении может заключаться в различии остаточного двулучепреломления разных экземпляров активных элементов.

На основе модели продольно одномодового твердотельного лазера [1] было исследовано влияние малой фазовой анизотропии резонатора на поведение поляризационных мод. Показано, что существует область значений фазовой анизотропии резонатора, в которой реализуется хаотическая поляризационная динамика. Сравнение теории с экспериментом позволило оценить величину остаточной фазовой анизотропии резонатора.

- [1] Bouwmans G., Ségard B., Glorieux P., Milovsky N., Khandokhin P., Shirokov E.
//Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2004. Т.47, №10-11. С. 813.

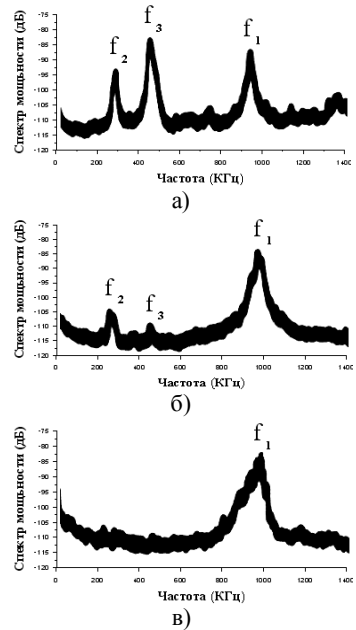


Рис. 2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА КРИСТАЛЛЕ $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ С НЕПРЕРЫВНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

А.В.Иевлев¹⁾, А.П.Зиновьев²⁾, О.Л.Антипов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

В последнее время было опубликовано достаточно много работ, посвященных исследованию замедления и ускорения световых импульсов в резонансных средах. Основным объектом этих исследований являлась групповая скорость электромагнитного излучения оптического диапазона. В различных экспериментах были получены «медленный» свет [1, 2], «быстрый» свет [3], «остановленный» свет [4]. Эти исследования представляют интерес как для фундаментальной науки, так и для технических приложений. В частности, они могут помочь дать ответ на вопрос о том, насколько физические законы позволяют «замедлить» или «ускорить» световое излучение. Подобные эффекты в технике могут иметь ряд новых приложений – оптические линии задержки, оптическая обработка информации и др.

В работе представлено экспериментальное исследование распространения световых импульсов в усилителе на кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ с непрерывной диодной накачкой. Изучалось, в частности, изменение фазы амплитудно-модулированной волны, которое соответствовало «сверхсветовому» распространению (со скоростью больше скорости света в среде). Аналогичные исследования ранее проводились в трехуровневой газообразной усиливающей среде при низких (гелиевых) температурах [3]. В отличие от этого в наших экспериментах в качестве активной среды использовался обычный твердотельный лазерный усилитель на кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ при комнатной температуре.

Экспериментальная установка состояла из следующих частей: задающего генератора, электрооптического модулятора (ЭОМ), цилиндрических линз и исследуемого кристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ (рис.1). Для создания инверсной населенности на верхнем метастабильном уровне

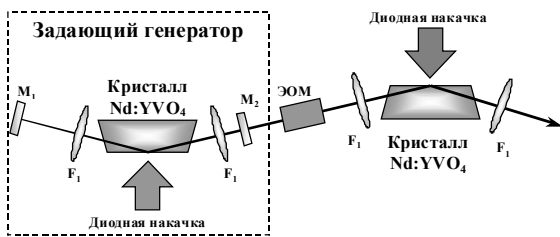


Рис.1

рабочего перехода кристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ использовались непрерывные диодные лазеры с длиной волны излучения $\lambda=808$ нм. Задающий генератор включал в себя кристалл $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ с размерами $2 \times 5 \times 20$ мм³ (концентрация ионов $\text{Nd}^{3+} \sim 1\%$), цилиндрические линзы F_1 и зеркала M_1 и M_2 . Исследуемый кристалл $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ представлял собой пластину с размерами $2 \times 4 \times 15$ мм³ (концентрация ионов $\text{Nd}^{3+} \sim 0,4\%$). Длина волны излучения составляла $\lambda=1064$ нм. Диэлектрическое зеркало M_1 имело 100% отражение для длины волны генерации, зеркало M_2 являлось выход-

ным с коэффициентом отражения 55%. Цилиндрические линзы F_1 обеспечивали коллимацию пучков генерации в вертикальном направлении для оптимального заполнения излучением объема накачиваемой активной среды. Электрооптический модулятор использовался для модуляции амплитуды излучения задающего генератора периодическим сигналом.

С помощью электрооптического модулятора нам удалось получить сигнал, модулированный в диапазоне частот f_m от 4 до 15 кГц. Глубина модуляции составляла 5–7%. В эксперименте фиксировались осциллограммы импульсов задающего генератора и импульсов, прошедших через кристалл $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$. После обработки результатов получали осциллограмму, являющуюся разностью осциллограмм данных двух сигналов. Амплитуда осциллограммы A_p пропорциональна отношению смещению импульсов. В эксперименте зафиксировано опережение модулированного сигнала, прошедшего через усилитель, по отношению к падающему сигналу (фаза прошедшего сигнала больше фазы падающего в усилитель).

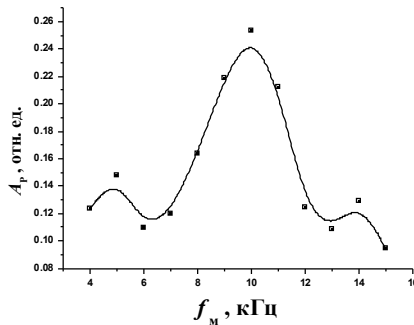


Рис. 2

Максимальное смещение наблюдалось при частоте модуляции ~ 10 кГц (рис. 2), что соответствует времени жизни ионов Nd^{3+} на верхнем метастабильном уровне рабочего перехода кристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$.

Таким образом, экспериментально доказано, что твердотельный лазерный усилитель (на кристалле $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$) обеспечивает “сверхсветовое” распространение модулированного сигнала при частоте модуляции, близкой к скорости релаксации инверсной населённости.

- [1] Bigelow M.S. et al //Phys. Rev. Lett. 2003. V.90.
- [2] Kasapi A. et al //Phys. Rev. Lett. 1995. V.74.
- [3] Wang L.J., Kuzmich A., Dogriü A. //Nature (London). 2000. V.406.
- [4] Brillouin L. Wave propagation and group velocity. –New York: Academic, 1960.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОГО УСИЛЕНИЯ НА ПОРОГОВУЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ФАЗОВОЙ ИНДИКАЦИЕЙ СИГНАЛА ВРАЩЕНИЯ

И.А.Андропова¹⁾, П.А.Шилягин²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾Нижегородский госуниверситет

Одной из задач современной волоконной гироскопии является исследование возможности повышения чувствительности при использовании резонансных схем с широкополосным источником и внутрирезонансным волоконным усилителем.

Цель данной работы – исследование пороговой чувствительности одной из таких схем, которая отличается от традиционной схемы ВКИ тем, что в волоконном контуре используется дополнительный резонансный отражатель с усилителем, а также сравнение пороговой чувствительности этой схемы с пороговой чувствительностью традиционной и резонансной схемы с амплитудной индикацией сигнала вращения.

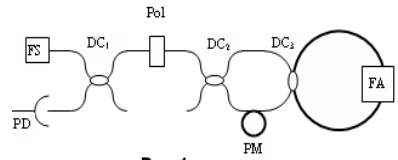


Рис.1.

Рассматриваемая схема представлена на рис.1. В ней, так же как и в традиционной, имеет место фазовая индикация сигнала. Основным элементом РВКИ является кольцевой резонатор, в который, помимо основного волокна, входят волоконный усилитель FA (сваренный в основное волокно отрезок активного волокна с собственной накачкой) (рис.2) и светоделитель DC₂ [1]. Усилитель позволяет скомпенсировать потери в элементах схемы и повысить добротность резонатора. Шум усилителя [2] может быть представлен источником излучения, отнесенным ко входу усилителя со спектральной плотностью мощности, равной $P\alpha\phi\phi = Kh\nu$. Здесь K – коэффициент, который зависит от инверсии и коэффициента усиления, определен из данных [3].

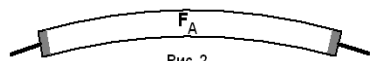


Рис.2

Для выяснения принципиальных физических закономерностей будем рассматривать случай, когда спектры источника и усилителя равномерны и совпадают по ширине. Расчет показывает, что величина крутизны отклика сигнала на вращение не меняется с изменением частоты модуляции, а величина избыточного шума имеет минимум при наблюдении на частоте, совпадающей с половиной межмодового интервала, что позволяет говорить о наличии оптимальной частоты модуляции. Выражение для величины полезного сигнала на оптимальной частоте модуляции:

$$I_{\Omega} \sim P_0 t_0^4 F_S(R_f),$$

где $F_S(R_f)$ – зависимость величины отклика от R_f (ослабление сигнала в кольце за один проход), t_0 – множитель, учитывающий отражение и пропускание делителя

DC_2 , P_0 – мощность входного источника излучения. Для определения шумовых характеристик получаем выражения для дробовой и избыточной составляющих:

$$I_{\sim} \sim (P_0 + 2P^{\text{эфф}}/t_0)t_0^4 F_{\sim}(R_f); \langle I_d^2 \rangle = 2e I_{\sim} \text{ (дробовой шум);}$$

$$\langle I_b^2 \rangle \sim (P_0^2 + P^{\text{эфф}2}/t_0^2)t_0^8 F_b(R_f)/\Pi \text{ (избыточные шумы),}$$

Π – ширина полосы источника.

Нетрудно показать, что введение в контур усилителя позволяет снизить мощность источника, при которой можно пренебречь влиянием дробовых шумов. На рис.3 представлены зависимость пороговой мощности: (1) – без учета шумов усилителя и (2) – при их учете.

Влияние шумов усилителя на величину порогового сигнала, которая определяется из условия равенства сигнала и шума иллюстрирует рис.4, на котором приведены кривые зависимости порогового сигнала от R_f – коэффициента, определяющего добротность резонатора – при учете шумов усилителя (1) и без него (2). Из рис.2 видно, что шумы усилителя приводят к росту порогового сигнала.

Основные результаты.

- 1) Рассмотренная схема дает выигрыш в пороговой чувствительности по сравнению с нерезонансным случаем при отсутствии усиления ($\alpha=0,71$, мощность источника 1 мВт) в 30 раз, при введении усилителя – в 270 раз, в этом случае необходима равномерность характеристики усилителя не менее 5%. По сравнению с амплитудной схемой выигрыш в чувствительности составляет 10 раз.
- 2) Собственный шум широкополосного усилителя может быть учтен введением дополнительного независимого источника, выведенного за резонансный контур, однако вклада в полезный сигнал не дающего. Шум усилителя позволяет уменьшить пороговую мощность, но снижает чувствительность схемы к вращению (на 40% при мощности источника 1мВт).

- [1] Андропова И.А., Токман М.М. Модуляционный метод измерения скорости вращения в резонансном волоконном кольцевом интерферометре с низкокогерентным источником излучения. –Н.Новгород: ИПФ РАН, препринт №618, 2002.
- [2] Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике –М.: Наука, 1988, с.50.
- [3] Laming R.I., Payne D.N. //IEEE Photon. Technol. Lett. 1990. V.2. P.418.

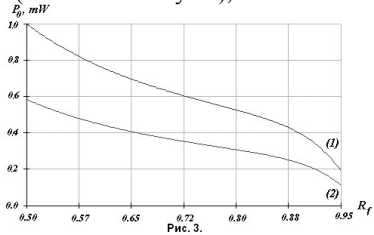


Рис. 3.

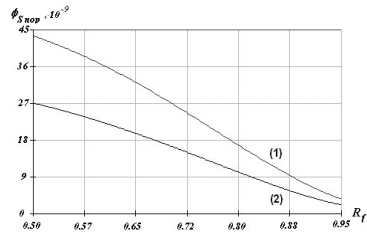


Рис. 4.

ПРОБЛЕМЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ФОТОПОЛИМЕРИЗАЦИИ

А.В.Пикулин¹⁾, Н.М.Битюрин²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

Применение процессов фотополимеризации [1, 2, 3] дает уникальную возможность создания трехмерных объектов в микронных и субмикронных масштабах, обладающих оптическими и механическими свойствами, необходимыми для множества применений: создания фотонных кристаллов [4, 5], микромашиинга [6] и трехмерного оптического хранения информации [7].

Для любой из перечисленных технологий одним из наиболее важных является вопрос о пространственной разрешающей способности. Этот вопрос имеет два аспекта. Первый связан с улучшением пространственной избирательности воздействия иницилирующего электромагнитного поля на полимеризующуюся среду. В настоящее время для решения этой проблемы используются системы ближнепольной оптики [8], а также нелинейные оптические эффекты при иницировании полимеризации путем острой фокусировки фемтосекундного лазерного излучения [3]. Таким образом, ограничения, связанные с дифракцией света при создании наноструктур, могут быть в значительной мере ослаблены. Второй аспект проблемы связан с откликом самой полимеризующейся среды, который в виду наличия нелокальных эффектов, таких как диффузия, может оказывать определяющее влияние на разрешающую способность.

В данной работе мы представляем теоретическую модель, которая позволяет оценить наилучшую разрешающую способность при полимеризации с полифункциональным мономером, иницированной в двух пространственно близких точечных областях. При этом в модели учитывается диффузия радикалов, зависящая от их длины.

- [1] Kawata S., Sun H.-B., Tanaka K., Takada K. //Nature(London). 2001. V.412. P.697.
- [2] Cumpston et al. //Nature. 1999. V.398. P.51.
- [3] Takada K., Sun H.-B., Kawata S. //Appl. Phys. Lett. 2005. V.86. P.071122.
- [4] Sun H.-B., Suwa T., Takada K., Zaccaria R. P., Kim M.-S., Lee K.-S., Kawata S. //Appl. Phys. Lett. 2004. V.85. P.3708.
- [5] Serbin J., Ovsianikov A., Chichkov B. //Optics Express. 2004. V.12. P.5221.
- [6] Galajda P., Ormos P. //Appl. Phys. Lett. 2001. V.78. P.249.
- [7] Stickler J., Webb W. //Optics Letters. 1991. V.16. P.1780.
- [8] Yin X., Fang N., Zhang X., Martini I., Schwartz B. //Appl. Phys. Lett. 2002. V.81. P.3664.

СОЛИТОННЫЕ СТРУКТУРЫ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ С КОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ КОЛЕБАНИЙ В СРЕДАХ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ: ОТ СОЛИТОНОВ ОГИБАЮЩЕЙ К ВИДЕОСОЛИТОНАМ

А.В.Ким¹⁾, С.А.Скобелев¹⁾, М.О.Шуралёв²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾Нижегородский госуниверситет

К одному из важных этапов в развитии теории нелинейных волновых процессов вообще и теории нелинейного распространения волновых пакетов в частности следует, несомненно, отнести введение для описания эволюции медленной оггибающей волнового поля нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), учитывающего наряду с дисперсионным распыливанием пакета также и нелинейность среды Керровского типа. Его замечательной особенностью является наличие уединенных решений – солитонов Шредингера – устойчивых элементарных структур, играющих фундаментальную роль в нелинейной динамике волновых процессов.

Физической основой НУШ является явное разделение масштабов изменения электромагнитного поля во времени на медленно меняющуюся оггибающую и высокочастотное заполнение на несущей частоте. Успехи, достигнутые в последние годы в области генерации лазерных импульсов ультракороткой длительности, сделали доступными в экспериментальных лабораториях световые импульсы предельно короткой длительности – в единицы периодов оптических колебаний – на субтераваттном уровне мощности. В связи с этим возникает вопрос о характере эволюции волновых полей, локализованных в малых пространственно-временных областях, когда используемых для НУШ приближений оказывается недостаточно для описания нелинейной динамики поля. Очевидно, что первый и естественный шаг на этом пути состоит в обобщении НУШ, т.е. оставаясь в рамках медленно меняющейся амплитуды, дополнять исходное уравнение новыми слагаемыми, ответственными за дисперсионные и нелинейные эффекты более высоких порядков. Следует отметить, что такой путь носит достаточно универсальный характер, и весьма примечательным и интересным на этом пути также является поиск солитонных решений полученных обобщенных уравнений Шредингера. Однако важный шаг мог бы состоять также и в отказе от чрезвычайно плодотворного приближения медленности амплитуды на масштабах быстрых осцилляций поля. По-видимому, на этом пути не существует “универсального обобщения НУШ до нелинейного волнового уравнения для полного поля”, в котором могли бы существовать волновые солитонные структуры подобные солитонам Шредингера, и такое рассмотрение может быть проведено лишь на примере конкретной задачи.

В качестве конкретной задачи рассмотрено распространение циркулярно поляризованного оптического излучения в прозрачных изотропных нерезонансных средах с безынерционной нелинейностью керровского типа. Эта задача представляет значительный интерес для различных приложений, в качестве примера которых можно привести волоконную оптику и сверхбыстрые оптические телекоммуникации, спектроскопию высокого временного разрешения. Нам впервые удалось

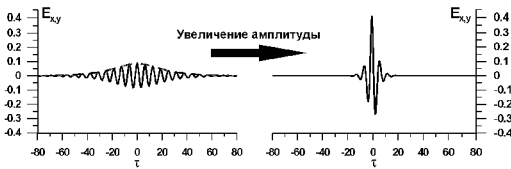


Рис. 1

аналитически найти устойчивые солитоноподобные волновые структуры, включающие конечное число осцилляций поля. Важным свойством найденных решений является их преemственная связь с солитонами

НУШ и солитонами известных обобщений НУШ. При увеличении амплитуды и, соответственно, уменьшении длительности солитоны НУШ трансформируются в оптические видеосолитоны, что отражено на рис.1.

Другим важным свойством найденных решений является присущая им частотная модуляция, исчезающая при переходе к НУШ. Эта частотная модуляция является следствием нелинейной дисперсии групповой скорости, влияние которой становится существенным при уменьшении длительности НУШ солитонов. Грубо можно сказать, что оптические солитоны предельно короткой длительности имеют амплитудное распределение, близкое к солитонам НУШ, и частотную модуляцию, характерную для солитонов модификаций НУШ, учитывающих нелинейную дисперсию групповой скорости. Наличие частотной модуляции является одним из физических условий устойчивости найденных решений. Как показывают результаты численного моделирования, они демонстрируют устойчивость (рис.2, на отметке $z=5400$ справа продемонстрировано дисперсионное расплывание импульса в линейной среде) и являются конечным продуктом эволюции произвольного начального распределения поля (рис.3, возбуждение односолитонного решения).

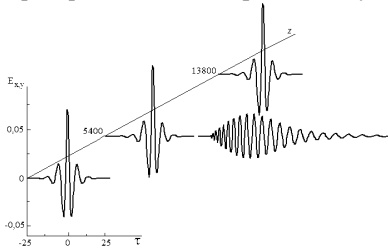


Рис. 2

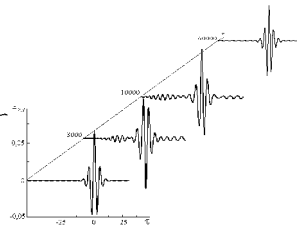


Рис. 3

Следует отметить, что устойчивость новых солитонных структур волнового поля и распад произвольного начального распределения на эти структуры, с учетом их преemственной связи с солитонами НУШ и его модификаций, позволяют надеяться, что они могут играть такую же фундаментальную роль в динамике волновых полей предельно короткой длительности, как солитоны НУШ в динамике квазимонохроматических полей. Вероятно, на базе этих решений возможно построение нелинейной оптики оптически прозрачных сред при предельно коротких длительностях световых полей.

О ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВАХ И СТРУКТУРЕ ПОЛЕЙ СОБСТВЕННЫХ МОД НЕОДНОРОДНЫХ ЗАМАГНИЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ

И.А.Вдовиченко¹⁾, Г.А.Марков²⁾

¹⁾ *Нижегородский государственный технический университет,*

²⁾ *Нижегородский госуниверситет*

Особенностью электродинамики неоднородной замагниченной плазмы является наличие связи между волнами разных типов.

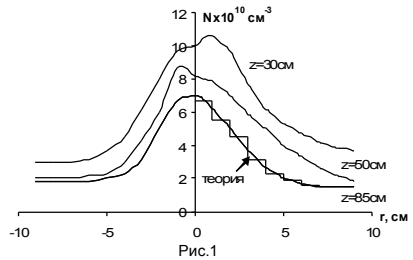
В работе приведены результаты исследования дисперсионных характеристик и структуры полей симметричных мод плазменного волновода с заданным ступенчатым распределением плотности плазмы по радиусу. Поле на плоской ступеньке является комбинацией полей двух плоских волн с разными поперечными масштабами. Поперечные волновые числа этих волн ($k_{\perp 1}, k_{\perp 2}$) зависят от плотности плазмы и могут принципиально изменяться при переходе с одной заданной ступеньки на соседние. В результате этого вклад в величину и структуру поля каналируемой в неоднородном волноводе моды на разных расстояниях от ВЧ источника и разных расстояниях от оси волновода вносят волны с принципиально разными (действительными, комплексными, мнимыми) поперечными волновыми числами. Поэтому собственные моды неоднородных плазменных волноводов в магнитном поле являются гибридными волнами, в которых есть и вихревые, и квазипотенциальные компоненты.

При решении данной задачи использовалась модель бесконечно длинного цилиндрического волновода, однородного вдоль внешнего магнитного поля $H = H_0 z$ с заданным ступенчатым распределением плотности плазмы по радиусу. Компоненты электрического и магнитного полей на каждой ступеньке внутри волновода записывались в виде функций Бесселя n -ого порядка ($J_n(k_0 q_k r), Y_n(k_0 q_k r)$) и в вакууме – функциями Макдональда n -ого порядка ($K_n(k_0 s_0 r)$), где $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, $p = k_{0z}/k_0$ – коэффициент замедления волны, $s_0 = (1 - p^2)^{1/2}$, $k_{\perp k} = q_k k_0$.

Записывая условия непрерывности для составляющих электрических и магнитных полей на границах ступенек, получаем систему дисперсионных уравнений. Значения коэффициентов замедления, при которых определитель данной системы обращается в ноль, соответствуют собственным модам плазменного волновода при данном распределении концентрации.

Параметры счета соответствовали условиям эксперимента по ионизационному самоканалированию вистлеров [1]: радиус разрядной камеры $b = 10$ см, разряд возбуждался с помощью ВЧ антенны типа спиральной катушки радиусом 3 см, величина продольного магнитного поля $H_0 = 180$ Э ($\omega_H = 3 \cdot 10^9$ с⁻¹), частота волны $\omega = 10^9$ с⁻¹, длина волны в волноводе $\lambda_{||} = 20$ см, замедление волны $p \cong (9-10)$. Распределение концентрации для разных расстояний z от источника приведено на рис. 1.

На основании выполненных расчетов показано, что наблюдаемая в эксперименте по ионизационному самоканалированию вистлеров [1] мода является гибридной. В центральной части разрядного канала ($0 < r < r_1$) поле этой моды определяется полем комплексных волн, на некотором расстоянии r от оси канала ($r_1 < r < r_2$) поле моды определяется комбинацией вистлеров и плазменных волн, а в периферийной части канала



($r_2 < r < b$), где плотность плазмы сравнима и меньше критической, поле моды определяется комбинацией плазменных и поверхностных волн (см. таблицу). С увеличением расстояния z от ВЧ источника уменьшается плотность плазмы в канале, при этом уменьшается, а затем и пропадает область, в которой поле моды определяется комплексными волнами. Далее с ростом z уменьшается и пропадает область, в которой поле моды определяется комбинацией вистлеров и плазменных волн, а вблизи свободного конца разрядного канала структура каналируемой моды всегда определяется полем плазменных волн. Распределение компонент электрического и магнитного полей для случая $z = 85$ см приведено на рис. 2.

Таблица

r	$N \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$	q_1	q_2
r_1	6.6	$10.9 - i4.6$	$10.9 + i4.6$
r_2	5.6	1.8	16.1
b	3.	$i8.5$	22.4

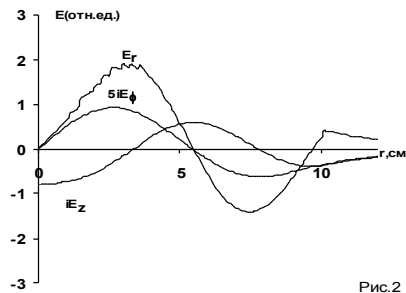
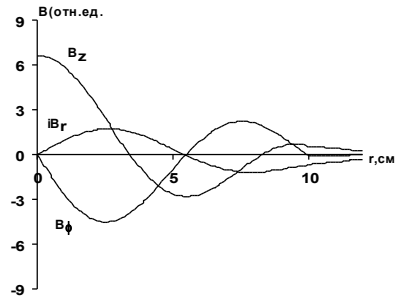


Рис. 2



Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16506-а), программ “Ведущие научные школы” (грант № НШ-1637.2003.2) и “Университеты России”.

- [1] Вдовиченко И.А., Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М. //Письма в ЖЭТФ. 1986. Т.44,№5. С.216.

ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН ВЧ РАЗРЯДОМ ГЕЛИКОННОГО ТИПА

А.С.Белов, Г.А.Марков

Нижегородский госуниверситет

Явления, наблюдаемые в замагниченной плазме ВЧ разрядов свистового диапазона частот, привлекают внимание научной общественности уже более двух десятилетий. Частотный спектр возбуждаемых колебаний в таком разряде оказался достаточно богатым [1] в ВЧ и НЧ диапазонах.

В настоящей работе приведены результаты исследования генерации волн плазменно-волновым разрядом в

однородном магнитном поле. На рис.1 показан спектр наблюдаемых неустойчивостей, снятых дипольной антенной у стенки разрядной колбы при малых давлениях ($p \sim 10^{-4}$ Тор) рабочего газа (воздуха). На графике спектральной плотности мощности $S(f)$ чётко выделены два характерных максимума. Пик на частоте $f_1 \sim 6$ кГц связан с генерацией магнитного звука (MS), на частоте $f_2 \sim 70$ кГц пик обусловлен генерацией

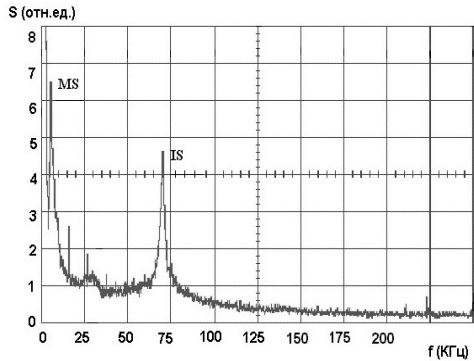


Рис.1

ионного звука (IS). На рис.2 приведены дисперсионные кривые замагниченного плазменного волновода для звуковых волн (расчёт выполнен в соответствии с теорией [2]) в виде зависимостей от частоты действительной и мнимой частей коэффициентов замедления $p = k_z/k_0$ ($k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме). Расчёт выполнен для параметров $B_z = 200$ Гс, $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$, $T_e = 6$ эВ, $\nu_i = 10^4$ Рад/с. Штрихпунктирные кривые на этом рисунке соответствуют “основной” моде объёмной волны, а сплошные – поверхностной волне. Точкой отмечено значение коэффициента замедления p , соответствующее частоте f_1 характерного пика на рис.1. В результате для частоты $f_1 = 6$ кГц имеем следующие значения: $p = 822888 + 35860 \cdot i$, $k_1 = 1.27 \cdot 3 \cdot 10^{-8} \cdot i$ см $^{-1}$, $k_2 = .045 - 1.03 \cdot i$ см $^{-1}$. На рис.3 для этих данных приведена структура электромагнитных полей в поперечном сечении плазменного канала.

Возбуждение магнитозвуковых волн можно объяснить “распадной” неустойчивостью. Распадные условия представляют собой законы сохранения энергии и импульса. Запишем их в виде: $\omega_{1p} = \omega_{MS} + \omega_{2p}$, $\mathbf{k}_{1p} = \mathbf{k}_{MS} + \mathbf{k}_{2p}$. Основная плазменная волна, возбуждаемая квадрупольным источником, характеризуется параметрами $\lambda_{1p} = 12$ см, $f_{1p} = 200$ МГц, магнитозвуковая – $\lambda_{MS} = c / (\text{Re}(p) \cdot f_1) = 6$ см, $f_{MS} = f_1 = 6$ кГц,

отсюда для рождающейся плазменной волны имеем $\lambda_{2p}=12$ см, $f_{2p}=19.993 \cdot 10^7$ Гц. В наших экспериментах частоты обеих плазменных волн лежат внутри спектральной полосы сигнала накачки, поэтому эффект генерации и ионного, и магнитного звука существенно усилен из-за биений в поперечной силе высокочастотного давления с подходящими волновыми числами k_S и частотами f_S , благодаря наличию спектральных составляющих сигнала накачки, удовлетворяющих условиям синхронизма. Резонансность взаимодействия на данной частоте можно объяснить следующим образом: при отклонении частоты от значения $f_1=6$ кГц изменяется величина λ_{2p} , а она фиксирована дисперсионными соотношениями (для плазменных волн при незначительном изменении частоты замедление не может сильно измениться) и в результате перестают выполняться условия распада.

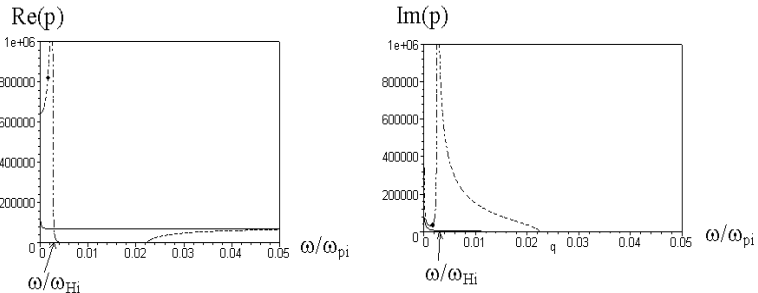


Рис.2

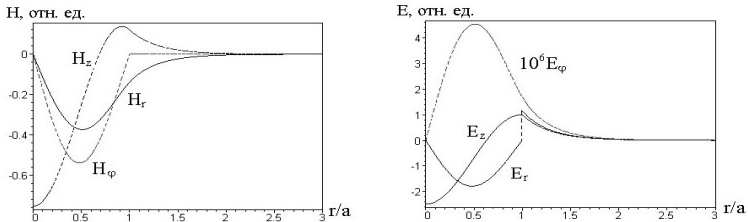


Рис.3

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №04-02-16506-а), программ «Ведущие научные школы» (грант №НШ-1637.2003.2) и «Университеты России», а также Министерства образования и науки РФ (контракт №40.020.1.1.1171).

- [1] Марков Г.А., Хазанов И.В. //Физика плазмы. 2002. Т.28,№4. С.307.
 [2] Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. –М.: Атомиздат, 1976, 232с.

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЛИЯНИЯ СПРАЙТА НА СОСТАВ МЕЗОСФЕРЫ

А.А.Евтушенко

Нижегородский госуниверситет

В данной работе анализировалось влияние электрических разрядов – спрайтов на баланс малых составляющих мезосферы. Как стало известно в последнее время, вспышка спрайта приводит к увеличению температуры электронов до 15000 К на временах порядка десятков микросекунд. Как следствие, увеличивается концентрация электронов и заряженных частиц. В работе предложена система реакций, позволяющая описать сложную взаимосвязь химических компонентов в нижней ионосфере. Она включает в себя нейтральные компоненты (17), отрицательные ионы (9), положительные ионы и ионы-связки (23) и электроны – всего 50 компонентов и 200 реакций между ними. Как показало моделирование вспышки спрайта, значительно возмущаются 10 компонентов, которые можно разделить на 2 группы: компоненты с малыми (O^+ , N_4^+ , O^- , N_2^+ , O_3^-), и большими (электроны, атомарный азот, O_2^+ , NO^+ , $O_2(^1\Delta_g)$) временами релаксации возмущения концентрации по сравнению с характерным временем 0,01 с.

По результатам численного счета можно сделать следующие выводы:

- 1) Вследствие увеличения скорости образования электронов и уменьшения скорости их гибели во время вспышки должно иметь место существенное возмущение концентрации электронов (с 4000 см^{-3} до 28000 см^{-3}).
- 2) Время релаксации электронов составляет порядка 10 с, что согласуется с косвенными измерениями (Dowden L. et al., Roussel-Dubre R.A. et al.), показывающими, что время релаксации электронной концентрации на исследуемых высотах должно составлять от нескольких секунд до десятка секунд.
- 3) В результате численного счета выяснилось, что не все компоненты, входящие в систему реакций, изменяются в результате вспышки спрайта, либо изменение их концентраций незначительно. Также присутствуют компоненты, которые «появляются» во время вспышки, то есть их концентрация становится заметной. Но время их релаксации оказывается малым.
- 4) В численных расчетах анализировалась одноточечная задача, то есть диффузия электронов не учитывалась. Оценки показывают, что учет турбулентной диффузии может иметь заметное влияние на время жизни электронов.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ, НАПРАВЛЯЕМЫЕ ИСКУССТВЕННЫМ АНИЗОТРОПНЫМ МАГНИТНЫМ СЛОЕМ

Н.В.Ильин¹⁾, И.Г.Кондратьев¹⁾, А.И.Смирнов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

Современные технологии позволяют создавать метаматериалы с электродинамическими параметрами, недостижимыми для естественных сред. В частности, при помощи щелевых кольцевых резонаторов – среду с отрицательной эффективной магнитной проницаемостью [1,2]. Из аналогии с плазменным слоем и принципа двойственности следует, что подобная среда способна поддерживать поверхностную волну ТЕ типа. Это свойство можно использовать для создания замедляющих систем миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

Рассмотрим анизотропный магнитный слой в металлическом волноводе [3,4] (рис.1). Тензор магнитной проницаемости для среды из щелевых кольцевых резонаторов, ориентированных вдоль оси x , имеет вид (рис.2):

$$\mu_{xx} = \mu(\omega) = 1 - \frac{\omega_{mp}^2 - \omega_{mo}^2}{\omega^2 - \omega_{mo}^2}, \mu_{yy} = \mu_{zz} = 1, \quad (1)$$

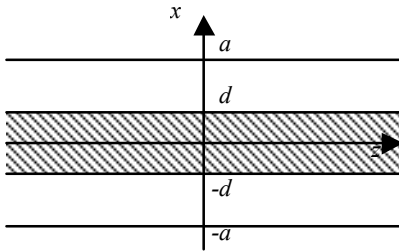


Рис.1

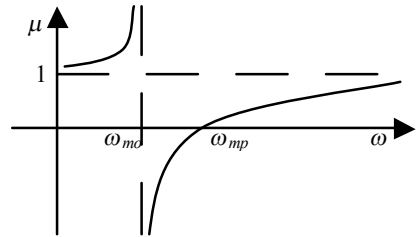


Рис.2

Ниже приведены выражения для компонент электромагнитного поля в различных областях пространства для поддерживаемой слоем моды ТЕ типа:

$$|x| < d$$

$$E_y = A \cos(\eta x) \exp(-ihz), \quad H_x = -\frac{h}{k_o \mu} E_y, \quad (2)$$

$$H_z = -Ai \frac{\eta}{k_o} \sin(\eta x) \exp(-ihz), \quad \eta = \sqrt{k_o^2 - \mu^{-1} h^2}.$$

$$d < |x| < a$$

$$E_y = [B \exp(-\eta_o x) + C \exp(\eta_o x)] \exp(-ihz), \quad H_x = -\frac{h}{k_o} E_y, \quad (3)$$

$$H_z = -i \frac{\eta_o}{k_o} [B \exp(-\eta_o x) + C \exp(\eta_o x)] \exp(-ihz), \quad \eta_o = \sqrt{h^2 - k_o^2}.$$

Из (2),(3) видно, что поверхностная волна реализуется только при отрицательных μ в области частот $\omega_{mo} < \omega < \omega_{mp}$. Дисперсионные соотношения для одиночного слоя и слоя в волноводе имеют вид:

$$\eta \tan(\eta d) = \eta_o, \quad \eta \tan(\eta d) = \eta_o \tanh^{-1}[\eta_o(a-d)]. \quad (4)$$

Уравнения (4) допускают многомодовое решение. Остановимся подробнее на случае тонкого слоя, когда $k_{mo}d \ll 1$.

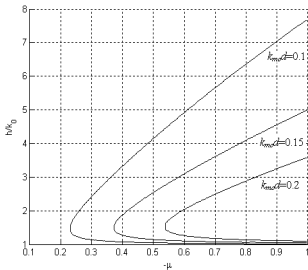


Рис.3

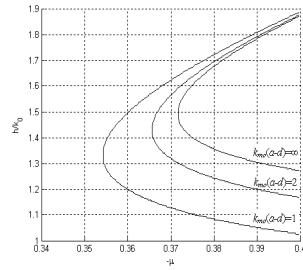


Рис.4

На рис.3 приведено семейство дисперсионных кривых для первой моды одиночного слоя при различных его толщинах, а рис.4 демонстрирует влияние волновода.

Обратим внимание на то, что при одном значении частоты существует две поверхностных волны с разным замедлением, причем волна с большим замедлением является обратной.

Наличием этих волн объясняется экспериментально наблюдаемый эффект ”просветления” сильно закритических волноводов при частичном заполнении искусственной средой из щелевых кольцевых резонаторов [5].

- [1] Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J. //IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1999. V.47. P.2075.
- [2] Smith D.R., Radilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S. //Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. P.4184.
- [3] Kondratyev I.G., Smirnov A.I. //Phys. Rev. Lett. 2003. V.91. P.249401.
- [4] Кондратьев И.Г., Смирнов А.И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2005. Т.48,№2. С.151.
- [5] Marques R., Martel J., Mesa F., Medina F. //Phys. Rev. Lett. 2002. V.89. P.183901.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА В ПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛАХ ГЕЛИКОННЫХ РАЗРЯДОВ

В.А.Еськин, А.В.Кудрин

Нижегородский госуниверситет

Исследованию распространения электромагнитных волн, направляемых замагниченными плазменными каналами, посвящено большое число работ (см., например, [1, 2] и цитируемую там литературу). Повышенный интерес вызывают волны, частота ω которых принадлежит свистовому диапазону $\omega_{\text{ЛН}} < |\omega - i\nu_e| \ll \omega_{\text{Н}} \ll \omega_{\text{р}}$, где $\omega_{\text{ЛН}}$ — нижняя гибридная частота, ν_e — эффективная частота соударений электронов, $\omega_{\text{Н}}$ и $\omega_{\text{р}}$ — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно. Это объясняется важной ролью, которую свистовые волны играют как во многих фундаментальных проблемах [1], так и в различных приложениях, в частности связанных с так называемыми геликонными источниками плазмы [2].

Как известно, трудности в интерпретации результатов экспериментов, проводимых в плазме геликонных ВЧ разрядов [2], возникают при попытке объяснить сравнительно высокую эффективность поглощения направляемых разрядным каналом мод, которые, как правило, затухают значительно быстрее, чем свистовые волны, распространяющиеся вдоль внешнего магнитного поля в однородной плазме с теми же значениями параметров. В настоящей работе исследуется влияние электронных соударений на характеристики мод, поддерживаемых плазменными каналами таких разрядов. В отличие от ранее опубликованных работ других авторов, рассмотрение проводится на основе строгой системы уравнений, описывающих поля мод цилиндрических плазменных каналов с учетом как крупномасштабной геликонной, так и мелкомасштабной квазиэлектростатической составляющих [1].

Расчеты, проведенные применительно к условиям, типичным для геликонных ВЧ разрядов, показывают, что при увеличении эффективной частоты соударений электронов в плазме моды, направляемые плазменным каналом, разделяются на сильно- и слабозатухающие. Об этом свидетельствуют зависимости нормированных на $k_0 = \omega/c$ постоянных распространения p' и постоянных затухания p'' мод от частоты, показанные на рис.1 для однородного плазменного канала в свободном пространстве при следующих значениях параметров: $\omega_{\text{р}} = 1,74 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{\text{Н}} = 1,36 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\nu_e / \omega_{\text{Н}} = 6 \cdot 10^{-3}$, радиус канала $a = 2,5 \text{ см}$, давление рабочего газа (аргона) $p = 10^{-3}$ Торр (c — скорость света в вакууме). На рис.1 сплошные жирные кривые отвечают слабозатухающим модам, сплошные тонкие кривые — сильнозатухающим модам. Зависимости величин p' и p'' от ν_e изображены на рис.2 для $\omega = 1,7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ (значения остальных параметров прежние; обозначения те же, что и на рис.1).

Из анализа результатов выполненных расчетов следует, что для сильнозатухающих мод величина p'' определяется отношением частоты соударений к круговой частоте поля: $p'' \sim (\nu_e / \omega) p'$. При этом в отдельных компонентах полей таких

мод преобладает мелкомасштабная квазиэлектростатическая составляющая. Для слабозатухающих мод, начиная с некоторого значения эффективной частоты соударений ν_e , выполняется соотношение $p'' < (\nu_e/\omega) p'$, а структура полей в приосевой части канала определяется крупномасштабной (геликонной) составляющей. Тем не менее, постоянные затухания этих мод в рассматриваемом случае заметно превышают величину $p'' = (\nu_e/2\omega_H)p'$, отвечающую свистовой волне, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля в однородной безграничной плазме и имеющей постоянную распространения $p' = P \approx \omega_p/(\omega - \omega_H)^{1/2}$ (в качестве примера, зависимость $P(\omega)$ изображена штриховой линией на рис. 1а). Отмеченные особенности поведения мод, сохраняющиеся и в случае радиально неоднородного канала, удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

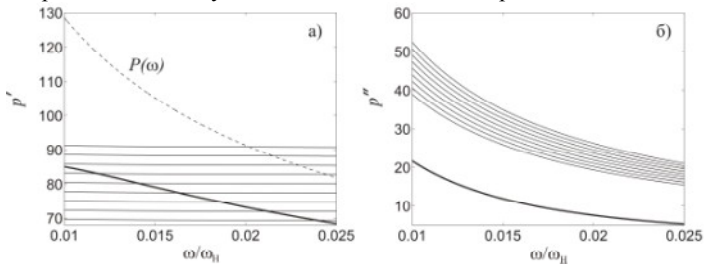


Рис. 1

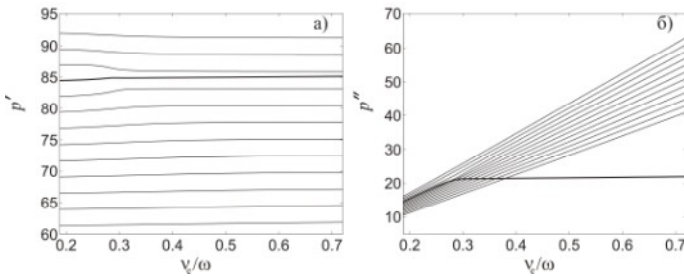


Рис. 2

Таким образом, постоянные затухания мод, направляемых плазменными каналами геликонных разрядов, могут изменяться в довольно широких пределах, причем с увеличением частоты соударений имеет место селекция мод по постоянным затуханиям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16506-а), Совета при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-1639.2003.2) и программы «Университеты России» Министерства образования и науки РФ (проект № УР.01.01.176).

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

- [2] Chen F.F., Boswell R.W. //IEEE Trans. Plasmas Sci. 1997. V.25, No.6. P.1245.

ПОВОРОТЫ ВОЛНОВОДА КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЕРЕДАЧИ МОДЫ TE_{01}

А.А.Вихарев, Г.Г.Денисов, С.В.Кузиков, Д.И.Соболев

Институт прикладной физики РАН

При построении большинства волноводных линий передачи возникает необходимость в сохранении волноводной моды при повороте линии. При плавном изгибе волновода круглого сечения коэффициенты связи отличны от нуля только для пар мод, азимутальные индексы которых отличаются на единицу. В частности, мода TE_{01} эффективно связывается с вырожденной относительно нее модой TM_{11} . Такая связь может быть исключена несколькими методами. Развитию двух из них и посвящена данная работа.

Первым вариантом является использование волноводного поворота с эллиптическим сечением, нормальные моды которого, соответствующие модам TE_{01} и TM_{11} круглого волновода, не являются вырожденными. На рис.1. представлено распределение поперечной рисунку составляющей электрического поля в продольном сечении волновода и модуля электрического поля в поперечном сечении для волновода с эллиптическим сечением. Собственные моды эллиптического волновода были рассчитаны методом интегральных уравнений [1], коэффициент передачи моды TE_{01} был рассчитан методом поперечных сечений [2]. По результатам расчетов эффективность волноводного поворота на частоте 34,272 ГГц составила 99% по мощности.

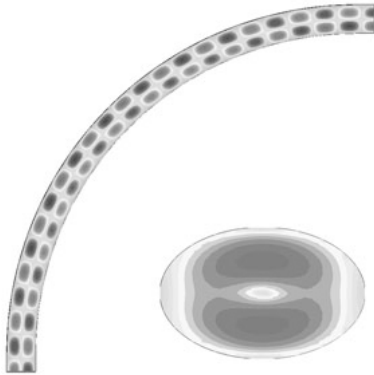


Рис.1.

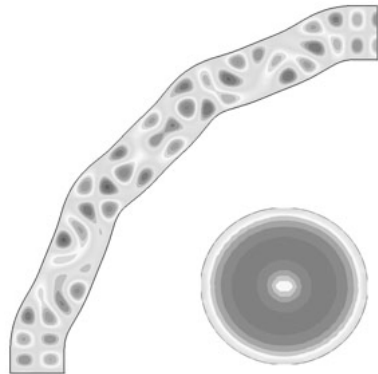


Рис.2.

Вторым вариантом является решение с использованием волноводного поворота с неизменным круглым сечением и переменным радиусом кривизны, в котором вырождение мод TE_{01} и TM_{11} снято за счет введения дополнительной связи

моды TE_{01} с модами TE_{11} и TE_{21} [3]. Профиль такого волновода рассчитывался с помощью процедуры синтеза [3], в результате применения которой эффективность волноводного поворота на частоте 34,272 ГГц составила 99,9% по мощности. На рис.2. представлено распределение поперечной к рисунку составляющей электрического поля в продольном сечении волновода и модуля электрического поля в поперечном сечении для волновода с переменным радиусом кривизны.

Проверка волноводных поворотов проводилась с использованием генератора качающейся частоты и двух преобразователей Марье моды TE_{01} прямоугольного волновода в моду TE_{01} круглого волновода. Измерялся коэффициент прохождения сигнала в системе: преобразователь Марье – волноводный поворот – преобразователь Марье. Эффективность поворотов на частоте 34,272 ГГц составила 96–98%. На рис.3. и рис.4 представлены результаты расчетов и эксперимента для поворота с эллиптическим сечением и поворота с переменным радиусом кривизны соответственно, где пунктиром показаны результаты расчета.

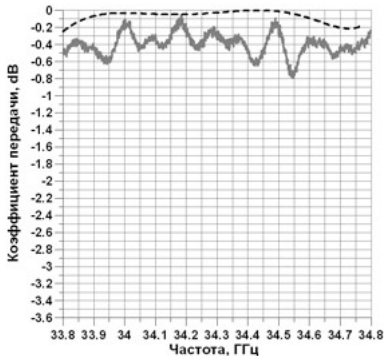


Рис.3.

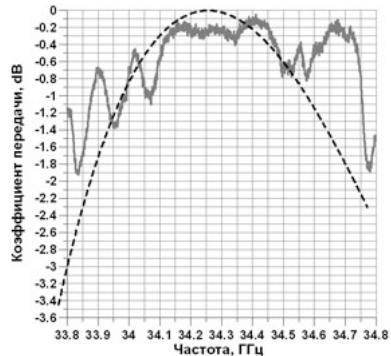


Рис.4.

- [1] Denisov G.G., Kuzikov S.V. //Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1997. V.18, No.3. P.733.
- [2] Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. –М.: Изд-во АН СССР, 1961.
- [3] Денисов Г.Г., Калынова Г.И., Соболев Д.И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2004. Т.47, №8. С.688.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННОЙ ПРОВОДИМОСТИ НЕРЕЗОНАНСНОЙ ЩЕЛИ НА УЗКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Г.В.Гуляев, Н.А.Коробченко

Нижегородский научно-исследовательский институт радиотехники

Электрические свойства щелевых излучателей, расположенных на широкой стенке прямоугольного волновода, изучены достаточно подробно. Например, решена задача возбуждения прямоугольного волновода произвольно ориентированной нерезонансной щелью в его широкой стенке и определена ее внутренняя проводимость [1]. Последняя необходима при исследовании свойств матрицы рассеяния и при расчете волноводно-щелевых антенн [2]. Однако расчет внутренней проводимости наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода в литературе отсутствует, хотя такие излучатели находят все большее практическое применение.

В данной работе рассматривается прямоугольный волновод с бесконечно тонкими идеально проводящими стенками. На его узкой стенке прорезана наклонная щель. Известен размер поперечного сечения волновода, ширина щели и угол наклона. Полагаем, что щель имеет одинаковые зарезы в широкие стенки. Пусть некоторый сторонний источник электромагнитной волны частоты ω возбуждает электрическое поле в раскрытие щели, тангенциальную составляющую которого можно аппроксимировать известной функцией.

Собственную внутреннюю проводимость произвольно ориентированной щели запишем в виде [2]:

$$Y = \frac{1}{V_0 d} \int_{S_{щ}} \psi H_u ds,$$

где ψ – нормированная к максимальному значению функция распределения электрического поля в щели; $S_{щ}$ – площадь раскрытия щели; V_0 – неизвестный амплитудный коэффициент с физическим смыслом напряжения между краями щели в пучности поля; H_u – проекция на ось щели вектора магнитного поля, возбужденного щелью внутри волновода.

Для нахождения магнитного поля в области щели внутри волновода необходимо решить задачу возбуждения волновода исследуемой щелью. Решение этой задачи с использованием известных методов приводит к мало пригодным для практического использования выражениям для внутренней проводимости. Однако можно получить приемлемое для расчетов на ЭВМ решение методом, предложенным в работе [1], если область волновода, занимаемую щелью, рассматривать как резонатор, у которого поле на торцах (поперечных сечениях волновода за пределами щели) известно. Последнее легко определяется с помощью леммы Лоренца [2]. Искомое магнитное поле в области щели будем искать путем разложения по полной системе вихревых и потенциальных базисных функций этого резонатора,

так как эти системы ортогональны и при должном выборе коэффициентов разложения образуют сходящиеся в среднем ряды Фурье. Неизвестные амплитудные коэффициенты можно получить, используя комплексно сопряженную лемму Лоренца, а также граничные условия на стенках волновода и на двух мнимых границах нашего резонатора, где поле должно совпадать с полем полубесконечного волновода (суперпозиция E и H волн). Распределение магнитного поля на поверхности щели позволяет получить выражения для активной и реактивной составляющих проводимости. Была исследована зависимость активной и реактивной проводимости от частоты возбуждающих колебаний, угла наклона щели, ширины щели и величины зарезов в широкие стенки волновода.

Результаты проведенного исследования показали, что изменение угла наклона оказывает существенное влияние на активную проводимость, см. рис.1. Заметим, что при угле наклона равном нулю (поперечная щель) внутренняя проводимость чисто реактивная, то есть щель возбуждает в волноводе только затухающие типы волн. На рис.2 приведена зависимость реактивной составляющей от длины щели (величины зарезов). Активная составляющая при этом практически не меняется, а реактивная меняется приблизительно по линейному закону. На средней частоте реактивная проводимость равна нулю («внутренний резонанс») при длине щели, равной примерно $\lambda_w/2$. Из приведенных результатов следует, что регулировку активной составляющей внутренней проводимости целесообразно проводить изменением угла наклона щели, а реактивной составляющей – глубиной зарезов. При этом внутренняя проводимость становится активной при длине щели, близкой к половине длины волны в волноводе.

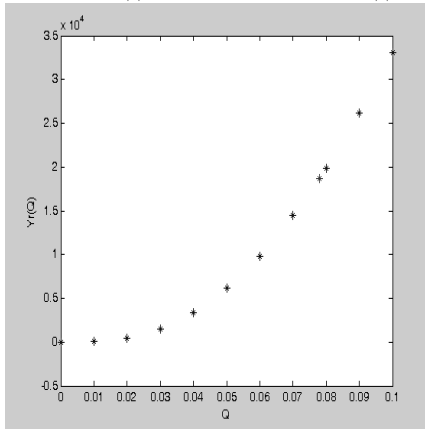


Рис. 1

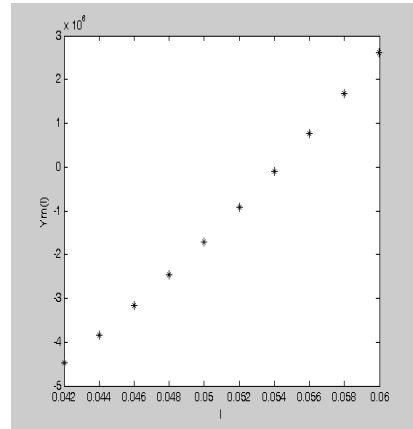


Рис. 2

[1] Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. //Антенны. 1975. Вып.22. С.46.

[2] Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. –М.: Б. И., 1959, т.2, 551с.

ОСОБЕННОСТИ БЕСПРОВОДНОЙ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ, ПОСТРОЕННОЙ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНЫХ УПРАВЛЯЕМЫХ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ

А.Л.Умнов, Д.А.Головачев, И.С.Шিশалов

Нижегородский госуниверситет

В работах [1,2] предложена система передачи информации с использованием пассивных нелинейных рассеивателей (НР), в которой используется не активный передатчик, а пассивный объект, переотражающий электромагнитную волну. Полезная информация записывается в характеристики переотраженного поля. По существу система связи построена на принципах локации, поскольку информация от объекта поступает с помощью переотражённого от него поля. Предложенный метод обладает принципиальными особенностями, присущими только ему, и отличается как от активных систем передачи данных, так и от пассивных систем радиочастотной идентификации. Его изучение, как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения представляет большой интерес и даёт возможность для разработки систем, не уступающих по своим характеристикам стандартным активным.

К особенностям предлагаемого метода следует отнести следующее: нелинейное влияние поля подсветки на режим работы нелинейного элемента, встроенного в НР (эффекты автосмещения), когерентное сложение полей, переотраженных от разных рассеивателей (формирование антенной решетки), сложение в точке приёма сигналов от нескольких НР, приводящее к преобразованию амплитудной модуляции в фазовую и наоборот.

Необходимо отметить, что существенное влияние эффекта автосмещения возможно только при достаточно сильном поле подсветки. В большинстве проведённых экспериментов этим эффектом можно пренебречь.

Как показывает численное моделирование, пространственная структура суммарного переотраженного поля изрезана и существенно зависит от расстояния между НР, что при экспериментальных исследованиях приводит к появлению резкой зависимости уровня сигнала при перемещении узла по помещению и возникновению “мёртвых” зон, в которых качество связи существенно ухудшается.

На рис.1 представлена зависимость уровня демодулированного сигнала от одного рассеивателя при перемещении его по поверхности 60х60 см, частота поля подсветки равна 420 МГц, расстояние между функциональными узлами системы

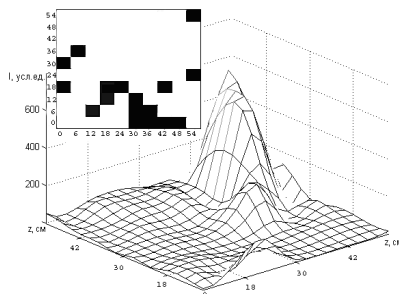


Рис. 1

составляло примерно 2–3 м. На врезке чёрным цветом отмечены точки, где пропала связь с узлом.

Эффект преобразования модуляций (амплитудной в фазовую, и наоборот) приводит к тому, что для различных положений рассеивателя оптимальными для передачи являются разные уровни напряжений смещения на нелинейном элементе. На рис.2 представлены зависимости глубины амплитудной модуляции в точке приёма при фиксированной длине антенны рассеивателя для различных вариантов расположения узла. Напряжение смещения на нелинейном элементе менялось от 0 до 3 В. По оси X отложен нижний уровень напряжения смещения, приложенного к нелинейному элементу (в вольтах), по оси Y – верхний уровень, по оси Z глубина модуляции в условных единицах (рассматривается только та часть значений напряжений, при которых нижний уровень меньше верхнего).

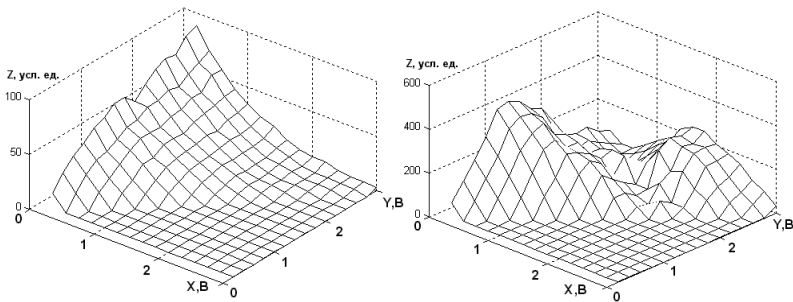


Рис. 2

Такие эффекты приводят к повышенной чувствительности системы на изменение окружающей обстановки. По результатам проведённых экспериментов можно сделать вывод, что при построении систем передачи информации с использованием нелинейных рассеивателей необходимо закладывать возможность автоконфигурации и адаптации, а именно: адаптивного изменения диаграммы направленности поля подсветки, управление уровнями напряжения на нелинейном элементе, уменьшение скорости передачи при ухудшении качества связи и др.

Работа выполнена при поддержке академической программы Интел и программы “Ведущие научные школы”: НШ-1637.2003.2.

- [1] Кудрин А.В., Марков Г.А., Умнов А.Л., Яшнов В.А. и др. //В кн.: Тр. 6-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛИАМ, 2002, с.29.
- [2] Умнов А.Л., Головачев Д.А., Филимонов В.А., Шишалов И.С. //Нелинейный мир. 2004. Т. 2, № 5–6.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОГО ЛОКАТОРА

А.Л.Умнов, В.А.Филимонов

Нижегородский госуниверситет

Для определения оптимальных параметров нелинейного интерферометрического радиоволнового локатора, рассмотренного в работах [1,2], необходимо детальное понимание всех механизмов его работы. Аналитическое описание указанной системы затруднено в силу её сложности и многопараметричности, поэтому для получения теоретических сведений был выбран метод численного эксперимента. В настоящей работе строится физическая модель нелинейного интерферометрического локатора, электродинамическая часть которой рассматривается при помощи метода интегрального уравнения Поклингтона [3], а учёт нелинейных эффектов проводится методом рядов Вольтерра. Приводятся результаты численных расчётов, демонстрирующие основные механизмы работы локатора.

В простейшем случае модель нелинейного локатора представляет собой систему нелинейных рассеивателей [2] и некоторого лоцируемого объекта (линейного рассеивателя), находящихся в поле плоской волны (поляризованной параллельно антеннам, входящим в систему). Волна основной частоты наводит на рассеивателях токи, возбуждающие в окружающем пространстве когерентные между собой и с полем основной частоты волны. Данные волны создают сложную (в силу распределённости системы) интерференционную картину, которая изменяется при движении лоцируемого объекта. При этом в некоторой точке приёма приходящий сигнал будет нести информацию о положении лоцируемого объекта. Следует отметить, что умножение частоты на нелинейных элементах приводит к появлению высших гармоник полей, которые оказываются значительно более чувствительными к перемещению объекта, чем поля основной частоты.

Одним из эффектов, возникающих при перемещении объекта, является изменение фазы и амплитуды поля основной частоты, приходящего на нелинейные рассеиватели. Так, на рис.1 показана характерная зависимость фазы поля основной частоты ($F=430$ MHz) в точке расположения нелинейного рассеивателя в зависимости от положения линейного рассеивателя. Необходимо отметить, что при умножении частоты фаза поля увеличивается в то же число раз, что и частота. Поэтому перемещение лоцируемого объекта сильнее влияет на поля высших гармоник, которые создаются системой

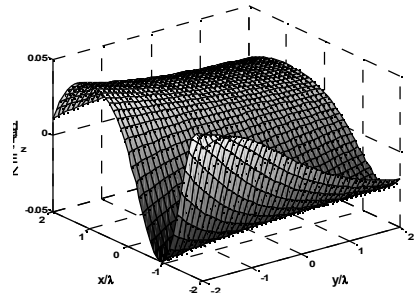


Рис. 1

разнесённых в пространстве нелинейных рассеивателей, чем на поля основной частоты.

Описанное изменение фазы приводит к достаточно сильному изменению распределения в пространстве суммарного поля падающей волны и поля, переизлучённого рассеивателями, что отражается, например, в изменении диаграммы направленности системы. Характерное изменение углового распределения поля второй гармоники при смещении лоцируемого объекта на 0.2λ показано на рис.2. Причём чем больше база локатора (расстояние между нелинейными рассеивателями), тем более изрезанна диаграмма направленности, а значит больше чувствительность локатора к положению объекта. Поэтому наличие слабой (порядка -40dB относительно поля основной частоты) второй гармоники от генератора, что эквивалентно увеличению базы локатора, приводит к повышению чувствительности системы. Таким образом, сигнал в точке приёма (типичная реализация которого приведена на рис.3) несёт в себе информацию о траектории движения лоцируемого объекта.

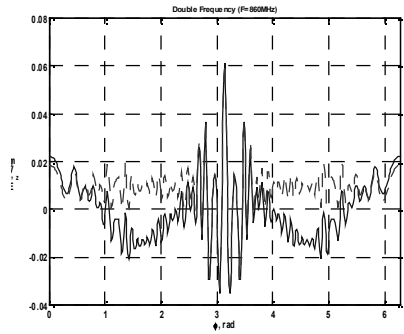


Рис. 2

Модуляция рабочей точки нелинейных элементов низкочастотным напряжением приводит к дополнительной модуляции (периодическому изменению) переизлучённых полей [3], что позволяет разделить сигналы от различных рассеивателей [1] и уменьшить зоны слабой чувствительности локатора.

Разработанная система моделирования нелинейного интерферометрического локатора позволила провести анализ, результаты которого хорошо согласуются с натурным экспериментом. При помощи полученных результатов были выделены основные механизмы работы локатора.

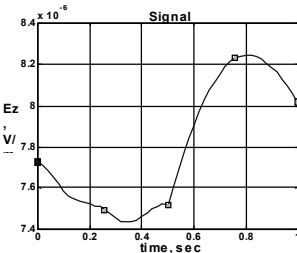


Рис. 3

- [1] Умнов А.Л., Головачев Д.А., Филимонов В.А., Шишалов И.С. //Нелинейный мир. 2004. Т.2, № 5–6. С.327.
- [2] Головачёв Д.А., Умнов А.Л., Яшнов В.А. //В кн.: Тр. 6-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛИАМ, 2002, с.49.
- [3] Умнов А.Л., Филимонов В.А., Шишалов И.С. //В кн.: Тр. 8-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2004 г /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛИАМ, 2004, с.29.