

СЕКЦИЯ «ФИЗИКА»
ПОДСЕКЦИЯ «РАДИОФИЗИКА»

Причины обратного транспорта при диэлектрофорезе в поле бегущих волн

Берёзин М.С.¹, Зырянова А.В.², Можжаев В.Г.³

¹студент, ²аспирантка, ³сотрудник, к.ф.-м.н.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
физический факультет, Москва, Россия

mike.berezin@gmail.com, annazyr@mail.ru, vgmozhaev@mail.ru

Диэлектрофорез в поле так называемых «бегущих электростатических волн» является перспективным и многообещающим методом манипулирования микро- и наночастицами, а также биологическими клетками. В обычной схеме диэлектрофореза волнового типа вместо реальных волн используется квазиволновое распределение электрических полей. Такое распределение создается вблизи поверхности диэлектрической подложки системой периодических поверхностных электродов при подаче на них гармонического напряжения с индивидуальным фазовым сдвигом на каждом электроде. Интересной особенностью обсуждаемого процесса является возникновение в некоторых случаях обратного, по отношению к направлению распространения волны, транспорта отдельных частиц, что наблюдалось ранее как в эксперименте, так и при численном моделировании (Masuda, 1987; Gartshtein, 1999). Несмотря на попытки найти различные объяснения обратного транспорта (Schmidlin, 1995), это явление остается пока до конца не понятным. Следует также отметить, что множество пространственных фурье-гармоник, входящих в решение для электрического поля решетки электродов, являются усложняющим фактором для решения этой задачи и интерпретации получаемых результатов. Рассмотрение же чисто гармонического пространственного распределения электрических полей, соответствующего диэлектрофорезу с акустическим возбуждением на пьезоэлектрических подложках (Mozhaev, Zyryanova, 2004), позволяет существенно упростить теорию и облегчает интерпретацию и объяснение обратного транспорта. С другой стороны, аналитическая теория обсуждаемого явления до сих пор развивалась только для стационарного режима транспорта без учета важных ограничений этого процесса во времени и в пространстве. Целью настоящей работы является изучение возможных причин обратного диэлектрофоретического транспорта на основе развития аналитической теории и численного моделирования в случае чисто гармонических в пространстве, но ограниченных по времени волновых электрических воздействий, создаваемых акустической волной.

Рассматривалась задача о двумерном движении малой частицы в текучей среде вблизи поверхности пьезоэлектрической подложки под действием электрических полей, сопровождающих импульсы поверхностных акустических волн, бегущих в подложке. Введение новой комплексной координаты позволило свести два исходных уравнения к одному и найти явно его первый интеграл. Это решение свободно от численных ошибок, указывавшихся ранее в качестве псевдопричины обратного транспорта, и однозначно показывает, что в отсутствие столкновений частицы с поверхностью единственным параметром, определяющим направление транспорта частиц, является значение сдвига фазы несущей волны относительно начала огибающей волновых импульсов.

Численное моделирование транспорта частиц проводилось с помощью метода Рунге-Кутты 4-го порядка с учетом возможности упругих и неупругих столкновений частицы с поверхностью подложки. Исходя из данных моделирования, такие столкновения идентифицированы как новая возможная причина возникновения обратного транспорта при диэлектрофорезе в поле бегущих волн. Показано, что изменение в процессе соударения нормальной к поверхности составляющей скорости частицы при сохранении тангенсальной составляющей изменяет эффективное значение фазы колебаний частицы

генсальной составляющей изменяет эффективное значение фазы колебаний частицы в электрическом поле относительно начала волнового импульса, что может инвертировать и общее направление ее транспорта.

Энергетические характеристики импульсного разряда над поверхностью жидкости.

Ваулин Д.Н., Мусеев В.Н.

Аспирант студент.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия.

e-mail: vaud@yandex.ru

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований импульсного разряда над поверхностью воды. Ранее было показано [1], что данный разряд имеет три стадии своего развития. Настоящие эксперименты посвящены определению мощности, выделяемой в разряде, в различных стадиях и в различных жидкостях.

Исследуемая жидкость наливалась в кювету, над которой располагался катод. Анод размещался непосредственно в жидкости у противоположной стенки кюветы. Для создания разряда использовался высоковольтный импульсный источник питания. В экспериментах варьировались расстояние между электродами по горизонтали ($L = 15-200$ мм), начальное напряжение источника ($U_0 = 7 - 30$ кВ), балластное сопротивление ($R = 1-8$ кОм) и длительность импульса разряда ($\tau = 50 - 800$ мкс).

Мощность, выделяемая в разряде, определялась на основании зарегистрированных осциллограмм тока и падения напряжения. На рис.1 приведены типичные зависимости мощности (выделяемой в разряде во время второй стадии его развития) от времени. Как видно из представленных зависимостей, выделяемая мощность растет с увеличением начального напряжения в импульсе и с уменьшением расстояния между электродами.

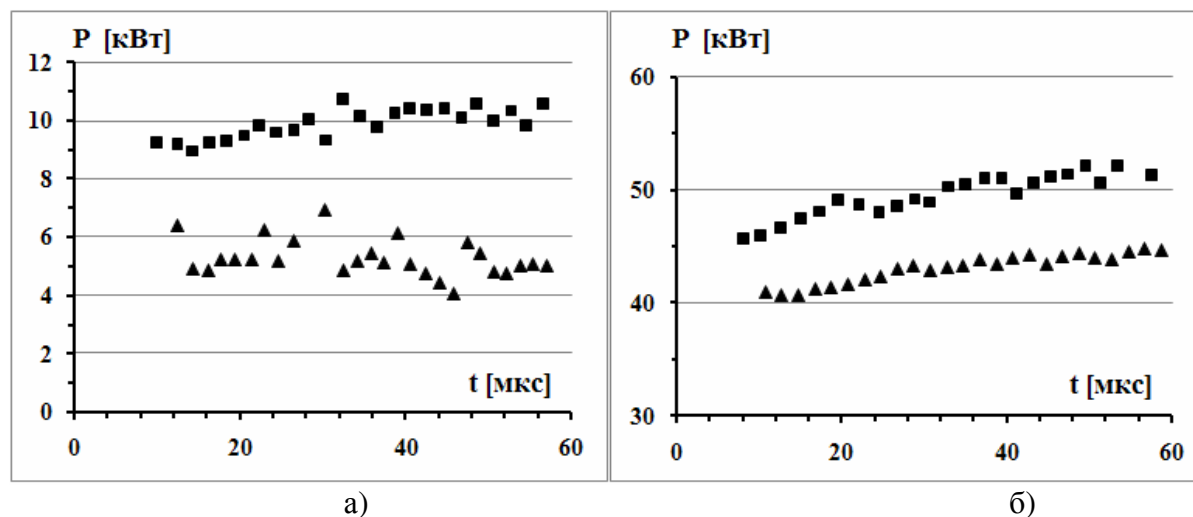


Рис. 1

$R_0 = 2$ кОм, а) спирт 40%, $L = 50$ мм, ■ - $U_0 = 20$ кВ, ▲ - $U_0 = 15$ кВ
б) вода, $U_0 = 14$ кВ, ■ - $L = 50$ мм, ▲ - $L = 75$ мм,

Так же были исследованы зависимости мощности (выделяемой в разряде во время второй стадии его развития) от следующих параметров: расстояния от катода до поверхности жидкости, отношения сопротивления к балластному сопротивлению, продолжительности второй стадии развития разряда. На основании данных исследований получены зависимости энергии, вложенной в разряд, от времени.

Литература

1. Александров А.Ф., Ваулин Д.Н., Ершов А.П., Черников В.А. // Вестник МГУ, серия Физик, Астрономия, 2009, №1, С.1

Дифракция света на наклонной фазовой решетке¹

Волошин А.С.²

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: nachtraucher@yandex.ru

В данной работе рассматривается дифракция света на синусиудальной фазовой решетке. Особенность решетки заключается в том, что плоскости равной фазы образуют произвольный угол α с перпендикулярами к плоскостям, ограничивающими саму решетку. Такие фазовые решетки могут быть легко получены голографическим методом в толстом слое фотоэмульсии или в фоторефрактивном кристалле. Эта задача имеет особенно важное значение для акустооптики, где часто используются кристаллы с сильной акустической анизотропией, например, парателлуриг TeO_2 или каломель Hg_2Cl_2 [2, 3]. Из-за анизотропии, в таких кристаллах возникает чрезвычайно большой угол сноса акустической энергии относительно направления волнового вектора звука. Например, в парателлуриге угол сноса α достигает 75° . Следовательно, угол между плоскостью равной фазы и ограничивающей решетку плоскостью может равняться 15° вместо обычный 90° .

Для системы уравнений связанных мод, в настоящей работе, получены модифицированные уравнения Рамана-Ната

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{\pi \Delta n}{\lambda \cos(\vartheta_p - \alpha)} \{C_{p+1} \exp[j(\eta_p x - \Phi)] - C_{p-1} \exp[-j(\eta_{p-1} x - \Phi)]\}$$

, где C_p – безразмерная амплитуда волны света, продифрагировавшей в p -ый порядок, ϑ_p – угол направления на p -ый порядок дифракции, Δn – амплитуда показателя преломления синусиудальной фазовой решетки, λ – длины волны падающего света, Φ – фазовый сдвиг решетки. Получено аналитическое выражение для фазовой расстройки η_p :

$$\eta_p = k_p \cos(\vartheta_p - \alpha) + K \sin \alpha - \sqrt{k_{p+1}^2 - [k_p \sin(\vartheta_p - \alpha) + K \cos \alpha]^2}$$

, где k_p – волновой вектор света, продифрагировавшего в p -ый порядок, K – обратный вектор решетки (волновой вектор звука для акустооптического взаимодействия). Аналитическое выражение для расстройки пригодно как для изотропной (без изменения поляризации света), так и для анизотропной (с изменением поляризации) дифракции. В последнем случае, необходимо учесть изменение показателей преломления с изменением угла ϑ_p .

Эти два уравнения позволяют численно рассчитать дифракционный спектр в зависимости от параметров решетки. Эти вычисления подробно проведены в настоящей работе. Влияния угла сноса α в зависимости от амплитудных, угловых и частотных характеристик были проанализированы как для анизотропной, так и для изотропной дифракции для акустооптического взаимодействия в кристалле парателлурита.

Литература

1. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики, — М.: Радио и связь, 1985.
2. Zadorin A.S., Sharangovich S.N. // Optics & Spectroscopy 1985. v. 59. p. 592.
3. Voloshinov V.B., Polikarpova N.V. // Appl. Opt. 48, C55 (2009).

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 06-07-89309 и № 08-07-00498).

² Автор выражает признательность Балакшему В.И. за помощь в подготовке тезисов.

Нелинейная динамика оптического датчика малого смещения

Ворончев Н.В.

студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

e-mail: n.voronchev@mail.ru

Со времен оформления квантовой механики как научной теории, описывающей законы микромира, существует вопрос о рамках её применимости. А именно, справедлива ли она для макроскопических объектов, квантовые свойства которых пока не были обнаружены экспериментально. Самыми тяжелыми объектами, для которых опытным путем была проверена применимость квантовых законов, являются молекулы фуллеренов с массами порядка 10^{-21} грамм. Однако, современные достижения в технологии экспериментов с механическими пробными объектами и прецизионных измерений (к примеру, программы поиска гравитационных волн типа LIGO) позволяют планировать и проводить исследования с массивными телами.

На данный момент большое количество научных групп ставят перед собой задачу охлаждения механического осциллятора до уровня его нулевых колебаний. Однако, подобные эксперименты не могут однозначно утверждать применимость или неприменимость квантовых законов в макромире. Это связано с тем, что нулевое состояние осциллятора является гауссовым, а, следовательно, его функция Вигнера неотличима от классического распределения вероятностей для координаты и импульса с теми же значениями статистических моментов. Единственным способом реальной проверки квантовой теории является использование негауссовых состояний.

Данная работа направлена на теоретическую демонстрацию возникновения негауссова состояния при нелинейном оптомеханическом взаимодействии. Рассмотренная система состоит из Фабри-Перо резонатора с закрепленным частично пропускающим (для оптической накачки) и абсолютно отражающим свободным зеркалами. За счет ponderomotorного взаимодействия сначала будет происходить экспоненциально нарастающая гармоническая раскачка свободного зеркала. Данный режим реализуется при относительно малых смещениях x зеркала ($x \ll \omega_0 L / Q$, где ω_0 – начальная собственная частота резонатора вблизи частоты накачки, L – начальные линейные размеры резонатора, Q – его добротность). Однако, при росте смещения x существенную роль начинают играть нелинейные эффекты. Поведение системы в данном случае было рассчитано нами численно с помощью пакета Mathematica в полуклассическом приближении. В результате было показано, что данная система действительно может быть использована для приготовления классического объекта в негауссовом квантовом состоянии.

Численный анализ многослойных оптических волноводов

Григас С.Э., Ржанов А.Г.

студент, ст. преподаватель

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: moonlight_14@mail.ru

Многослойные планарные волноводы применяются во многих устройствах современной фотоники и оптоэлектроники, таких как полупроводниковые лазеры, модуляторы, разветвители, фильтры, поляризаторы света [1]. В последнее время отмечается тенденция к использованию волноводов с усложненными геометриями, предлагаются новые волноведущие структуры со сложным профилем показателя преломления. Приме-

ром таких структур могут служить ARROW волноводы, используемые для создания мощных полупроводниковых лазеров, фотодетекторов, демультиплексеров и др. [2], [3]. Важным этапом разработки и оптимизации таких устройств является численное моделирование, включающее в себя расчет постоянных распространения поддерживаемых данными геометриями мод, а также получение соответствующих конфигураций оптических полей.

В настоящей работе представлен простой эффективный способ численного расчета параметров волноводных и вытекающих мод для многослойных диэлектрических геометрий. Основная идея данного алгоритма заключается в следующем. Сначала с помощью матричного метода расчета распределения электромагнитного поля в многослойных структурах мы находим приближенное значение модовой постоянной распространения. Затем, используя полученное значение в качестве начального приближения, с помощью метода конечных разностей получаем уточнённый ответ. Распределение поля в структуре определяется с помощью метода обратных итераций. Такой подход позволяет производить расчет постоянных распространения и конфигураций полей волноводных и вытекающих мод для произвольного числа слоев.

Предлагаемый алгоритм отличается быстротой счета и нетребователен к вычислительным ресурсам, что, во-первых, позволяет расширить рамки его применения на градиентные волноводы, во-вторых, использовать его в самосогласованных моделях инжекционных лазеров, где процедура расчёта полей и постоянных распространения требует многократного повторения.

Для проверки работоспособности метода мы провели расчёты различного рода волноводных устройств фотоники. Постоянные распространения волноводных и вытекающих мод сравнивались с результатами расчетов других авторов. Во всех случаях с помощью предлагаемого нами метода удавалось определить постоянные распространения волноводных мод с точностью лучше, чем 1-2%. Поля вытекающих мод в структурах без диэлектрических потерь экспоненциально возрастают при удалении от оси волновода за его пределы. Это сильно затрудняет поиск решений, поэтому на данном этапе для сложных волноводящих геометрий, поддерживающих вытекающие моды, были получены только приближенные значения постоянных распространения. В настоящий момент разрабатывается вариант реализации метода конечных разностей, позволяющий получать более точные результаты, используя найденные приближенные значения в качестве начального приближения.

Литература

1. Anemogiannis E., Glytsis E.N., Gaylord T.K. (1999) Determination of Guided and Leaky Modes in Lossless and Lossy Planar Multilayer Optical Waveguides: Reflection Pole Method and Wavevector Density Method // J. Lightwave Technol., №5(17), p.929-941 .
2. Zhou D., Maust L.J. (2002) High-Power Single-Mode Antiresonant Reflecting Optical Waveguide-Type Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers // J. Quantum Electronics, №12(38), p. 1599-1606.
3. Baba T., Kokubun Y., Watanabe H. (1990) Monolithic Integration of an ARROW-Type Demultiplexer and Photodetector in the Shorter Wavelength Region // J. Lightwave Technol., №1(8), p. 99-104.

Использование сжатых состояний света в лазерных детекторах гравитационных волн

Гурковская М.А.³

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: mariya_korotkova@mail.ru

Повышению чувствительности гравитационных антенн мешают, в основном, две причины: технические и квантовые шумы. На данный момент их значения близки друг к другу (например, для антенны Advanced LIGO), однако весьма вероятно, что в ближайшие несколько лет технические шумы будут существенно снижены. Квантовые шумы ограничены снизу стандартным квантовым пределом (СКП), вызванным соотношением неопределённости между измерительным шумом, пропорциональным флуктуациям фазы луча накачки, и шумом обратного флуктуационного воздействия [1]. СКП зависит от динамических характеристик антенны и может быть существенно снижен при помощи оптической жёсткости [2, 3]. Так же, для повышения чувствительности в гравитационных антеннах третьего поколения планируется использовать неклассические состояния оптического поля (сжатый свет), поступающего в тёмный порт интерферометра [4].

В настоящей работе рассматривается узкополосный режим, сочетающий использование сжатого света и оптической жёсткости. Достоинством такого режима является возможность получения, в принципе, сколь угодно большого отношения сигнал-шум при условии, что технические шумы достаточно малы.

В работе произведён расчёт отношения сигнал-шум с учётом оптических потерь интерферометра в зависимости от уровня технических шумов. Найдены оптимальные условия, позволяющие повысить это отношение для заданного значения полосы пропускания интерферометра. Показано, что использование сжатого света позволяет обойти основной недостаток узкополосных режимов - ограничение чувствительности, связанное с оптическими потерями.

Литература

1. V.V. Braginsky, Sov. Phys. JETP 26 (1968) 831.
2. F.Ya.Khalili, Physics Letters A 288, 251 (2001)
3. F.Ya.Khalili, V.I.Lazebny, and S.P.Vyatchanin, Physical Review D 73, 062002 (2006).
4. C.C. Caves, Phys. Rev. D 23 (1981) 1693.

Управляемое демпфирование высокодобротных струнных кварцевых осцилляторов⁴

Дмитриев А.В.⁵

Сотрудник

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
dmitriev@hbar.phys.msu.ru

В настоящее время в прецизионных измерительных системах широко используются механические осцилляторы с высокой добротностью. В частности, для уменьшения теплового шума в подвесах пробных масс лазерных интерферометрических гравитационных антенн следующего поколения, например, Advanced LIGO, предполагается под-

³ Автор выражает глубокую благодарность профессору, д.ф.-м.н. Ф.Я. Халили.

⁴ Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ № 08-02-00682.

⁵ Автор выражает признательность Мещерякову С.Д., Митрофанову В.П. и Токмакову К.В. за помощь в подготовке тезисов.

вешивать пробные массы на тонких нитях, изготовленных из плавленного кварца. Добротность струнных мод колебаний тонких кварцевых нитей достигает величин порядка 10^8 при комнатной температуре, что позволяет уменьшить тепловой шум таких систем до уровня стандартного квантового предела.

С использованием кварцевых нитей в качестве подвесов пробных масс гравитационно-волновых антенн связан ряд проблем, таких как нестабильность работы следящих систем, большое (несколько суток) время затухания струнных колебаний в подвесах, параметрическая нестабильность интерферометра. Для исключения этих эффектов необходимо демпфировать колебания в подвесах пробных масс с внесением минимального дополнительного теплового шума (холодное демпфирование).

При демпфировании струнных мод колебаний кварцевых нитей возникают трудности осуществления эффективного взаимодействия тонкой оптически прозрачной непроводящей нити с системой демпфирования (например, с помощью электрических, магнитных или оптических полей).

В настоящей работе представлен экспериментальный макет системы демпфирования струнных мод колебаний высокодобротной кварцевой нити, в которой нить связывается с электрическим демпфирующим контуром.

Основным элементом экспериментальной установки является модель кварцевого подвеса — монолитная конструкция из плавленного кварца, состоящая из кварцевой нити длиной 15 см и диаметром 200 мкм, приваренной к массивному кварцевому основанию. Модель подвешивается на шелковых нитях к металлическому основанию, расположенному в вакуумной камере. Колебания нити регистрируются специально разработанным оптическим сенсором, принцип работы которого основан на зависимости угла преломления лазерного луча, проходящего через нить в плоскости ее поперечного сечения, от точки входа луча в нить. Сигнал с сенсора подается на вход цепи обратной связи, в которой он усиливается, сдвигается по фазе и подается на электроды актюатора. На нить наносится поверхностный электрический заряд, который взаимодействует с электрическим полем электродов. Известно, что время релаксации поверхностного электрического заряда на плавленном кварце превышает 3 года.

Для первой струнной моды колебаний кварцевой нити макета с частотой 457 Гц было экспериментально продемонстрировано понижение добротности с $1,2 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^4$. Коэффициент пропорциональности между вносимым затуханием и коэффициентом усиления напряжения в цепи обратной связи $Q_e^{-1}/K = (6,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-8}$. Рассчитанное значение эффективной шумовой температуры для первой струнной моды колебаний в оптимальном режиме $T_{\text{eff}} = 52$ К.

Определение скорости распространения импульсного разряда над поверхностью воды.

Квас А.А.

Аспирант студент.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия.

e-mail: andkvas@ya.ru

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментов по исследованию импульсного разряда, распространяющегося над поверхностью жидкости [1,2]. Одной из основных характеристик такого разряда является скорость его движения от одного электрода к другому. Знание этой величины и ее зависимости от параметров разряда позволяет определить механизм его распространения. Существующие методы определения скорости, использующие сверхскоростные регистраторы различных типов являются достаточно трудоемкими, а иногда и неприменимыми ввиду слабой интенсивности свечения исследуемого разряда.

В данной работе рассматриваются различные методы, позволяющие определять скорость распространения разряда, используя результаты достаточно простых экспериментальных измерений. Для создания разряда использовался генератор, позволяющий получать импульсы квазипрямоугольной формы длительностью (10 - 1000) мкс при начальном напряжении в импульсе (5 – 30) кВ.

Самый простой метод определения скорости из вольт-амперных характеристик разряда заключается в измерении времени его распространения от анода к катоду. Затем, зная расстояние между электродами, можно найти среднюю скорость движения разряда.

Второй метод основывается на обработке интегральных фотографий разряда, полученных при различных длительностях импульса. При этом учитывается, что при относительно коротких импульсах разряд не успевает достичь противоположного электрода, и его длина определяется длительностью импульса. Из построенной на основании полученных результатов зависимости длины разряда от длительности импульса, находится скорость его распространения.

Следующий метод заключается в определенной обработке временных зависимостей сопротивления разряда во время его движения между электродами (рис 1.), из которых можно при дополнительных условиях определить скорость.

Кроме того, можно определить скорость распространения разряда, используя коллимированный фотоумножитель, который перемещается параллельно оси разряда. Измеряя экспериментально время запаздывания сигнала с ФЭУ относительно начала разряда и зная координату положения ФЭУ, можно найти искомую скорость распространения.

В работе приводятся результаты сравнения скоростей распространения разряда, полученные различными методами.

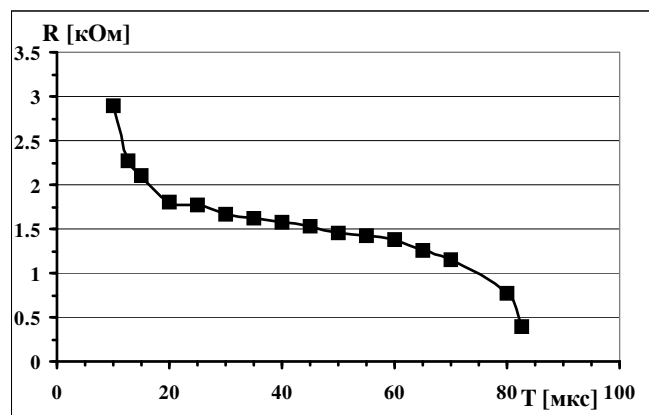


Рис.1

Литература.

- [1]. Белошеев В.П. // ЖТФ. 1998. Т.68. Вып.7. С.44.
- [2]. А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, В.А. Копьев, И.А. Косый.// Физика Плазмы 2006, Т.32, Вып.11, С.1048.

Алгоритм методов наблюдений грозовых разрядов двухпунктовыми системами грозолокации⁶ Маркова А.Ю.⁷

Студентка 4 курса

Физико-технический институт, Якутский государственный университет имени М.К.

Аммосова, Якутск, Россия

E-mail: y.kozlov@ikfia.ysn.ru

При наблюдениях грозовых разрядов на востоке России в настоящее время применяются одно - и двухпунктовые радиотехнические системы грозолокации (Якутск, Не-

⁶ Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты № 08-02-00348-а и 09-05-98540-р_восток_а) и программами Президиума РАН №16 и Развития Научного Потенциала Высшей Школы № 2555.

⁷ Автор выражает признательность с.н.с., к.ф.-м.н. Козлову В.И. за помощь в подготовке тезисов.

рюнгри, Петропавловск-Камчатский), основанные на определении местоположения молниевых разрядов по измеренным углам прихода радиоимпульса грозового разряда (атмосферика) в пункты наблюдения и рассчитанной дальности L от одного из пунктов наблюдения до грозового разряда. Также определяется время прихода радиоимпульса с помощью GPS-часов. Поэтому возможно применение как триангуляционного, так и разностно-временного двухпунктовых методов [1]. Цель работы состоит в оценке погрешностей применяемых методов и создании алгоритма определения координат тем или иным методом в зависимости от углов прихода атмосфериков в пункты регистрации.

Угол прихода φ рассчитывается с использованием мощностей атмосфериков принятых на ортогональные магнитные рамочные антенны направленные С-Ю, $H_{\text{ср. кв с-ю}} = (\sum(U_{\text{с-ю}, i})^2)^{0,5}$ и В-З - $H_{\text{ср. кв в-з}} = (\sum(U_{\text{в-з}, i})^2)^{0,5}$ с учетом постоянной составляющей наведенного сигнала, то есть $H_{\text{ср. кв с-ю}} = (\sum(U_{\text{с-ю}, i} - U_{\text{ср, с-ю}})^2)^{0,5}$ и $H_{\text{ср. кв в-з}} = (\sum(U_{\text{в-з}, i} - U_{\text{ср, в-з}})^2)^{0,5}$, где $U_{\text{с-ю}, i}$ и $U_{\text{в-з}, i}$ - среднеквадратичные значения сигналов атмосфериков, поступающих с ортогональных магнитных антенн. $\varphi = \arctg(H_{\text{ср. кв с-ю}} / H_{\text{ср. кв в-з}}) = \arctg((\sum(U_{\text{с-ю}, i} - U_{\text{ср, с-ю}})^2)^{0,5} / (\sum(U_{\text{в-з}, i} - U_{\text{ср, в-з}})^2)^{0,5})$, где $U_{\text{ср, с-ю}} = \sum U_{\text{с-ю}, i} / n$ и $U_{\text{ср, в-з}} = \sum U_{\text{в-з}, i} / n$ - соответственно, средние значения сигналов в течение одной миллисекунды с начала атмосферика, принятые с магнитных рамочных антенн; n - число отсчетов АЦП по каждому каналу в течение одной миллисекунды. Для устранения погрешности, вносимой шумовой составляющей поля в измеряемые значения, из квадратичных значений сигналов атмосфериков вычитается фоновый уровень [2].

Анализ погрешностей трех рассмотренных методов определения координат в зависимости от углов прихода атмосфериков в пункты регистрации приводит к следующему алгоритму. Если отсчитывать углы от линии, соединяющей два пункта регистрации, то в пределах от 0 до π , при значениях обоих углов менее 1 радиана, нужно пользоваться разностно-временным методом. При значениях обоих углов в пределах $1 < \varphi < 2,3$ радиан - триангуляционным, а при больших углах, вплоть до π , работает только однопунктовый метод. При переходе к географическим координатам для определения местоположения источника атмосферика необходимо ввести поправку β на пеленг φ , которая учитывает географические координаты пункта, $\varphi_{\text{геогр}} = \varphi + \beta$, ($\varphi_{\text{геогр}}$ - пеленг атмосферика).

Литература

1. Козлов В.И., Муллаяров В.А., Каримов Р.Р. (2008) Инструментальные наблюдения гроз в Якутии в 2003-2006 годах // Известия вузов. Радиофизика, Т. LI, №10. 825-829.
2. Козлов В.И., Муллаяров В.А. (2004) Грозовая активность в Якутии. СО РАН, 103с .

Невзаимный эффект при коллинеарной дифракции в кристаллах сапфира и ниобата лития

Никитин П.А., Дьяконов Е.А.

студенты

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Nikitin.Pavel.A@gmail.com

Интенсивное развитие оптики, акустики и оптоэлектроники позволило создавать узкополосные акустооптические фильтры, в которых используют ультразвук с частотой порядка 1 ГГц и кристаллы размером до 10 см. В таких условиях некоторые эффекты, которыми ранее пренебрегали, стали существенными. Одним из таких эффектов является «невзаимный» эффект, состоящий в следующем. Частота света, падающего на акустооптическую ячейку, отличается от частоты дифрагированного света на частоту ультразвука. Это различие обусловлено эффектом Доплера. Поэтому в зависимости от того, распространяется свет навстречу или в направлении ультразвука, можно получить увеличение или уменьшение частоты дифрагированного света. Так как условие брэгговско-

го синхронизма жёстко связывает длину волны света с оптимальной частотой ультразвука, на которой эффективность дифракции максимальна, то при изменении взаимного направления распространения света и ультразвука дифракция происходит на ультразвуковых волнах с разными частотами. Поэтому дифракционные картины, наблюдаемые в обоих случаях, различны. Именно в этом и состоит невязанность акустооптического эффекта.

В докладе представлены результаты теоретического исследования невязанного эффекта в кристаллах сапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) и ниобата лития (LiNbO_3) в режиме коллинеарного акустооптического взаимодействия на двух длинах волн света: 0,67 мкм и 0,55 мкм. Акустическая частота брэгговского синхронизма составила 132 МГц и 171 МГц, соответственно, а полоса пропускания при длине кристалла 10 см оказалась равной 88 кГц. В качестве меры величины невязанного эффекта было выбрано отношение разности оптимальных частот звука δF при распространении света в противоположных направлениях к полосе пропускания фильтра ΔF .

Исследование показало, что невязанный эффект в сапфире может быть зарегистрирован в эксперименте, однако его величина в несколько раз меньше, чем в ниобате лития. Этот факт объясняется тем, что при коллинеарной дифракции отношение $\delta F/\Delta F$ прямо пропорционально двулучепреломлению используемого кристалла и квадрату скорости звука в нём. Скорость акустических волн в кристалле сапфира вдоль кристаллографической оси X в полтора раза выше, чем в кристаллическом LiNbO_3 . Однако, двулучепреломление сапфира приблизительно на порядок меньше, чем в LiNbO_3 . В итоге, эффект в сапфире проявляется в 4 раза слабее, чем в ниобате лития.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что монокристаллы сапфира менее привлекательны для наблюдения невязанного акустооптического эффекта в режиме коллинеарной дифракции по сравнению с кристаллами ниобата лития. Тем не менее, невязанный эффект следует учитывать при создании новых модификаций коллинеарных акустооптических фильтров не только на кристаллах ниобата лития, но и сапфира.

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.И. (1985) Физические основы акустооптики // М.: Радио и связь.
2. Dobrolenskiy Yu.S., Voloshinov V.B., Zyuryukin Yu.A. and Djakonov E.A. (2009) Non-Reciprocity of Acousto-Optic Interaction in Collinear Tunable Acousto-Optic Filters // Applied Optics, v.48, No.7, p.C67-C73.

Измерительный комплекс для метода радиокомпарирования

Новгородов Дмитрий Сергеевич

Студент

Якутский государственный университет имени М.К.Аммосова, Якутск, Россия

E-mail: nds1987@rambler.ru

При исследовании распространения радиоволн длинноволнового и средневолнового (ДВ-СВ) диапазонов широко используется метод радиокомпарирования по сигналам радиовещательных станций, сущность которого заключается в сравнении расчетных и измеренных значений модуля функции ослабления $|W|$ в радиальных направлениях от передатчика [1].

Обычно, измерения напряженности поля радиостанций проводятся с помощью селективных микровольтметров с калиброванными магнитными антеннами в пунктах наблюдений, отстоящих на несколько километров друг от друга. Расстояния от передаю-

щей антенны до пункта наблюдения определяются по топографической карте. Время измерений по одной трассе занимает порядка 2-3 дней в зависимости от ее протяженности.

Нами изготовлен и опробован измерительный комплекс, позволяющий записывать в память компьютера значения напряженности поля с выхода селективного вольтметра. Запись и хранение данных в компьютере производится с помощью программного обеспечения ZETlab, поставляемый с модулем «Sigma USB». Модуль функционирует в режиме непрерывного ввода/вывода аналоговых и цифровых сигналов в память персонального компьютера с возможностью цифровой обработки сигналов.

Для привязки к местности был использован GPS приемник «Alan - map500», имеющий выход данных на COM порт компьютера. Время обновления данных в приемнике 1 сек., данные на выходе в стандарте NMEA0183. Разработана программа для считывания и записи географических координат с выхода приемника GPS. Точность определения координат составляет порядка 5-10м, что является достаточным для привязки к местности при радиокомпарировании.

Программа записи данных в файлы составлена таким образом, что измерения напряженности поля и географических координат привязаны к текущему времени компьютера, что облегчает дальнейшую обработку данных при построении зависимости функции ослабления от расстояния. Запись данных в файлы производится ежесекундно, но в зависимости от поставленной задачи это время может быть увеличено до нескольких десятков минут.

Поскольку измерения $|W|$ являются относительными, при проведении радиокомпарирования вдоль трассы использовалась вертикальная несимметричная антенна с круговой диаграммой направленности в горизонтальной плоскости, что позволяет выполнить радиокомпарирование при движении по автодорогам или автотрассам.

Испытания данного измерительного комплекса, установленного на автомобиль, дали положительные результаты: наблюдается достаточно хорошее согласие измеренных и расчетных значений модуля функции ослабления и при этом существенно уменьшается время измерения напряженности поля вдоль исследуемых трасс. Данный комплекс может быть использован при решении задач распространения радиоволн вдоль земной поверхности.

Литература

1. М.И. Пертель, А.А. Пылаев, А.А. Штейнберг Экспериментальная оценка точности прогнозирования модуля функции ослабления в диапазоне ДВ-СВ // сб. Проблемы дифракции и распространения радиоволн. Вып.19. Л.: Изд. ЛГУ, 1983, с.239-251.

Свободное от флуктуационных смещений зеркал и лазерных флуктуаций детектирование гравитационных волн при помощи двух интерферометров Фабри-Перо

Рахубовский Андрей Андреевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: rkhbvs@gmail.com

В проведенном исследовании был рассмотрен прибор, составленный из двух интерферометров Фабри-Перо, накачиваемых с двух сторон и расположенных на прямой линии, в качестве модели гравитационно-волновой антенны, свободной от флуктуационных смещений. Исследование показало, что флуктуации смещений зеркал, образующих интерферометры, могут быть исключены в надлежащей линейной комбинации выходных сигналов рассматриваемого прибора. Было показано также, что в случае низко-

частотного приближения (случай, когда длина волны гравитационного излучения много больше характерного расстояния между зеркалами), потери в отклике за счет избавления от флуктуаций имеют меньший порядок, чем в приборах, предложенных в предшествующих работах по данной тематике.

Литература

4. S. Kawamura and Y. Chen, Phys. Rev. Lett. 93, 211103 (2004)
- ⁵. A. A. Rakhubovsky and S. P. Vyatchanin, Phys. Lett. A373:13-18 (2008)

Анализ гравитационно-волнового детектора, свободного от шумов смещения пробных масс, в системе отсчета наблюдателя.

Селезнев А.А.

Студент

*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия.*

E-mail: a_selez@mail.ru

В настоящее время идет интенсивная теоретическая разработка возможных схем лазерных интерферометрических гравитационно-волновых детекторов, свободных от шумов смещений пробных масс [1–3]. Ожидается, что конструирование подобных антенн на практике поможет расширить рабочий частотный диапазон наземных детекторов следующих поколений в область низких частот, а также позволит преодолеть барьер стандартного квантового предела чувствительности. Однако анализ таких систем оказался сопряжен с некоторыми затруднениями, связанными с тем, что рассмотрение оптических гравитационно-волновых детекторов в литературе традиционно проводилось в лабораторной системе отсчета, в которой результат расчета отклика детектора на изменения положений зеркал и гравитационную волну не является величиной, измеряемой в эксперименте.

Мы сделали предположение, что при расчете отклика в собственной системе отсчета фотодетектора (строго говоря, прибора, измеряющего фазовый набег) все затруднения исчезнут, так как именно он генерирует экспериментально измеряемую величину. Поскольку на детектор действуют внешние флуктуационные силы, то его система отсчета, в общем случае, является неинерциальной, что необходимо учитывать при теоретическом анализе схемы.

Используя результаты наших расчетов простейших оптических координатных измерителей в системе отсчета измерителя фазы [4], мы произвели подробное рассмотрение схемы «бесшумного» гравитационно-волнового детектора с топологией интерферометра Маха-Цандера и вычислили его отклик на гравитационную волну в собственной системе отсчета одного из его фотодетекторов. Рассчитанное нами выражение отличается от результата, полученного ранее в литературе в лабораторной системе отсчета (то есть способом, не учитывающим эффекты неинерциальности измерительных приборов).

Литература

1. S. Kawamura and Y. Chen, Phys. Rev. Lett. **93**, 211103 (2004).
2. Y. Chen and S. Kawamura, Phys. Rev. Lett. **96**, 231102 (2006).
3. Y. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 151103 (2006).
4. S.P. Tarabrin and A.A. Seleznyov Phys. Rev. D **78**, 062001 (2008).

Поверхностные ленгмюровские волны в волноводах с неоднородным плазменным заполнением

Хунджуа Нино Григорьевна

Физик кафедры физической электроники

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: sinus_85@mail.ru

Работа посвящена исследованию спектров частот поверхностных волн неоднородной плазмы в волноводе. Математически это сводится к решению задачи на собственные значения, для чего используется следующее уравнение для скалярного потенциала φ [1]:

$$\frac{d}{dx} [\omega^2 - \omega_p^2(x)] \frac{d\varphi}{dx} - k_z^2 [\omega^2 - \omega_p^2(x)] \varphi = 0. \quad (1)$$

Здесь ω - частота волны, k_z - волновое число, а плазменная частота является следующей линейно-постоянной функцией пространственной координаты x :

$$\omega_p^2(x) = \omega_{p0}^2 \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ x/\tilde{L}, & 0 < x < \tilde{L} \\ 1, & \tilde{L} \leq x \end{cases} \quad (2)$$

где ω_{p0} и \tilde{L} - постоянные. В случае безграничной плазмы поверхностные волны подробно исследованы [2]. При наличии у плазмы (2) границ в направлении неоднородности, свойства поверхностных волн существенно изменяются, вплоть до полного исчезновения этих волн. В работе рассмотрены волны в плазме с профилем плотности (2), находящейся в плоском волноводе, образованном проводящими плоскостями $x = -L_0$ и $x = \tilde{L} + L_0$, где $L_0 \geq 0$. Установлено, что поверхностные волны неоднородной плазмы в волноводе существуют только при достаточно большом расстоянии L_0 от области неоднородности плазмы до границ плазменного волновода. Кроме того, даны некоторые обобщения на случай плазмы с произвольной неоднородностью плотности.

Дисперсионное уравнение для определения спектров частот $\omega(k_z)$ поверхностных ленгмюровских волн в волноводе с неоднородной плазмой (2) получается из уравнения (1) с граничными условиями $\varphi(-L_0) = \varphi(\tilde{L} + L_0) = 0$ и имеет вид

$$[I_0(\kappa \tilde{\omega}^2) + \text{th}(\kappa \xi_0) I_1(\kappa \tilde{\omega}^2)] * \\ * \left\{ [\text{th}(\kappa \xi_0) K_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] - K_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)]] + i\pi [\text{th}(\kappa \xi_0) I_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] + I_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)]] \right\} = \quad (3) \\ = -[K_0(\kappa \tilde{\omega}^2) - \text{th}(\kappa \xi_0) K_1(\kappa \tilde{\omega}^2)] \left\{ I_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] + \text{th}(\kappa \xi_0) I_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] \right\}.$$

Каждому значению безразмерного волнового числа $\kappa = k_z L$ соответствуют две безразмерные комплексные частоты $\tilde{\omega}_{1,2}(\kappa) = \omega_{1,2} / \omega_{p0}$. Причем имеются две области значений κ , в пределах которых зависимости $\tilde{\omega}_{1,2}(\kappa)$ качественно различные. Таким образом в неоднородной плазме с профилем (2) существуют четыре поверхностные волны что так же показано в данной работе. Решения уравнения (3), соответствующие поверхностным плазменным волнам, существуют только при выполнении условия $L_0 > \pi/2 \cdot \tilde{L}$. Это существенно обобщает известные результаты теории поверхностных волн неоднородной плазмы, полученные для случаев $L_0 \rightarrow 0$ [3] и $L_0 \rightarrow \infty$ [2].

Литература

1. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе. Физика плазмы, 2005, т.31, №2, с.172.
2. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе, Н.Г. Хунджуа. Физика плазмы, 2007, т. 33, №11, с.1.

3. А.В. Тимофеев. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000, 224 с.

Численное моделирование распространения низкочастотных акустических сигналов в архитектурной акустике

Ширгина Н.В.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: tash-sha@yandex.ru*

Для исследования акустических свойств помещений используются компьютерные программы, большая часть которых основана на лучевых методах. Такие программы могут быть использованы только в области коротких звуковых волн. Исследование свойств помещений на средних и низких частотах (когда длина волны сравнима с характерными размерами помещения) представляется более трудной задачей. На средних и низких частотах поле имеет модовую структуру; проявляются интерференционные и дифракционные явления.

В представленной работе моделирование низкочастотных акустических процессов производится с помощью метода конечных элементов (МКЭ). Поглощение на стенах, а также рассеяние энергии через оконные проемы, моделируется при помощи техники идеально согласованных слоев. Рассматривается задача распространения низкочастотного акустического сигнала в небольшом зале. Программа вычисляет трехмерное акустическое поле в помещении. При помощи этой программы можно рассчитывать важные акустические параметры, такие как время реверберации, и выполнять аурализацию, т.е. моделирование сигнала на микрофоне, расположенном в определенной точке в помещении.

Полученные численные результаты сравниваются с натурным акустическим экспериментом.

Аналитическое описание границы возникновения аттракторов нулевого трения

Щадилова Ю.Е.

студентка

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: yes@shg.ru*

В данном исследовании на примере модели осциллятора Дуффинга под воздействием внешней силы большой амплитуды изучен непосредственный переход от гамильтонова хаоса к диссипативному. Хорошо известно, что добавление малых диссипативных членов к гамильтоновым уравнениям движения может существенно изменить характер поведения системы. В автономных системах сколь угодно малое вязкое трение качественно меняет характер движения: будь оно в гамильтоновой версии регулярным (периодическим, квазипериодическим) или хаотическим - в диссипативной системе аттракторами будут только устойчивые положения равновесия (обычно в минимумах потенциальной энергии $U(\bar{r})$). В неавтономных системах возможны две альтернативы:

1. Уничтожение хаоса с возможным его последующим восстановлением по мере роста диссипации путем перехода к хаосу по одному из стандартных сценариев [1].
2. Сохранение хаоса - непосредственная замена стохастической компоненты странным аттрактором. Аттракторы, возникающие при реализации альтернативы 2,

далее будем называть аттракторами нулевого трения (АНТ).

Выяснение характера поведения систем при добавлении малого трения представляет принципиальный теоретический интерес, в первую очередь потому, что учет диссипативных эффектов увеличивает точность описания явлений. Кроме того, переход к нулевому трению является сингулярным, а следовательно представляет собой отдельный сценарий перехода к хаосу. Для модели осциллятора Дуффинга под воздействием внешней силы большой амплитуды ($F > 1$, $\omega \approx 1$)

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} - x + x^3 = F \sin \omega t$$

аналитически описана граница возникновения АНТ. Причиной возникновения АНТ является наличие неустойчивой неподвижной точки. Описание границы осуществлялось с помощью двух типов решений: симметричных и решений с пониженной симметрией [2]. В обоих случаях были исследованы условия устойчивости решений. Симметричные решения дают громоздкое аналитическое решение, погрешность которого составляет 1%. Решения с пониженной симметрией дают компактную формулу для описания границы возникновения АНТ, но точность составляет 10%.

Таким образом, в данном исследовании аналитически и численно описана граница возникновения АНТ при заданной частоте внешнего гармонического воздействия, ниже которой наблюдение непосредственного перехода гамильтонова хаоса в диссипативный невозможно.

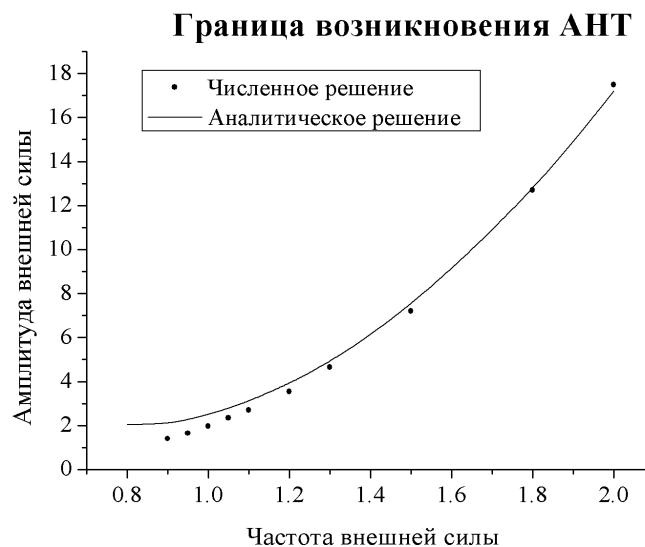


Рис.1. Граница возникновения АНТ, полученная с помощью анализа собственных значений матрицы устойчивости симметричных решений осциллятора Дуффинга под воздействием гармонической силы большой амплитуды.

Литература

1. Афраимович В.С., Рабинович М.И., Угодников А.Д. О рождении странного аттрактора в системах, близких к гамильтоновым // Изв. ВУЗ'ов - Радиофизика, 1984, т. 27, № 10, с. 1346 — 1349
2. Novak S and Frehlich R.G. Transition to chaos in the Duffing oscillator // Phys. Rev. A, 1982, v. 26, no.6, pp. 3660 - 3663