

NON-EXTENSIVITY PARAMETER OF SELF-SIMILAR
STATISTICAL SYSTEM

prof. A.I. Olemskoi, *stud.* A.S. Vaylenko, *c. of. sc.* I.A. Shuda

We consider a self-similar statistical system being inherent in the homogeneous function $f(x) \propto x^q$ characterized with the non-extensivity parameter q . This system possesses a discrete symmetry with respect to multiple action of the Jackson derivative

$$D_\lambda f(x) \equiv \frac{f(\lambda x) - f(x)}{(\lambda - 1)x} = \frac{[q]_\lambda}{x} f(x) \quad (1)$$

reduced to the q -basic number $[q]_\lambda \equiv (\lambda^q - 1)/(\lambda - 1)$ with dilatation parameter λ . Action of the Lee group operator $T_\lambda(t) \equiv \exp(tD_\lambda)$ with transformation parameter t is shown to give

$$T_\lambda(t) f(x) = e^{t/x} f(x) \quad (2)$$

at condition

$$[q]_\lambda [q-1]_\lambda \cdots [q-(n-1)]_\lambda = 1 \quad (3)$$

where $n-1 < q < n$, $n = 1, 2, \dots$. Physically, the transformation (2) means the dilatation strengthens exponentially the homogeneous function within the domain of small values x due to the self-similarity condition.

In slightly dilated system ($\lambda \rightarrow 1$) the condition (3) takes the simple form $\prod_{m=0}^{n-1} (q - m) = 0$. In the case of

one-fold dilatation ($n = 1$) the homogeneity exponent $q = 1$ relates to the linear function $f(x) \propto x$. At two-fold dilatation ($n = 2$) the homogeneity exponent is reduced to the gold mean $q = (1 + \sqrt{5})/2 \approx 1,618$. For dilatation orders $n \geq 1$, one obtains $q \approx (n-1) + 1/(n-1)!$. In general case of the λ -dilated system, one has

$$q \approx (n-1) + \frac{\ln \{1 + (\lambda - 1)/[n-1]_{\lambda}!\}}{\ln \lambda}. \quad (4)$$

At $n = 1$ the homogeneity exponent does not depend on the dilatation parameter λ , whereas with increasing $n > 1$ the q value decays monotonically to the magnitude $q = n - 1$ the faster the more order n of dilatation.

Obviously, the value $n = 1$ related to non-dilated system corresponds to usual case of the Boltzmann-Gibbs statistics with $q = 1$. The case $n = 2$ relates to the Tsallis statistics, for which the non-extensivity parameter equals to the gold mean $q \approx 1,618$ at $\lambda = 1$ and decays to the lower limit $q = 1$ with $\lambda \rightarrow \infty$. What about the dilatation orders $n > 2$, the physical nature of related statistics has not been discussed before.

МУЛЬТИФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

Олемской А.И., *проф.*, Галимарданова Э.Ф., *студ.*

Временные ряды являются детерминированными или случайными функциями времени, при этом время предполагается дискретным. В природе огромное количество процессов описываются временными рядами. Они также используются в таких науках как медицина (например, электрокардиограмма), экономика (курсы валют) и др.

Временные ряды обладают фрактальными свойствами. Таким образом, их можно представить как совокупность множества частей, каждая из которых будет подобна друг другу. Одним из перспективных направлений фрактального анализа является изучение динамики во времени фрактальной размерности. Фрактальная размерность, является показателем сложности кривой.

Для описания сложных систем применяется метод мультифрактального анализа. Для данного подхода необходимо рассчитывать целый спектр фрактальных размерностей, т.к. мультифракталы помимо геометрических характеристик, обладают и статистическими свойствами.

С помощью численных методов можно найти все фрактальные характеристики, установить является ли ряд моно- или мультифрактальным, а также выяснить чем обоснована мультифрактальность. Анализируя чередование участков с различной фрактальной размерностью можно научиться предсказывать поведение системы. И что самое главное, диагностировать и предсказывать нестабильные состояния.

СИНЕРГЕТИЧНА КАРТИНА ПЕРЕХОДУ МІЖ РЕЖИМАМИ РУХУ БІОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ

Доц. Ющенко О.В., студ. Щербенко Н.С.

Проблема опису біологічних систем на основі методів теоретичної фізики була поставлена ще всередині позаминулого століття. Вона зумовлена складністю біологічних систем, що мають багато компонентів, які нелінійним чином взаємодіють одне з одним.

Використання моделей, що основані на нелінійній динаміці та теорії самоорганізації, дозволило пояснити такі процеси, як формування біологічного рельєфу, біологічні ритми, синхронізацію і т.д. Разом з цим залишається багато невивчених проблем. Особливе місце серед них займає опис можливих режимів колективного руху живих організмів – пташиної зграї, рою комах, колонії бактерій і т.д. Виявляється, що група живих організмів може здійснювати наступні режими руху: обертальний рух навколо відносно пустого центру мас, поступовий рух та переривчастий рух, що представляє собою чергування двох перших режимів.

Нами була досліджена феноменологічна схема, в рамках якої самоорганізація сукупності біологічних об'єктів представлена самоузгодженим чином. Цей підхід базується на трьохпараметричній системі Лоренца, де роль параметра порядку відіграє середня швидкість руху сукупності живих організмів, спряжене поле представляє далекодіючу силу хімічного типу, а керуючий параметр характеризує внутрішній стан, що визначає реакцію складових сукупності на цю силу. В результаті вирішення системи трьох диференціальних рівнянь була отримана кінетична енергія системи, мінімум якої в залежності від значення параметра зовнішньої дії відповідає обертальному, або поступовому руху сукупності біологічних об'єктів. Крім цього було досліджено кінетику переходу між цими режимами руху для різних співвідношень між часами релаксації середньої швидкості руху сукупності живих організмів, далеко діючої сили хімічного типу та параметра внутрішнього стану.

СИНЕРГЕТИЧНА ТЕОРІЯ ПЛАСТИЧНОЇ ТЕЧІЇ В ТВЕРДИХ ТІЛАХ

Доц. Ющенко О.В., студ. Покутній А.А.

Останнім часом надзвичайну актуальність набули експериментальні, теоретичні та числові дослідження пластичної течії в твердих тілах. В зоні локалізованої деформації у міру збільшення степені деформування внутрішня структура твердого тіла перетерплює ряд якісних змін, що приводить до пластичної течії. При цьому в рамках лише дислокаційних моделей задача опису деформації не може бути вирішена. Виявляється, що крапкові дефекти, особливо вакансії, відіграють важливу роль. Внутрішня структура твердого тіла завдяки вакансіям та дифузійним процесам буде змінюватися, в результаті чого може виникати в'язка течія матеріалу. В результаті виникає проблема опису переходу від звичайного стану твердого тіла до стану, що характеризується пластичною течією.

Враховуючи нерівноважний характер переходу, його опис можна представити в рамках синергетического подання, що узагальнює термодинамічну картину фазових перетворень. В результаті були записані рівняння релаксації для полів параметра порядку, сполученого йому поля й керуючого параметра. При написанні цих рівнянь ми виходили з того, що самоузгоджена картина досягається, якщо для кожного ступеня свободи враховується мікроскопічний канал дисипації, обумовлений рухом окремих частинок, і макроскопічний – пов'язаний з колективною поведінкою (течією середовища). Як параметр порядку, що відрізняє текучий стан від твердотілого, зручно прийняти відхилення поточного значення концентрації вакансій від її середнього значення. Роль спряженого поля відіграє середня швидкість течії, а керуючого параметра – напруга зсуву.

Проведений розгляд показує, що використання системи рівнянь самоорганізації дозволяє представити самоузгоджену картину переходу твердого тіла до стану, що характеризується наявністю пластичної течії.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРАНИЧНОГО ТРЕНИЯ

А.В. Хоменко, доц.; Н.В. Проданов, студ.

Изучение трения на атомарном уровне важно как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Развитие нанотехнологии и создание на ее основе новых устройств требуют глубокого понимания процессов, происходящих на наномасштабах и приводящих к трению и износу [1, 2]. Однако, несмотря на значительные усилия исследователей, до сих пор не существует целостной теории указанных явлений. Причиной этого является многофакторность трибологических задач, обуславливающая сложность создания универсальной феноменологической или микроскопической теории трения. Существующие аналитические модели применимы лишь в частных случаях и, как правило, носят качественный характер. Компьютерное моделирование представляет дополнительное средство для изучения трения и износа на атомарном уровне. В частности, метод молекулярной динамики (МД) дает детальную информацию о движении каждого атома. Это позволяет, используя соотношения статистической физики и теории жидкостей, определить различные характеристики исследуемых систем и значительно содействует пониманию трибологических процессов.

В данной работе представлены результаты компьютерного МД моделирования системы, отвечающей условиям граничного трения, соответствующего ситуации, когда между трущимися поверхностями находится ультратонкая пленка смазки толщиной несколько атомных диаметров. Исследуемая модель представлена молекулярно-тонкой пленкой воды, заключенной между атомарно-плоскими алмазными пластинами. Выбор воды в качестве исследуемой жидкости обусловлен ее важностью, повсеместностью и уникальными трибологическими свойствами, не имеющими удовлетворительного теоретического объяснения [3, 4]. В частности, ультратонкая пленка воды, как правило, дает очень низкое трение без эффекта прилипания-скольжения. Также в некоторых экспериментах с применением аппарата поверхностных сил для воды, сжатой между атомарно-шероховатыми поверхностями, наблюдалось выполнение закона Амонтонса, т. е. пропорциональность силы трения приложенной нагрузке. Целью данной ра-

боты является изучение поведения рассматриваемой модели и определение его соответствия экспериментальным результатам, что может быть полезным для объяснения необычных свойств воды.

В работе использовалась TIP4P модель молекул воды, в которой принято приближение абсолютной жесткости молекул [5]. Исследованы равновесные и динамические характеристики системы в зависимости от толщины пленки, внешней нагрузки (давления на поверхности) и силы сдвига. Показано, что с ростом давления происходит переход пленки в твердоподобное состояние, проявляющийся в уменьшении величины коэффициента диффузии и организации молекул в слои. Для пленки воды толщиной два молекулярных диаметра выявлена тенденция к образованию упорядоченной структуры в плоскости слоев при высоких нагрузках. Получены зависимости кинетической силы трения от давления, при малых нагрузках соответствующие эмпирическому закону Амонтонса. В целом, поведение исследуемой системы согласуется с экспериментальными результатами, полученными для простых молекул, в частности, имеющих сферическую форму [3].

1. Braun O.M., Naumovets A.G. Nanotribology: Microscopic mechanisms of friction // *Surface Science Reports*. – 2006. – V. 60. – P. 79 – 158.

2. Дедков Г.В. Нанотрибология: экспериментальные факты и теоретические модели // *УФН*. – 2000. – Т. 170, № 6. – С. 585 – 618.

3. Gee M.L., McGuiggan P.M., Israelachvili J.N. Liquid to solidlike transitions of molecularly thin films under shear // *J. Chem. Phys.* – 1990. – V. 93. – P. 1895 – 1906.

4. Ruths M., Berman A.D., Israelachvili J.N. Surface forces and nanorheology of molecularly thin films, in: Bhushan B. (Ed.) *Nanotribology and nanomechanics*. – Berlin: Springer, 2005. – P. 389 – 481.

5. Rapaport D.C. *The art of molecular dynamics simulation*, 2nd ed. – Cambridge: Cambridge University Press, 2004. – 550 p.

ПЛАВЛЕНИЕ УЛЬТРАТОНКОЙ ПЛЕНКИ СМАЗКИ ЗА СЧЕТ ДИССИПАТИВНОГО РАЗОГРЕВА ПОВЕРХНОСТЕЙ

Доц. Хоменко А.В., студ. Ткачева Е.В.

Исследовано плавление ультратонкой пленки смазки в процессе трения между двумя атомарно-гладкими поверхностями. Интерес к этой проблеме вызван тем, что потребность в слабо трущихся деталях растет в таких высокотехнологических компонентах, как компьютерные запоминающиеся устройства, миниатюрные двигатели, аэрокосмические приборы.

В данной работе введены аддитивные шумы сдвиговых напряжений и деформации, а также температуры пленки, построена фазовая диаграмма, где интенсивность шума этой температуры и температуры поверхностей трения определяют области жидкостного, сухого и прерывистого (stick-slip) трения.

При численном анализе уравнения Ланжевена для различных областей диаграммы построены временные ряды напряжений, которые позволяют объяснить эксперименты по трению, где наблюдается прерывистое движение. Рассмотрено плавление смазки за счет диссипативного разогрева поверхностей трения, дано объяснение экспериментально определенным временным зависимостям силы трения [1].

В работе получена процедура численного решения для модели σ^a , для которой построены временные ряды напряжений. Проведен анализ временных рядов, и согласно ему численно найдено распределение вероятностей напряжений. Данное распределение вероятности совпадает с аналитически найденным в работе [2].

Литература

1. Хоменко А.В., Ляшенко Я.А. Плавление ультратонкой пленки смазки за счет диссипативного разогрева поверхностей трения// Журнал технической физики – 2007. – Т.77, №9. – С.137-140.
2. Хоменко А.В. Ляшенко Я.А. Стохастическая теория прерывистого режима плавления ультратонкой пленки смазки// Журнал технической физики – 2005. – Т.75, №11. – С.17-2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Воробьев Г.С. *проф*, Дрозденко А.А. *н.с.*

С помощью электронных пучков в достаточно широком классе приборов происходит перенос и преобразование энергии. Следовательно, микроструктура электронного пучка определяет практически все основные характеристики прибора, поэтому методы ее исследования представляют интерес для широкого круга инженеров и ученых.

Объектом исследования в данной работе является распределение плотности тока в поперечном сечении аксиально-симметричного электронного пучка. Методика исследования основана на регистрации переходного излучения, возникающего при падении электронов на металлическую мишень [1] и дальнейшей компьютерной обработке следа свечения. Для регистрации излучения были применены обычная и цифровая фотокамеры, проведено сравнение точности получения информации и оперативности ее получения. Определены основные требования, предъявляемые и устройствам регистрации.

Полученные результаты распределения плотности тока качественно согласуются с полученными ранее [1,2] и подтверждают эффективность применения фотометода для исследования структуры электронных потоков.

Литература

1. Воробьев Г.С., Дрозденко А.А., Пономарев А.Г. Переходное излучение в диагностике высокоинтенсивных электронных пучков // Харьковская нанотехнологическая Ассамблея-2007.- Харьков: ННЦ «ХФТИ», ИПП «Контраст».- 2007.- Т1.- С. 219–223.

2. Воробьев Г.С., Пономарев А.Г., Дрозденко А.А., Крутько Ю.А. К вопросу оптимизации режимов работы трехэлектродной пушки ЛБВ // 15-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2005). – Севастополь: “Вебер”. – 2005. – С. 212 – 213.

ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОТКРЫТОМ ВОЛНОВОДЕ С ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИЕЙ ЗЕРКАЛ

Кривец А.С., доц, Рыбалко А.А., асп, Зайцев Э.И., студ.

В последнее время значительное внимание уделяется вопросам создания новых модификаций нерелятивистских генераторов, усилителей и элементной базы устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн [1, 2].

В тоже время, в работах [3,4] была исследована модель усилителя на базе двух зеркального открытого волновода (ОВ), с дифракционно-связанными источниками излучения. Показана как перспективность такой системы в плане реализации усилителя, так и, необходимость дальнейших исследований в направлении оптимизации электродинамической системы ОВ. Методом экспериментального моделирования волн пространственного заряда электронного потока (ЭП) поверхностными волнами диэлектрического волновода (ДВ) исследованы электродинамические системы нерегулярных открытых волноводов с дифракционно-связанными источниками излучения, возбуждаемых распределенными источниками излучения.

Исследования проводились в диапазоне частот $f = 30 - 37$ ГГц. Подробное описание экспериментальной установки и методики измерений изложено в [5, 6].

Проведены исследования влияния конфигурации зеркал на волновое взаимодействие поля периодической структуры и поля ДВ. Пространственные и волновые характеристики указывают на предпочтительность использования цилиндрической конфигурации зеркал.

В процессе экспериментального моделирования установлено, что выполнение второго зеркала ОВ в виде дифракционной решетки позволяет уменьшить резонансные свойства системы и организовать из нее достаточно эффективный вывод энергии через дополнительный ДВ.

Общий вид зависимостей коэффициента прохождения и КСВ в заданном диапазоне частот качественно коррелирует с аналогичными зависимостями при наличии в ОВ одного источника излучения и плоского металлического зеркала.

Таким образом результаты исследований ОВ с дифракционно-связанными источниками излучения указывают на возможность реа-

лизации на базе таких систем широкополосных усилителей миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн, ответвителей и делителей мощности СВЧ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В.П. Шестопалова; АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники // – Киев: Наук. думка, 1991.– 320 с.
2. Г.С. Воробьев, А.И. Цвык Приборы дифракционной электроники с пространственно-развитыми структурами (обзор)//Вестник СумГУ.- 2002.-№5(38)-№6(39).- С.158-171.
3. Экспериментальные исследования преобразования поверхностных волн в объемные в открытом волноводе / А.А. Вертий, Г.С. Воробьев, И.В. Иванченко и др. // Изв. вузов. Радиофизика, 1988, 31, № 6, С. 1242–1254.
4. Воробьев Г.С., Кривец А.С., Петровский М.В., Шматько А.А. Электродинамические характеристики открытого волновода с дифракционно-связанными источниками излучения// Материалы 15-й Международной Крымской конференции "СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии".– Севастополь: «Вебер», 2005.– С. 263–264.
5. Шестопалов В,П, Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т.1. Открытые структуры // – Киев: Наук. Думка, 1985.– 216 с.
6. Воробьев Г.С., Кривец А.С., Петровский М.В. Экспериментальное моделирование волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла// Вестник СумГУ.- 2002.-№5(38)-№6(39).- С.117-124.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

студ. Шульга Ю.В., ст. преп. Петровский М.В.

В квазиоптических структурах формирование распределения электромагнитного поля играет определяющую роль, поэтому измерение этого распределения занимает важное место при исследовании квазиоптических структур. Методы исследования можно разделить на экспериментальные и теоретические.

В экспериментальных методах основными измеряемыми характеристиками полей являются его амплитудное $A(x, y, z)$ и фазовое $\varphi(x, y, z)$ распределения, а также поляризационные характеристики. Методы измерения полей делятся на три основные группы: активное зондирование, реактивное зондирование и радиотермография в зависимости от физического взаимодействия зонда с электромагнитным полем. Информацию об электромагнитном поле можно получить в разном виде: в виде сечений распределения, записанных на самописце; в виде рельефа амплитудного и фазового распределения после обработки на ЭВМ; в виде общей картины поля на экране электронно-лучевой трубки с запоминанием или на термографическом экране.

Теоретические методы исследования могут базироваться как на аналитическом, так и на численном решении. Данные методы позволяют качественно и количественно предсказать физические процессы, происходящие в исследуемой системе.

Основным теоретическим методом исследований является метод конечных разностей – FDTD-метод (Finite-Difference Time-Domain Method). Популярность этого метода заключается в его универсальности - он может быть с успехом применен практически во всех задачах электродинамики, требующих численного решения - и простоте в реализации. В своей классической постановке метод FDTD основан на дискретизации уравнений Максвелла, записанных в дифференциальной пространственно-временной формулировке. Метод конечных разностей сводит различные задачи для дифференциальных уравнений к системам алгебраических уравнений, в которых неизвестными являются значения сеточных функций в вершинах сеток, покрывающих область анализа. Главным недостатком данного метода является то,

что его реализация требует больших объемов оперативной памяти вычислительных машин, и поэтому не всегда может быть осуществлена за короткие промежутки времени. Но эту проблему можно решить, уменьшив количество связанных уравнениями неизвестных компонент поля, насчитываемых в рамках элементарной ячейки; в гибком изменении схемы FDTD-метода; в подстройке конфигурации ячеек к конкретным некоординатным границам; в уменьшении общего размера расчетного пространства за счет использования мнимых границ, слабо искажающих моделируемый процесс; в использовании преимуществ работы с параллельными виртуальными машинами. Практическое применение метода конечных разностей показывает, что данный алгоритм обладает еще рядом недостатков, которые связаны с потерей точности и т.н. вычислительными (нефизическими) эффектами: вычислительная дисперсия и дифракция. Поэтому очень важной является задача выявления и анализа подобных эффектов, а также разработка мер по их устранению или учету в конечном результате моделирования. Тем не менее, FDTD-метод в настоящее время остается универсальным и очень мощным инструментом получения конкретных сведений о сложных электродинамических объектах. Этот инструмент достаточно надежен и эффективен в том случае, когда решаются классические «закрытые» модельные начально-краевые задачи. А при переходе к анализу «открытых» задач полностью сохранить уникальные эксплуатационные характеристики метода можно, заменив оригинальную «открытую» задачу эквивалентной «закрытой».

Наряду с этим, существуют и другие теоретические методы исследований: интегральных уравнений, инвариантного погружения, разделения переменных, модового базиса, неполного разделения переменных, эволюционных уравнений. Однако, эти методы повторяют классические аналитические подходы, использующиеся для анализа канонических задач.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что только совокупность экспериментальных и теоретических методов позволяет эффективно проводить анализ волновых процессов в квазиоптических структурах.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННО-ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рубан А.И. *доцент*, Стасюк Т.И. *студентка*

В последние годы значительное внимание уделяется вопросам возбуждения дифракционно-черенковского излучения (ДЧИ) нерелятивистским электронным потоком, движущимся вдоль периодических металло–диэлектрических структур (МДС) типа диэлектрический слой – ленточная дифракционная решетка (ДР) [1]. Такие структуры обладают широкими функциональными возможностями, как в плане построения новых модификаций источников колебаний [2], так и в плане создания элементной базы радиосистем. В устройствах дифракционной электроники используются МДС конечных размеров, которые располагаются либо над периодической структурой, формирующей поверхностную волну – черенковский генератор типа ЛОВ, либо в объеме открытого резонатора над зеркалом с ДР – черенковско-дифракционный генератор. В первом случае используется черенковский режим возбуждения МДС, а во втором случае – дифракционно-черенковский с излучением гармоник в вакуум и диэлектрик.

В данной работе в приближении лучевой оптики с использованием математических пакетов **Mathcad** и **Maple** проведено компьютерное моделирование ДЧИ (зоны 1_0 , 3_{-1} , 5_{-1} и $4_{0,-1}$) в электродинамической системе, представленной на рис.1. В качестве диэлектрической среды использовались призмы из фторопласта ($\varepsilon = 2.05$) прямоугольного сечения **1**, длиной L , шириной D , и толщиной Δ , на боковой поверхности которой нанесена ленточная ДР **2** с соответствующими параметрами. Диэлектрические призмы

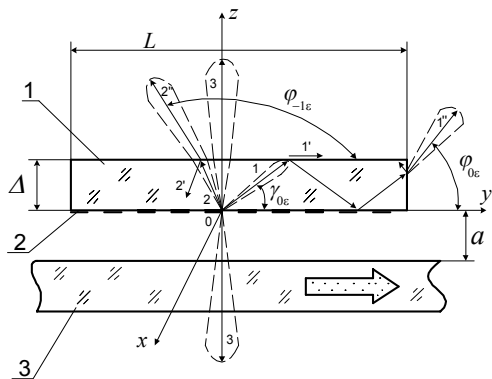


Рис. 1

моугольного сечения по своей форме наиболее технологичны в изготовлении и хорошо сочетаются с отражательными и ленточными ДР. Вдоль дифракционной решетки на расстоянии a располагается планарный диэлектрический волновод **3**. Размеры призм выбирались исходя из требования минимальных искажений полей открытого резонатора при внесении в него МДС: характерные размеры призм L и D – сравнимы с апертурами зеркал $A_3 \approx 10\lambda$ открытого резонатора. Толщина призм при моделировании изменялась в пределах $\Delta \approx \lambda/4 \div 3\lambda$.

Показано, что ограничение размеров диэлектрика по толщине приводит к полному внутреннему отражению черенковского излучения от границ пластины (лучи типа 1, 1'). Основная энергия этого излучения в виде быстрых волн распространяется в диэлектрической призме по направлению оси y . Часть поля, проникая в окружающее пространство, возбуждает вдоль границ призмы медленную поверхностную волну (луч 1''). На гранях призмы, параллельных плоскости xoz , пучок электромагнитного излучения преломляется и излучается в свободное пространство (луч 1''). Для пространственных гармоник дифракционного излучения ($n \geq -1$) закон полного внутреннего отражения не выполняется, поэтому дифракционное излучение частично проходит через диэлектрический слой и распространяется в свободном пространстве (лучи 2, 2' и 2''). В случае нормального излучения энергия дифракционного излучения полностью выходит в свободное пространство (лучи 3).

Полученные результаты позволяют дать практические рекомендации к проведению экспериментальных исследований («холодное моделирование») электродинамических систем типа МДС – диэлектрический волновод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. Шестопалова В.П.– Киев: Наук. думка, 1991.– 320 с.
2. Воробьев Г.С., Нестеренко А.В., Пушкарев К.А., Цвык А.И. Исследование возможности повышения эффективности взаимодействия электронов с СВЧ полями в резонансных приборах О-типа // Современные проблемы прикладной физики: Сб. науч. трудов / Под ред. проф. В.В. Кулиша.– Киев: УМК ВО, 1992.– С. 101–117.

СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ КОНДЕНСАТОВ В САМООРГАНИЗОВАННЫХ РАСПЫЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Парфененко К.О. *студ.*, Перекрестов В.И. *проф.*,
Корнющенко А.С. *асп.*

Исследования процессов формирования тонких пленок, осаждаемых на поверхность твердого тела из газообразной фазы, чрезвычайно важны для развития технологий полупроводниковых эпитаксиальных структур, применяемых в микро- и оптоэлектронике.

Наиболее распространенным методом получения чистых поверхностей является испарение и конденсация в сверхвысоком вакууме. Технология получения напыляемых структур должна обеспечивать высокое качество роста.

Для контролируемого выращивания структур с необходимыми свойствами требуется развитие детальной кинетической теории роста тонких пленок, которая бы максимально точно согласовалась с экспериментальными данными и позволяла управлять процессом структурообразования.

На стадии нуклеации двухмерных островков, происходящей в очень узком интервале времени, формируется функция распределения островков по размерам. Поверхностная плотность островков достигает своего максимума по окончании стадии нуклеации и остается неизменной на стадии независимого роста островков, уменьшаясь лишь после начала коалесценции. Плотность островков увеличивается, а их размер уменьшается при понижении температуры поверхности и увеличении скорости осаждения. На стадии независимого роста островков распределение островков по размерам не меняет своей формы, а как единое целое перемещается по оси размеров. Слияние островков приводит к образованию сплошного слоя. При высокотемпературном чисто послойном росте процесс заполнения слоев повторяется периодически, средняя высота пленки растет со временем линейно, тогда как шероховатость меняется периодически. Тогда как при низкотемпературном полислойном росте образуется пуассоновский рельеф.

Однако, задача построения единого теоретического описания ростового процесса, позволяющего получить простые аппроксимации для структурных характеристик пленки, еще далека от решения.

РОЗРОБЛЕННЯ ПРОГРАМИ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ КРИСТАЛІЧНОЇ ҐРАТКИ ЗА ДОПОМОГОЮ ЕЛЕКТРОНОГРАМ

проф. Перекрестов В.І., студ. Перекрестов Р.В.

На сьогоднішній день електронна мікроскопія являє собою важливий засіб вивчення мікроструктури твердих тіл. Впродовж розвитку електронної мікроскопії постійно підвищувалося значення дифракції електронів на кристалічних ґратках. Оскільки довжина хвилі де-Бройля для електрона є співставна величина із параметрами кристалічних ґраток, формування електронogram на основі дифракції електронів несе дуже важливу інформацію про взаємне розміщення атомів в кристалі. Через це вивчення структури на основі електронogram дозволяє встановлювати закономірності між характером зарядопереносу в напівпровідниках і дефектністю їх структури. Данні про структуру кристалу отримуються із співвідношень між радіусами дифракційних максимумів. Для вирішення цієї задачі була створена програма, яка виконує ці дії автоматично. Програма надає можливість користувачу автоматизувати процес розрахунку та розпізнання електронogram, а саме:

- Визначати сталу приладу;
- Встановити індекси Мілера;
- Розрахувати тип та параметр ґратки з кубічною симетрією навіть за відсутністю окремих дифракційних максимумів;
- Розрахувати міжплощинні відстані будь-яких кристалів з похибкою,

що не перевищує 0.5%;

Програмою також передбачено вибірковий розрахунок міжплощинних відстаней, а також побудова електронogram, дифракційні максимуми яких включені в розрахунок.

Розроблена програма на даний час апробована і використовується в лабораторії електронної мікроскопії.

КОНДЕНСАЦІЯ ПАРІВ ВУГЛЕЦЮ ЗА ДОПОМОГОЮ САМОУЗГОДЖЕНИХ ІОННИХ РОЗПИЛОВАЧІВ

Перекрестов В.І. *проф.*, Космінська Ю.О. *доц.*, Нежинець В.С. *студ.*

Як відомо, вуглець в конденсованому стані може формувати декілька алотропних модифікацій, що залежить від виду хімічного зв'язку, який утворюється між атомами вуглецю. Кожна модифікація представляє свій інтерес для використання у різних галузях техніки та для наукових досліджень. На сьогодні відома певна кількість методів, що дозволяють синтезувати різні форми вуглецю [1]. Основною задачею при цьому є реалізація в конденсаті хімічних зв'язків саме необхідного виду. Наприклад, синтезувати алмазоподібну фазу на поверхні підкладки можна за допомогою CVD-технологій, де видалення неалмазних форм відбувається хімічним способом шляхом їх взаємодії з атомарним воднем.

В даній роботі пропонується метод поатомного синтезу вуглецевих конденсатів, в якому використовується новий технологічний підхід, оснований на роботі самоузгоджених іонних розпилювальних систем [2]. Ці системи самостійно забезпечують стаціонарність процесу та гранично низькі пересичення осаджуваної речовини, яка конденсується лише за умови формування таких хімічних зв'язків атомів вуглецю з ростовою поверхнею, енергія яких вища за деяке критичне значення. Частина конденсованої речовини, що не відповідає цій умові, фізичним способом видаляється з поверхні росту, і це сприяє селективному росту конденсату.

В роботі досліджується взаємозв'язок між технологічними параметрами осадження та структурою і фазовим складом результуючого вуглецевого шару на підкладці.

1. Самойлович М.И., Белянин А.Ф. Алмазные и алмазоподобные углеродные пленки: формирование и строение // Сборник докладов 15-го Международного симпозиума «Тонкие пленки в оптике и электронике», Харьков. – 2003. – С.6-38.
2. Перекрестов В.И., Косминская Ю.А., Корнющенко А.С. Самосогласованные ионные распылители. Функциональные возможности и перспективы использования. // Компр. и энерг. машиностр. – 2005. – №2 (2). – С. 89-92.

МЕТОДИ РЕКОНСТРУКЦІЇ ЗОБРАЖЕНЬ В СИСТЕМАХ РЕНТГЕНІВСЬКОЇ КОМП'ЮТЕРНОЇ ТОМОГРАФІЇ (РКТ)

Космінська Ю.О. доц., Шершак І.М. студ.

В основі функціонування РКТ-сканерів лежать математичні методи реконструкції зображень та обчислювальні алгоритми, які на сьогодні набули досить складного змісту, здатні задовольнити основні діагностичні потреби та відповідають технічним можливостям апаратної частини сканерів. Для розв'язання задачі реконструкції зображень вже пропонується певна кількість алгебраїчних методів та методів на основі інтегральних перетворень, кожен з яких має свої переваги та недоліки відносно вирішуваних задач. Причому основними характеристиками методів виступають якість зображення, включаючи візуалізацію тривимірних структур в реальному часі, та швидкість збіжності.

У даній роботі досліджено алгоритм зворотного проєціювання з фільтрацією, який відноситься до аналітичних алгоритмів реконструкції зображень і оснований на перетвореннях Фур'є. Такі алгоритми є найбільш прості, працюють достатньо швидко і дають зображення високої якості. Алгоритм зворотного проєціювання реалізовано для паралельної схеми томографії, яка базується на одночасному переміщенні рентгенівського джерела і детектора вздовж паралельних ліній з обох сторін об'єкта. Можливий інший варіант отримання проєкційних даних, коли єдине джерело розташовується у фіксованій точці відносно лінії детекторів – це так звана "верная" схема томографії. В якості досліджуваного модельного об'єкта обрано фантом Шеппа-Логана, що представляє собою структуру, що складається з десяти еліпсів різної інтенсивності та моделює голову людини. Вибір еліпсів в якості основних елементів фантому зумовлений тим, що для них можливо отримати аналітичний вираз для проєкцій. При реконструюванні зображення фантома використано підхід, відповідно якому проєкційне зображення яке складається з декількох еліпсів - сума проєкцій для кожного із еліпсів.

Досліджено способи збільшення якості реконструйованих зображень шляхом зменшення координатної сітки, збільшення кількості проєкційних кутів, та послаблення артефактів.

РАЗРАБОТКА ЭМИТАТОРА СИГНАЛОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОКАРДИОГРАФА (ЭК)

студ. Смелянский А.Ю., доц. Соколов С.В.

Современная диагностика сердечных заболеваний не может обойтись без электрокардиографического исследования, представляющего собой анализ зарегистрированной кривой изменения биопотенциалов сердца. Электрокардиограмма (ЭКГ) является ценным диагностическим инструментом. По ней можно оценить регулярность сердечных сокращений и их частоту. Электро-кардиограф является прибором, предназначенным для измерения напряжений и временных интервалов в виде электрокардиограммы. Для повышения точности ЭКГ необходимо периодически поверять и настраивать ЭК.

В данной работе разработан генератор сигналов на микросхеме К561ЛЕ5, частота которого устанавливается в пределах от 1 до 600Гц. На выходе генератора сигналы имеют вид трех различных форм: прямоугольной, треугольной и синусоидальной. При помощи переключателей выбирается одна из нужных частот и форм выходного сигнала. С помощью специальных гнезд через кабель отведений электрокардиограф подключается к генератору. Таким образом, осуществляется проверка кардиографа, а именно определение погрешности установки чувствительности, определение нелинейности, определение относительной погрешности измерения интервалов времени, определение погрешности установки скорости движения носителя записи.

Генератор может запитываться либо от сети, либо от аккумулятора с напряжением 12В и током 0,5А. В данной работе разработан блок питания и рассчитаны его параметры. С помощью компаратора, собранного на микросхеме УД608, контролируется падение напряжения питания генератора ниже 11В, о чем засвидетельствует засветившийся индикатор.

ВДАВЛЮВАННЯ ШТАМПА З ПРУЖНИМ ПОКРИТТЯМ У
ПРУЖНУ СМУГУ

Жиленко Т.І., СумДУ, Суми, Острик В.І., інститут прикладної
фізики АН України, Суми

Розглянуто контактну взаємодію без урахування тертя напівбезмежного штампу з напівбезмежною округлою на краю основою із пружною смугою. Методом Вінера - Гопфа одержано точні аналітичні розв'язки крайової задачі.

$$u_y^{(1)} \Big|_{y=0} - u_y^{(2)} \Big|_{y=0} = \frac{(x-l)^2}{2R} H(l-x) - \delta, \quad 0 < x < \infty$$

$$\sigma_y^{(1)} \Big|_{y=0} = \sigma_y^{(2)} \Big|_{y=0}, \quad 0 < x < \infty$$

$$\sigma_y^{(1)} \Big|_{y=0} = \sigma_y^{(2)} \Big|_{y=0} = 0, \quad x < 0$$

$$\tau_{xy}^{(1)} \Big|_{y=0} = \tau_{xy}^{(2)} \Big|_{y=0} = 0, \quad -\infty < x < +\infty$$

$$u_y^{(2)} \Big|_{y=h_2} = u_x^{(2)} \Big|_{y=h_2} = 0, \quad -\infty < x < +\infty$$

$$u_y^{(1)} \Big|_{y=h_1} = u_x^{(1)} \Big|_{y=h_1} = 0, \quad -\infty < x < +\infty$$

Як розв'язок крайової задачі для смуги, одна грань якої закріплена, а на іншій задані нормальні напруги, а дотичні рівні нуль, методом інтегрального перетворення Фур'є по координаті x запишемо формули

$$u_y^{(1)} \Big|_{y=0} = h_1 \int_{-\infty}^{+\infty} K_1(\mu h_1) \bar{g}(\mu) e^{-i\mu x} d\mu,$$

$$u_y^{(2)} \Big|_{y=0} = -h_2 \frac{G_1}{G_2} \int_{-\infty}^{+\infty} K_2(\mu h_2) \bar{g}(\mu) e^{-i\mu x} d\mu,$$

$$K_1(z) = \frac{\lambda_1(z)}{z\Delta_1(z)}, \quad K_2(z) = \frac{\lambda_2(z)}{z\Delta_2(z)},$$

$$\Delta_j = (3 - 4\nu_j)(ch2z - 1) + 2z^2 + 8(1 - \nu_j)^2,$$

$$\lambda_j = 2(1 - \nu_j)[(3 - 4\nu_j)sh2z - 2z]$$

В результаті відповідних перетворень одержимо інтегральне рівняння

$$\int_0^{+\infty} \varphi(\eta)k(\xi - \eta)d\eta = f(\xi), \quad (0 \leq \xi < +\infty),$$

$$f(\xi) = \frac{h_1}{2R}(\xi - a)^2 H(a - \xi) - \frac{\delta}{h_1} + \frac{\bar{p}}{2}K(0) + \frac{\bar{p}}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{K(\tau)}{\tau} e^{-i\tau\xi} d\tau$$

Розв'яжемо його за допомогою методу Вінера – Гопфа.

Розповсюдимо дане рівняння на всю числову пряму, поклавши

$\varphi(\xi) = 0$, при $\xi < 0$:

$$\int_0^{+\infty} k(\xi - \eta)\varphi(\eta)d\eta - \begin{cases} 0, & \xi \geq 0 \\ \int_0^{+\infty} k(\xi - \eta)\varphi(\eta)d\eta, & \xi < 0 \end{cases} = \begin{cases} f(\xi), & \xi \geq 0 \\ 0, & \xi < 0 \end{cases}$$

Розв'язок даного рівняння має наступний вигляд:

$$\varphi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi^+(\tau) e^{-i\tau\xi} d\tau, \quad \xi > 0.$$

Визначення контактних напруг

$$\left. \frac{\sigma_y^{(1)}}{2G_1} \right|_{y=0} = g(h_1x) = \bar{p} + g_*(h_1x) = \bar{p} + \varphi(\xi), \quad x > 0, \quad \xi > 0.$$

$$\varphi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tau \cdot \Delta(\tau)}{\lambda(\tau)} K^-(\tau) f^+(\tau) e^{-i\tau\xi} d\tau$$

$$\xi > a$$

$$\varphi(\xi) = -i\sqrt{2\pi} \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{-i\zeta_k \Delta(i\zeta_k)}{\lambda'(-i\zeta_k)} K^-(-i\zeta_k) f^+(-i\zeta_k) e^{-\zeta_k \xi}.$$

$$0 < \xi < a$$

$$\varphi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[-\frac{h_1}{2R} \frac{2(1-\nu_1)\bar{h}^2 + 2(1-\nu_2) + (1-\nu_1)(1-\nu_2)(a-\xi)^2}{(1-2\nu_1)(1-\nu_2) + \frac{\bar{h}}{G}(1-2\nu_2)(1-\nu_1)} \right] - i\sqrt{2\pi} \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{-i\zeta_k \Delta(i\zeta_k)}{\lambda'(-i\zeta_k)} K^-(-i\zeta_k) f^+(-i\zeta_k) e^{-\zeta_k \xi}$$

Нормальні переміщення на вільних від сил границях

$$x < 0, \xi < 0$$

$$\begin{aligned} u_y^{(j)}|_{y=0} &= \frac{h_j}{G^{(j-1)}} \left(\frac{\bar{p}}{2} K_j(0) - \frac{\bar{p}}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{K_j(\bar{h}^{j-1}\tau)}{\tau} e^{-i\tau\xi} d\tau + \right. \\ &+ \left. \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} K_j(\bar{h}^{j-1}\tau) \Phi^+(\tau) e^{-i\tau\xi} d\tau \right) = \\ &= \frac{h_j}{G^{(j-1)}} \left(\bar{p} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\lambda(is_n^j \bar{h}^{j-1}) s_n^{(j)} \xi}{-s_n^2 \bar{h}^{j-1} \Delta'(is_n \bar{h}^{(j-1)}) \bar{h}^{j-1}} + \right. \\ &+ \left. \sqrt{2\pi i} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{f^+(is_n^{(j)}) e^{s_n^{(j)} \xi} \lambda(is_n^{(j)} \bar{h}^{j-1})}{-s_n^2 (\bar{h}^{j-1})^2 \Delta'(is_n \bar{h}^{(j-1)})} \right), \quad j=1, 2. \end{aligned}$$

