

A 902056

*ВОПРОСЫ
ПРИКЛАДНОЙ
ФИЗИКИ*

*Выпуск 4
1998*

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

ВОПРОСЫ
ПРИКЛАДНОЙ
ФИЗИКИ

Межвузовский научный сборник

Выпуск 4

Издательство Саратовского университета
1998

УДК [53 + 621.37.39](082)
ББК 22.3 я 43 + 32 я 43
В74

Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1998.
В74 – Вып.4. – 116 с.

ISBN 5-292-02284-5

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований прикладных проблем в различных областях современной физики: образование; статистическая физика и термодинамика; инструменты, аппаратура, компоненты и техника; электромагнетизм, электронная и ионная оптика; оптика; магнитные свойства и материалы; химическая физика; реология; конденсированные среды: структура, механические и тепловые свойства; динамика жидкости и газов; медицинская биофизика; personalia. Тематика разделов соответствует международной классификации по физике и астрономии (PACS 1996).

Для специалистов в области прикладной физики, а также для аспирантов и студентов-физиков старших курсов вузов.

Редакционная коллегия:

В.Г. Гайворон
А.Ф. Голубенцев
В.Б. Байбурун
В.С. Кошелев (отв. редактор)
О.Г. Мартыненко
Л.М. Минкин
В.В. Новоселов
Н.И. Снинацин
А.А. Скапцов (отв. секретарь)
В.В. Тучин
Д.А. Усанов
Г.М. Цымбалов
А.С. Шаповалов (зам. отв. редактора)
В.Н. Шевцов

Московская государственная академия приборостроения и информатики
Саратовский государственный университет
Саратовский государственный технический университет
Саратовский государственный университет
Институт тепло-массообмена Белорусской АН, Минск
Portland State University, USA
Саратовский государственный университет
Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов
Саратовский государственный университет
Саратовский государственный университет
Саратовский государственный университет
Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов
Саратовский государственный университет
Саратовский государственный университет

Научный сборник подготовлен и выпущен при содействии РОУ "Народный дом"
(директор *Александр Николаевич Лепесткин*).

Издание частично профинансировано из средств Федеральной целевой программы
"Государственная поддержка интеграции высшего образования
и фундаментальной науки на 1997-2000 гг."
(проект № 696.3)



A 902056

УДК [53 + 621.37.39](082)
ББК 22.3 я 43 + 32 я 43

ISBN 5-292-02284-5

© Саратовский государственный университет, 1998

ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО – МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

УДК 517.9 + 518.6

ПРОБЛЕМНЫЙ ПОДХОД К ИЗУЧЕНИЮ ЧИСЛЕННЫХ МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ ЛИНЕЙНЫХ ДВУХТОЧЕЧНЫХ ГРАНИЧНЫХ ЗАДАЧ СТУДЕНТАМИ-ФИЗИКАМИ

А. Ф. Голубенцев, В. М. Аникин, С. С. Аркадакский

Саратовский государственный университет, г. Саратов

На примере тестовой задачи, обладающей одновременно ясным физическим содержанием и точным решением, продемонстрированы особенности методов численного интегрирования линейных двухточечных граничных задач - суперпозиции, прогонки и сопряженного оператора.

Введение

При практическом изучении численных методов решения разнообразных задач большое значение имеет выбор тестовых примеров, ясных по содержанию и одновременно позволяющих легко контролировать правильность получаемых результатов. К таким "удачным" задачам при изучении алгоритмов решения многоточечных граничных задач для линейных дифференциальных уравнений принадлежит, на наш взгляд, двухточечная задача об электрическом контуре (системе, хорошо известной студентам из общего курса физики [1]), обладающая точными решениями при преобразованиях к задаче Коши в рамках различных итерационных методов решения подобного рода задач.

Задача. Электрический контур включает последовательно соединенные индуктивность L , емкость C и сопротивление R . В момент $t = 0$, когда начальный заряд контура равен нулю, в контур включается постоянная ЭДС E . В момент $t_1 > 0$ сила тока в контуре равна i_1 . Определить силу тока в момент $t = 0$ подключения ЭДС. Провести расчет для значений параметров: $E = 24\text{В}$, $L = 1\text{Гн}$, $C = 6.25 \cdot 10^{-6}\text{Ф}$, $R = 1000\text{Ом}$, $t_1 = 0.001\text{с}$, $i_1 = 0.031\text{А}$.

Точное решение этой задачи находится непосредственным интегрированием обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка с постоянными коэффициентами [1]:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = E \quad (1)$$

с граничными условиями

$$Q(0) = 0, \quad Q'(0.001) = 0.031. \quad (2)$$

Переходя к безразмерным координатам $\tau = t/t_1$ и $q = Q/q_0$, где $q_0 = t_1 i_1$, перепишем задачу (1) - (2):

$$\frac{d^2 q}{d\tau^2} + \frac{dq}{d\tau} + 0.16q = \frac{24}{31}, \quad (3)$$

$$q(0) = 0, \quad q'(1) = 1. \quad (4)$$

Решение задачи (3) - (4) имеет следующий вид:

$$q(\tau) = C_1 e^{-0.2\tau} + C_2 e^{-0.8\tau} + \frac{150}{31},$$

так что

$$q(0) = -0.2(C_1 + 4C_2), \quad Q'(0) = i_1 q'(0) \approx 0.05\text{А}.$$

Коэффициенты C_1 и C_2 находятся из системы алгебраических уравнений, определяемых граничными условиями (4).

Если для решения задачи (3) - (4) применять различные численные схемы решения линейных двухточечных задач, то существование точного решения обеспечивает контроль правильности расчетов. Это обстоятельство превращает данную задачу в тестовую при изучении методов численного интегрирования многоточечных граничных задач. Ниже мы приводим как точные решения, так и алгоритмы численного решения задачи о контуре в рамках методов суперпозиции, прогонки и сопряженного оператора, основанных на сведении исходной граничной задачи к задачам Коши [2].

Метод суперпозиции

В этом методе решение задачи $q(\tau)$ представляется линейной комбинацией решений $q_1(\tau)$ и $q_2(\tau)$ двух задач Коши:

$$q(\tau) = q_1(\tau) + \mu q_2(\tau).$$

Первая задача Коши:

$$\frac{d^2 q_1}{d\tau^2} + \frac{dq_1}{d\tau} + 0.16q_1 = \frac{24}{31},$$

$$q_1(0) = 0, \quad q_1'(0) = 0.$$

Вторая задача Коши:

$$\frac{d^2 q_2}{d\tau^2} + \frac{dq_2}{d\tau} + 0.16q_2 = 0,$$

$$q_2(0) = 0, \quad q_2'(0) = 1.$$

Недостающее (для исходной задачи) граничное условие (в нашем случае - искомый ответ):

$$q'(0) = \mu = \frac{1 - q_1(1)}{q_2(1)}, \quad Q'(0) = i_1 q'(0).$$

Метод прогонки

Данный метод ориентирован на уравнение, не содержащее первую производную. К требуемому виду задача (3) - (4) сводится заменой переменных:

$$q(\tau) = z(\tau)e^{-\tau/2}.$$

Получаем задачу:

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} - 0.09z = \frac{24}{31}e^{\tau/2}, \quad (5)$$

$$z(0) = 0, \quad z(1) = -2z'(1) + 2e^{0.5}. \quad (6)$$

Точное решение (5) – (6):

$$z(\tau) = C_1 e^{0.3\tau} + C_2 e^{-0.3\tau} + \frac{150}{31} e^{0.5\tau},$$

где коэффициенты C_1 и C_2 определяются согласно (6).

Идея метода прогонки состоит в сведении уравнения (5) к дифференциальному уравнению первого порядка с переменными коэффициентами:

$$\frac{dz}{d\tau} = u(\tau)z + v(\tau). \quad (7)$$

Неизвестные функции $u(\tau)$ и $v(\tau)$ ищутся из условия совпадения проинтегрированного уравнения (7) с исходным уравнением (3) и являются решениями системы уравнений

$$u'(\tau) + p^2 u^2(\tau) - 1 = 0, \quad (8)$$

$$v'(1) + p^2 v(\tau)u(\tau) + \frac{24}{31} u(\tau)e^{\tau/2} = 0 \quad (9)$$

с начальными условиями

$$u(0) = v(0) = 0. \quad (10)$$

По данным численного интегрирования (8) – (10) (прямая прогонка) определяются значения

$$z(1) = \frac{2 - v(1)}{u(1) + 2}, \quad z'(1) = \frac{2u(1) + 2v(1)}{u(1) + 2}. \quad (11)$$

Интересно, что численные результаты (11) прямой прогонки могут быть проконтролированы с помощью точного решения для (8) – (10):

$$u(\tau) = \frac{\tanh p\tau}{p},$$

$$v(\tau) = \frac{50(5 - 4e^{-0.2v} - e^{0.8\tau})}{31 \cosh 0.3\tau}.$$

При численном интегрировании (5) от точки $\tau=1$, где граничные условия задаются выражением (11) (обратная прогонка), находятся $z(\tau)$, $q(\tau) = z(\tau)e^{-\tau/2}$, $Q(\tau) = 31q(\tau)$ и искомое значение $Q'(0)$.

Метод сопряженного оператора

Метод требует представления исходной задачи в виде нормальной системы с матрицей A :

$$\frac{dq_1}{dt} = q_2, \quad \frac{dq_2}{dt} = -p^2 q_1 - q_2 + f, \quad (12)$$

$$q_1(0) = 0, \quad q_2(1) = 1, \quad (13)$$

здесь $p=0.4$, $f=24/31$.

На основе (12) – (13) строится сопряженная система с матрицей A^T , полученной транспонированием A :

$$\frac{dz_1}{dt} = p^2 z_2, \quad \frac{dz_2}{dt} = -z_1 + z_2, \quad (14)$$

$$z_1(1) = 0, \quad z_2(1) = 1. \quad (15)$$

Точное решение (14):

$$z_1(t) = C_1 e^{0.8\tau} + C_2 e^{0.2\tau},$$

$$z_2(t) = 5C_1 e^{0.8\tau} + 1.25C_2 e^{0.2\tau},$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект №2.1 – 696.03)

где коэффициенты C_1 и C_2 определяются согласно (15).

Важный момент для численного интегрирования: граничные условия $z_1(0)$, $z_2(0)$, получаемые интегрированием (14) от точки $\tau=1$ до точки $\tau=0$, связаны с граничным условием $q_2(0)$:

$$q_2(0) = \frac{p^2 + fz_1(0)}{p^2 z_2(0)}.$$

Следовательно, систему (12) можно с учетом (13) решать как задачу Коши. В нашем случае решение задачи заканчивается нахождением величины

$$Q'(0) = 31q_2(0) = \frac{3(31 + 40(e^{-0.8} - e^{-0.2}))}{4e^{-0.8} - e^{-0.2}} \approx 0.05, \text{ А.}$$

Заключение

Между рассмотренными методами не существует каких-то принципиальных отличий в отношении простоты программирования, времени счета, точности и устойчивости, за исключением, конечно, тех случаев, когда само уравнение обладает какими-либо специфическими эффектами, которые делают тот или иной метод неэффективным.

Например, известны уравнения, которые устойчиво интегрируются вперед и неустойчиво назад. Для такого уравнения выбор метода сопряженного оператора явно не оправдан. В случае полубесконечного интервала подходящим будет метод суперпозиции.

Метод прогонки особенно полезен тогда, когда вспомогательные уравнения прямой прогонки дают медленно возрастающие решения, в то время как решение исходного уравнения растет быстро, т.е. для достижения той же точности можно использовать больший шаг интегрирования.

Если формально учитывать форму представления исходной задачи, то в методе суперпозиции не требуются дополнительные преобразования при решении дифференциальных уравнений, содержащих производные всех порядков. Метод прогонки ориентирован на решение уравнений без первой (в случае уравнения второго порядка) или второй (в случае уравнения третьего порядка) производных. В методе сопряженного оператора исходной формой представления задачи является система нормальных дифференциальных уравнений.

Таким образом, первоначальным толчком при выборе метода решения может служить начальное представление задачи (уравнение общего вида, уравнение специального вида, нормальная система), диапазон интегрирования и форма представления граничных условий.

Более детальное изучение "действия" выбранного алгоритма связано с анализом устойчивости решения при вариации граничных значений, шага интегрирования и т.п.

Библиографический список

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М., 1977. Т.3.
2. Цунг-Йен На. Вычислительные методы решения прикладных граничных задач. М., 1982.

**ENGINEERING APPROACH TO STUDY OF NUMERICAL METHODS
FOR TWO-POINT LINEAR BOUNDARY VALUE PROBLEMS**

A.F. Golubentsev, V.M. Anikin, S.S. Arkadaksky

Saratov State University, Saratov

The task having the exact solution is also solved by means of various numerical noniteration methods for two-point linear boundary value problems.

УДК 621.3.032.21

**МЕТОДИКА РАСЧЁТА СПЕКТРА ФЛУКТУАЦИЙ ПОПЕРЕЧНЫХ
СМЕЩЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА КАТОДЕ (ОБЩИЙ СЛУЧАЙ)**

А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Представлены методика и результаты расчёта спектральной плотности флуктуаций смещений (изменение положения) электронного пучка на поверхности как однородных, так и неоднородных эмиттеров.

Флуктуации поперечных смещений (изменения положения) электронного пучка на катоде являются одним из фундаментальных источников шума вакуумных электронных приборов СВЧ [1,2], исследование которых представляет теоретический и практический интерес. Теоретические исследования, а также изложение этого вопроса в рамках специальных курсов по прикладным проблемам теории шумов требуют определённого развития методики расчёта спектра указанных флуктуаций.

В работе [1] спектральная плотность флуктуаций центра тяжести (положения) электронного пучка на ленточном катоде рассчитана путем разбиения эмиттера на отдельные элементарные полоски, а также определения возмущений центра тяжести пучка вследствие дробовых флуктуаций тока каждой полоски и последующего суммирования средних квадратов этих возмущений. Предполагалось, что катод однороден в эмиссионном отношении, а дробовые флуктуации тока описываются формулой Шоттки.

Этот метод неприменим, если катод неоднороден и его эмиссионная способность зависит от координат. Кроме того, как показывают теоретические и экспериментальные исследования [3], дробовой шум реального катода в ряде случаев описывается выражением, отличным от формулы Шоттки, и характеризуется аномально высоким уровнем.

В связи с этим возникает необходимость провести соответствующий вывод без использования формулы Шоттки и получить такое выражение для спектральной плотности флуктуаций центра тяжести пучка, которое соответствовало бы произвольному закону распределения эмиссионной

способности вдоль поверхности катода. Такой вывод можно выполнить на основе методики, использующей нетрадиционный подход, изложенный в [4].

Для описания поперечных флуктуаций пучка на ленточном катоде направим ось y вдоль его поверхности, перпендикулярно соответствующим границам. Как и в работе [1], под координатой y центра тяжести электронного пучка будем понимать среднее значение координат Y точек вылета электронов, эмитированных катодом за физически бесконечно малый интервал времени.

Таким образом, непрерывная функция времени $y(t)$, являющаяся одной из основных характеристик пучка в рамках гидродинамического приближения, фактически получается методом "мгновенного усреднения" Рэка [4] из решетчатой функции $Y(t)$, определенной лишь в те моменты времени, когда происходит испускание отдельных электронов. Функция $Y(t)$ характеризует дискретную модель пучка.

Указанный метод расчета позволяет определить выражение для спектральной плотности флуктуаций, справедливое для той области частот, которая характеризуется равномерным спектром и имеет ширину, обратно пропорциональную времени мгновенного усреднения [4].

Для указанной области частот флуктуации $y(t)$ можно условно считать белым шумом (дельта-коррелированным случайным процессом) и автокорреляционную функцию смещения $y(t)$ записать так:

$$R_y(\tau) = R_0 \delta(\tau), \quad (1)$$

где R_0 - постоянная величина; $\delta(\tau)$ - дельта-функция Дирака.

Используя (1) и соотношения Хинчина - Винера, получим выражение для спектральной плотности флуктуации $S_y(\omega)$ (ω - круговая частота) поперечных смещений:

$$S_y(\omega) = \frac{R_0}{2\pi} \quad (2)$$

Для нахождения постоянной R_0 воспользуемся принципом физического соответствия дискретной и гидродинамической моделей пучка [4]. Введем в рассмотрение такую вспомогательную величину, которую можно физически обоснованно определить на основе как дискретных, так и гидродинамических представлений о пучке. В качестве такой величины можно взять среднее за время T значение смещения электронного пучка $y^T(t)$ (здесь T - произвольный, но конечный интервал времени). В рамках гидродинамического приближения величина $y^T(t)$ будет иметь вид

$$y^T(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} y(t) dt \quad (3)$$

Для дискретной модели пучка e_e , очевидно, можно определить следующим выражением:

$$y^T(t) = \frac{Y_k + Y_{k+1} + \dots + Y_{k+n}}{n} \quad (4)$$

где Y_k - координата точки вылета k -го электрона; n - число электронов, испущенных за время T .

Определив математические ожидания выражений (3) и (4) и приравняв их, получим

$$M\{y^T(t)\} = M\{y\} = M\{Y(t)\}.$$

Здесь M - символ взятия математического ожидания.

Найденная на основе уравнения (3) дисперсия

$$D\{y^T(t)\} = \frac{R_0}{T} \quad (5)$$

При нахождении дисперсии этой же величины в рамках дискретной модели учтем, что $Y_k, Y_{k+1}, \dots, Y_{k+n}$ - независимые случайные величины. Кроме того, величину n в выражении (4) без большой ошибки можно заменить на ее среднее значение \bar{n} [4]. Тогда дисперсия $D\{y^T(t)\}$ запишется так:

$$D\{y^T(t)\} = \frac{D\{Y\}}{\bar{n}} \quad (6)$$

где $D\{Y\}$ - дисперсия координаты точки вылета отдельного электрона.

Приравнивая правые части выражений (5) и (6), получаем

$$R_0 = \frac{T}{\bar{n}} D\{Y\} \quad (7)$$

Умножив числитель и знаменатель правой части выражения (7) на заряд электрона e и подставив это выражение в соотношение (2), получаем связь спектральной плотности флуктуаций $S_y(\omega)$ с дисперсией $D\{Y\}$ электронной координаты:

$$S_y(\omega) = \frac{eD\{Y\}}{2\pi I_0} \quad (8)$$

где $I_0 = e\bar{n}/T$ - математическое ожидание тока (постоянная составляющая тока).

При выводе выражения (8) не накладывалось никаких ограничений на спектр флуктуаций тока или на закон распределения случайной координаты Y , что придает [8] общий характер по сравнению с соотношением, полученным в [1]. По этой причине оно применимо для описания и однородного, и неоднородного катодов.

Если катод однородный, то плотность распределения электронной координаты $f(Y)$ описывается равномерным законом:

$$f(Y) = \begin{cases} 1/\ell, & |Y| \leq \ell/2, \\ 0, & |Y| > \ell/2, \end{cases}$$

где ℓ - ширина катода в направлении оси Y . В этом случае

$$D\{Y\} = \frac{\ell^2}{12} \quad (9)$$

Подстановка (9) в (8) дает известный классический результат [1] для спектральной плотности флуктуации поперечных смещений пучка на однородном катоде:

$$S_y(\omega) = \frac{e\ell^2}{24\pi I_0}$$

Простота проведенных выкладок определяет обоснованность применения изложенной методики для расчёта спектров флуктуаций положения луча в любом случае независимо от однородности эмиттера.

Библиографический список

1. Van Duzer T. // IEEE Trans. 1963. Vol. ED-10, N. 6.
2. Трубецков Д.И., Шараевский Ю.П., Шевчик В.Н. // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. М., 1970. Вып. 10(204).
3. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров. Саратов, 1983.
4. Голубенцев А.Ф. // Вопросы электронной техники. Саратов, 1971. Вып. 2.

THE CALCULATION TECHNIQUE OF TRANSVERSAL DISPLACEMENTS FUCTUATIONS SPECTRUM OF ELECTRON BEAM ON THE CATHODE (COMMON CASE)

A.S. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

The method and results of calculation of the electron beam transversal displacements (position) fluctuation's spectral density on a surface both homogeneous, and inhomogeneous emitters are represented.

ОБ ИНТЕРВАЛЬНЫХ ОЦЕНКАХ ПАРАМЕТРОВ В ЗАДАЧЕ БЮФФОНА

А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Обсуждаются вопросы корректного задания объема выборки и определения доверительных интервалов при статистическом моделировании на примере задачи Бюффона.

1. Задача Бюффона – исторически первый “полигон” для метода Монте-Карло

Среди материалов европейского научного бестселлера XVIII–XIX вв. – “Естественной истории” Жоржа Луи Леклера де Бюффона – есть и одна математическая изюминка, которая как “задача Бюффона об игле” вошла едва ли не во все учебники по теории вероятностей. В ней предлагается найти вероятность пересечения p наугад брошенной иглы с линиями разграфленной плоскости. Если игла имеет длину $2l$, а расстояние между параллельными линиями решетки равно $2a$, классическая формула Бюффона имеет вид

$$p = \frac{2l}{\pi a} \quad (1)$$

Без преувеличения можно сказать, что эта задача стала первым “полигоном” для метода, который впоследствии назовут методом статистических испытаний (Монте-Карло): несколько десятилетий математики из натуральных экспериментов (т.е. многократно повторяя броски иглы!) пытались оценить значение числа π , которое присутствует в решении задачи (1). В [1–5] приведены таблицы этих экспериментов за 1850–1960 гг. Конечно, научная значимость подобных опытов, если она и была, осталась в далеком прошлом, но методическая ценность задачи моделирования (сейчас уже компьютерного) бюффовского процесса весьма высока, поскольку эта задача удивительно наглядно позволяет продемонстрировать методологию современного метода статистических испытаний.

В частности, на примере задачи Бюффона весьма поучительно рассмотреть методику определения (по данным моделирования) доверительных интервалов, с заданной надежностью (вероятностью) содержащих истинное значение искомого параметра, в данном случае числа π .

В табл. 1 приведены сведения о некоторых опытах по оценке числа π , начиная с серии испытаний из 5000 бросков, проведенных в 1850 г. Вольфом в Цюрихе ($l = 36$ мм, $a = 45$ мм, $l/a = 0.8$). Все они поражают точностью полученных результатов. Но вот, например, как они интерпретируются в [2]: “Превосходные результаты в основном обязаны искусной остановке опытов в наиболее благоприятный момент вместе с большой удачей в случае Лаззерини, когда оценкой числа π оказалось $355/113$, хорошо известное приближение к π , открытое Цу - Чунгши. Если бы точное значение π было бы неизвестно до эксперимента ... остановка в благоприятный момент не могла быть использована”.

Таблица 1

Оценка числа π в опытах по Бюффону

Автор, год	l/a	Число бросков	Число пересечений	Оценка для π
Вольф, 1850	0.8	5000	2532	3.1596
Смит, 1855	0.6	3204	1218.5	3.1553
Де Морган, 1860	1.0	600	382.5	3.137
Фокс, 1884	0.75	1030	489	3.1595
Лаззерини, 1901	0.8(3)	3408	1808	3.1415929
Рейна, 1925	0.5419	2520	859	3.1795
Гриджеман, 1960	0.7657	2	1	3.143

Подход к оценке π на основе “искусной остановки” опытов весьма уязвим и с позиций математической статистики.

Во-первых, результаты проделанных экспериментов дают лишь точечные оценки для π , в силу чего они, как справедливо замечает Гриджеман [1], “слишком хороши, чтобы заслуживать доверия”.

Во-вторых, полноценный статистический анализ предполагает получение из результатов эксперимента не только точечных, но и интервальных оценок, заключающих с заданным уровнем надежности искомое значение параметра. По выкладкам, приведенным ниже, для оценки с вероятностью $\gamma = 0.95$ значения π с d точными знаками необходимо осуществить примерно $90 \cdot 10^{2d}$ бросков (для $a=1$), что значительно больше того количества бросков, которого достигали экспериментаторы.

В-третьих, формулы расчета точечных и интервальных оценок зависят от априорно выбираемых вероятностных условий проведения опытов.

“Чувствительность” к геометрическим параметрам – шагу решетки и длине иглы – придает формуле Бюффона современное “звучание”. В последние годы задача Бюффона (впрочем, ее даже стали уважительно именовать теоремой!) превратилась в один из краеугольных камней теории конструирования устройств по распознаванию образов [6].

2. Доверительные интервалы в задаче Бюффона

Если каждый бросок проводится в идентичных (в вероятностном смысле) условиях, а его результат (пересечение – непересечение) не зависит от исхода предыдущих испытаний, то процесс бросания иглы можно рассматривать как частный случай вероятностной схемы, называемой испытаниями Бернулли. В рамках этой схемы можно определить вероятностные характеристики несмещенных оценок для вероятности пересечения p и числа π в задаче Бюффона – случайных величин:

$$P^* = \frac{B}{n}, \quad \Pi^* = \frac{2l}{P^* a}, \quad (2)$$

где n – общее число бросков; B – число пересечений.

Для больших значений n выражения для доверительных пределов вероятности пересечения имеют вид [7]

$$P_{1,2} = P^* \mp u_{1-\gamma/2} \sqrt{\frac{P^*(1-P^*)}{n}}, \quad (3)$$

где $u_{1-\gamma/2}$ – квантиль стандартного нормального распределения уровня $1-\gamma/2$.

Знание (3) позволяет определить и границы доверительного интервала для числа π :

$$\Pi_{1,2} = \frac{2l}{aP_{1,2}}, \quad (4)$$

так что ширина этого интервала может быть оценена как

$$\Delta_{1-\gamma}^{(\pi)} = \Pi_2 - \Pi_1 = \frac{2l}{a} \left(\frac{1}{P_1} - \frac{1}{P_2} \right) \approx \approx 2u_{1-\gamma/2} \frac{\pi}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{\pi a}{2l} - 1}. \quad (5)$$

Пользуясь (3) – (5), рассчитаем доверительные интервалы для π , которые соответствуют данным из табл. 1, и запишем их в табл. 2.

Полученные данные о размерах доверительных интервалов показывают, что объемы проводившихся испытаний с высокой степенью надежности (0.95 и 0.99) гарантируют точность оценки π лишь с одним (!) знаком после запятой. Поэтому нет никаких оснований для опровержения скептической оценки Гриджеманом достоверности натуральных экспериментов, отраженных в табл. 1. Как получить удивительно точный результат посредством задания “специальных” условий при бросании (действительном или мнимом), Гриджеман наглядно продемонстрировал. Выбрав параметр $l/a=0.7857$ и проведя всего лишь два (!) броска, при наличии одного пересечения можно получить оценку $\pi \approx 3.143!$

Однако при повторении “серии” опытов из двух бросков нет никакой страховки от получения нулевого пересечения или двукратного. Окончательно все встает на свои места, если рассчитать доверительные интервалы для такого опыта. Воспользовавшись формулами, пригодными для расчета доверительных пределов при малом числе бросков [8], найдем, что с вероятностью 0.95 значению π в показателем примере Гриджемана отвечает доверительный интервал с границами $\Pi_1=1.59$ и $\Pi_2=124.9!$

Таблица 2
Доверительные интервалы в опыте Бюффона

Автор	$1-\gamma$	P^*	Π^*	Π_1	Π_2	$\Delta_{1-\gamma}^{(\pi)}$
Вольф	0.50	0.5064	3.160	3.130	3.189	0.059
	0.95			3.075	3.248	0.173
	0.99			3.049	3.279	0.230
Смит	0.50	0.3803	3.155	3.108	3.204	0.095
	0.95			3.022	3.301	0.279
	0.99			2.981	3.352	0.371
Де Морган	0.50	0.6375	3.137	3.074	3.203	0.129
	0.95			2.959	3.339	0.380
	0.99			2.905	3.410	0.505
Фокс	0.50	0.4748	3.160	3.092	3.230	0.139
	0.95			2.969	3.376	0.408
	0.99			2.911	3.454	0.542
Лаззерини	0.50	0.5305	3.14159	3.108	3.176	0.068
	0.95			3.045	3.244	0.199
	0.99			3.015	3.279	0.264
Рейна	0.50	0.3409	3.180	3.122	3.240	0.118
	0.95			3.016	3.362	0.346
	0.99			2.9966	3.426	0.460

Представляет интерес оценка количества бросков, необходимого для получения (с надежностью $1-\gamma$) оценки числа π с точностью до d знаков после запятой. На основании формулы (5) ширина доверительного интервала для π будет иметь порядок $\Delta_{1-\gamma}^{(\pi)} = 10^{-d}$ при значении бросков

$$n \approx 4 \cdot u_{1-\gamma/2}^2 \cdot \pi^2 \left(\frac{\pi a}{2l} - 1 \right) \cdot 10^{2d} \approx 10^{2d+2},$$

если взять $l = a$ и $1-\gamma = 0.95$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект №2.1 – 696.03)

Библиографический список

- Gridgeman N.T. // Scripta Mathematica. 1960. Vol. 25. P.183.
- Кендал М., Моран П. Геометрические вероятности. М., 1972.
- Борель Эм., Дельтейль Р., Юрон Р. Вероятности, ошибки. М., 1972.
- Гихман И.И., Скороход А.В., Ядренко М.И. Теория вероятностей и математическая статистика. Киев, 1979.
- Иванова В.М. Случайные числа и их применение. М., 1984.
- Федотов Н.Г. Методы стохастической геометрии в распознавании образов. М., 1989.
- Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М., 1969.
- Ллойд Д.К., Липов М. Надежность. М., 1964.

THE INTERVAL ESTIMATIONS OF PARAMETERS FOR THE BUFFON'S PROBLEM

A.F. Golubentsev, V.M. Anikin

Saratov State University, Saratov

The correct confidence intervals are obtained for the Buffon's needle problem. Some experimental results are critically analyzed.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПОЛУЧЕНИЯ ЗАКОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУАССОНА

А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Методически обосновывается простой способ вывода закона распределения Пуассона. Метод основан на использовании экспоненциального распределения интервала времени между моментами появления двух последовательных событий.

Пуассоновский поток событий находит широкое применение при математическом моделировании флуктуационных процессов. При его статистическом описании используются две случайные величины: $n(t)$ – число случайных событий, происходящих за время t ; τ – интервал времени между двумя последовательными моментами реализации событий. При изложении общего курса физики, специальных курсов по прикладным проблемам теории шумов и флуктуаций и в научно-исследовательской работе широко используются оба способа описания потока, а также его "временная" или "пространственная" модели.

Как известно [1], Пуассоновскому закону распределения дискретной случайной величины $n(t)$,

$$P_n(t) = \frac{(\lambda t)^n}{n!} e^{-\lambda t}, \quad (1)$$

соответствует экспоненциальная плотность распределения непрерывной случайной величины τ :

$$f(\tau) = \begin{cases} \lambda e^{-\lambda \tau} & \text{при } \tau \geq 0, \\ 0 & \text{при } \tau < 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $P_n(t)$ – вероятность того, что за время t произойдет n событий; λ – параметр интенсивности потока, равный среднему числу событий, происходящих в единицу времени.

Классический вывод закона (1) довольно сложен и требует значительных затрат времени при его изложении. Он основывается на свойствах Пуассоновского потока – стационарности, отсутствии последствия и ординарности – и связан с составлением дифференциального уравнения (рекуррентного соотношения), решение которого (например, методом производящей функции) является достаточно трудоемким.

Вывод распределения (2) (любым способом, в том числе приведенным в [2]) значительно проще и короче. Поэтому получение системы законов (1), (2)

методически целесообразно начинать с определения плотности распределения (2). Используя найденное выражение для $f(\tau)$, вывод закона Пуассона можно сделать более простым и коротким. Для этого достаточно воспользоваться следующим методом.

Будем считать, что экспоненциальный закон (2) распределения интервала времени τ известен. Тогда вероятность $P_0(t)$ того, что за время t не произойдет ни одного события, равная $P(\tau > t)$ (здесь $P(\tau > t)$ – вероятность события, указанного в круглой скобке), составит

$$P_0(t) = \int_t^{\infty} \lambda e^{-\lambda \tau} d\tau = e^{-\lambda t}. \quad (3)$$

Согласно следствию из теоремы сложения вероятностей, искомая функция $P_n(t)$ должна удовлетворять условию [1]

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n(t) = 1. \quad (4)$$

Разделив выражение (4) на (3), получим

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_n(t)}{P_0(t)} = e^{\lambda t}. \quad (5)$$

Разложим правую часть соотношения (5) в ряд Маклорена по степеням λt :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_n(t)}{P_0(t)} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\lambda t)^n}{n!},$$

и приравняем члены с одинаковыми значениями n в левой и правой частях получившегося равенства. Тогда

$$P_n(t) = P_0(t) \frac{(\lambda t)^n}{n!}. \quad (6)$$

Подстановка в (6) выражения (3) для $P_0(t)$ приводит к закону Пуассона (1).

Библиографический список

1. Гнеденко Б.В. Курс теории вероятностей. М., 1965.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М., 1975. Т. 2.

ABOUT ONE METHOD OF THE POISSON'S DISTRIBUTION LAW DERIVING

A.S. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

Simple way of the Poisson's distribution law deriving is methodically justified. The method is based on use of an exponential distribution of the time interval between moments of two sequential events.

АНГАРМОНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР В ОБЩЕМ КУРСЕ ФИЗИКИ

В.В. Машников, А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Для решения уравнения движения ангармонического осциллятора использован метод последовательных приближений с разложением синуса в ряд по функциям Бесселя. Получены соотношения для частот и амплитуд гармонических составляющих.

Модель осциллятора весьма распространена в классической и квантовой физике при исследовании колебательных процессов [1, 2]. Дифференциальное уравнение движения осциллятора имеет вид

$$\theta'' + \omega_0^2 \sin \theta = 0, \quad (1)$$

где θ - периодически изменяющийся во времени параметр осциллятора; ω_0 - циклическая частота собственных колебаний осциллятора

Обычным приемом решения (1) при немалых значениях θ является разложение $\sin \theta$ в степенной ряд:

$$\sin \theta = \theta - A^3/6 + \dots \quad (2)$$

Ограничиваясь двумя первыми членами ряда (2), получают уравнение движения ангармонического осциллятора в виде

$$\theta'' + \omega_0^2 A - \omega_0^2 A^3/6 = 0. \quad (3)$$

"Основываясь на догадках" [1], решение (3) ищется как

$$\theta = \theta_0 \sin \omega t + \xi A_0 \sin 3 \omega t. \quad (4)$$

К недостаткам этого метода следует отнести его математическую громоздкость, некоторую "подгонку" решения под предполагаемое, так как приходится отбрасывать при подстановке (4) в (3) некоторые члены не только из-за их малости, но и потому, что их наличие вообще не позволяет получить даже приближенного аналитического решения. Все это делает такой метод не убедительным для студентов первого курса.

Ниже предлагается для решения (1) метод последовательных приближений.

Первое (нулевое) приближение - это решение уравнения движения гармонического осциллятора при значениях $A \ll 1$ таких, что $\sin \theta \approx \theta$:

$$\theta_1 = \theta_0 \sin(\omega t + \varphi_0). \quad (5)$$

Амплитуда гармонического колебания θ_0 и начальная фаза φ_0 находятся из начальных условий, $\omega = \omega_0$. Считаем поэтому θ_0 известной величиной, полагаем $\varphi_0 = 0$.

Вторым приближением считаем решение уравнения

$$\theta'' + \omega_0^2 \sin \theta_1 = 0. \quad (6)$$

Преобразуем (6), воспользовавшись известным соотношением [3]:

$$\sin(\theta_0 \sin \omega t) = 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p-1}(\theta_0) \sin(2p-1)\omega t,$$

где $J_{2p-1}(\theta_0)$ - функция Бесселя порядка $2p-1$. Это - табулированная функция [3].

При известной амплитуде колебаний коэффициенты при $\sin(2p-1)$ есть числа. Обозначим их через A_{2p-1} , тогда уравнение (6) примет вид:

$$\theta'' + \omega_0^2 \sum_{p=1}^{\infty} A_{2p-1} \sin(2p-1)\omega t = 0. \quad (7)$$

Можно в (7) ограничиться любым числом слагаемых, так как значения функций Бесселя быстро уменьшаются с ростом их порядка. Студенты-физики к моменту изучения колебаний уже владеют операциями с рядами, поэтому можно искать решение (7) и в виде ряда:

$$\theta_2 = \sum_{p=1}^{\infty} \theta_{0,2p-1} \sin(2p-1)\omega t \quad (8)$$

Подставляя (8) в уравнение (7), найдя предварительно значение θ_2 , получим

$$\sum_{p=1}^{\infty} \theta_{0,2p-1} (2p-1)^2 \omega^2 \sin(2p-1)\omega t + \omega_0^2 \sum_{p=1}^{\infty} A_{2p-1} \sin(2p-1)\omega t = 0. \quad (9)$$

Чтобы уравнение (9) имело место при любом значении t , необходимо, чтобы коэффициенты при синусах одинаковых аргументов были равны. Тогда получим:

при $p=1$ - первая гармоника

$$\theta_{01} \omega^2 = 2\omega_0^2 J_1(\theta_0),$$

при $p=2$ - третья гармоника

$$9\theta_{03} \omega^2 = 2\omega_0^2 J_3(\theta_0),$$

при $p=3$ - пятая гармоника

$$25\theta_{05} \omega^2 = 2\omega_0^2 J_5(\theta_0) \text{ и т.д.}$$

Теперь можно определить частоты и амплитуды первых трех гармоник:

$$\begin{aligned} \omega^2/\omega_0^2 &= 2(J_1(\theta_0))/\theta_{01}, \\ \theta_{01} &\equiv \theta_0, \\ \theta_{03} &= 2/9 (\omega_0^2/\omega^2) J_3(\theta_0), \\ \theta_{05} &= 2/25 (\omega_0^2/\omega^2) J_5(\theta_0). \end{aligned} \quad (10)$$

Из (10) следует, что частота ангармонического осциллятора зависит от амплитуды.

В спектре колебаний появляются высшие гармоники. При $\theta_0 \ll 1$ $\omega / \omega_0 \rightarrow 1$, а $\theta_{03}, \theta_{05} \rightarrow 0$ и ангармонические колебания переходят в гармонические.

Предлагаемый метод исследования ангармонического осциллятора представляется более последовательным и наглядным и может оказаться полезным для студентов физического факультета.

Библиографический список

1. Киттель Ч., Найт У., Рудерман М. Механика. М., 1971.
2. Спроул Р. Современная физика. М., 1961.
3. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1977.

ANHARMONIC OSCILLATOR IN THE GENERAL COURSE OF PHYSICS

V.V. Mashnikov, A.S. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

To solve the enharmonic oscillator movement equation it is used the method of successive approximations with expansion of sine in a series on cylindrical functions. The relations for frequencies and amplitudes harmonic components are obtained.

УДК 530.1

ВТОРОЙ ЗАКОН НЬЮТОНА В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

А.А. Скапцов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предлагается излагать второй закон Ньютона как обобщение закона равноускоренного движения Галилея, обращая внимание на то, что последний является точным для любых бесконечно малых перемещений. Приведена простая математическая схема такого обобщения.

Введение

Законы Ньютона излагаются в курсе общей физики для вузов в форме аксиом, экспериментально демонстрируя их справедливость в опытах с движущимися телами [1-4]. При этом, как правило, используется тот же самый набор опытов, который использовал еще Галилео Галилей для обоснования открытого им закона равноускоренного движения.

Для того чтобы не смущать студентов тем обстоятельством, что одинаковые по сути опыты используются для обоснования двух различных законов движения (второго закона Ньютона и закона равноускоренного движения), изложение второго закона Ньютона не связывают с обобщением закона движения Галилея.

В то же время известно, что сам Ньютон называл сформулированные им законы движения законами, открытыми Галилеем ("Пользуясь первыми двумя законами и первыми двумя следствиями, Галилей нашел, что падение тел пропорционально квадрату времени и что движение брошенных тел происходит по параболе; это подтверждается опытом..." [5, с.50]).

В связи с этим у студентов обычно складывается не полное представление о том, каким образом Ньютон пришел к своей знаменитой формулировке основного закона движения в форме

$$dp = F \cdot dt, \quad (1)$$

где p – импульс материальной точки; F – сила, действующая на материальную точку; t – время.

В данной статье предлагается рассматривать второй закон Ньютона как обобщение не только

опытных фактов, но и как обобщение закона равноускоренного движения Галилея, обращая внимание студентов на то, что, согласно предположению Ньютона, любое движение материальной точки является равноускоренным в пределах бесконечно малых перемещений (X лемма [5, с.62]: "Пространства, описываемые телом, находящимся под действием какой-либо конечной силы, будет ли эта сила постоянная, или же она будет непрерывно увеличиваться или уменьшаться, при самом начале движения пропорциональны квадратам времен их описания").

Именно введение Ньютоном нового понятия бесконечно малых величин (флюксий) и является тем решающим звеном в обоснование закона движения для произвольных (конечных) перемещений, которое позволяет с полной уверенностью называть этот закон вторым законом Ньютона.

Последовательное проведение подобного подхода требует предварительного введения понятия непрерывности пространства и, как следствие этого, обоснования понятия непрерывности движения.

Таким образом, изложение второго закона Ньютона следует начинать с рассмотрения понятий "непрерывное движение" (непрерывность времени) и "непрерывное пространство", что позволяет дать определения мгновенной скорости v и импульса p , силы F и ускорения α . Затем, как обычно, на основании опытов Галилея формулируется независимость ускорения материальной точки α в поле силы тяжести от ее массы m :

$$\alpha = F/m, \quad (2)$$

а также закон равноускоренного движения Галилея

$$\Delta v = \alpha \Delta t, \quad (3)$$

который для конечных перемещений записывается как

$$\Delta v = \alpha \Delta t = (F/m)\Delta t.$$

Далее вводится ньютоновское понятие силы как причины изменения импульса (а не скорости) на конечную величину Δp (По Ньютону второй закон движения: "Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует." [5, с.40]). Это позволяет записать закон Галилея в виде

$$\Delta p = \Delta(mv) = F\Delta t.$$

Наконец, используя лемму X Ньютона [5, с.62] и переходя в законе Галилея к бесконечно малым перемещениям за бесконечно малое время dt , в течение которого тело движется под действием постоянной (мгновенной) силы, убеждаемся в том, что основной закон движения совпадает с (1).

Движение и пространство

Механическое движение, рассматриваем ли мы его как прерывистое или непрерывное явление природы, происходит в пространстве. Оно сводится к тому, что материальная точка в некоторый момент времени t_1 исчезает в одном месте пространства (точке P_1) и, спустя конечный промежуток времени Δt , появляется в другом месте пространства (точке P_2 , на конечном расстоянии от P_1) в момент времени t_2 . Еще Зенон указал на два противоречия, присущих всякому движению.

Первое сводится к тому, что если считать пространство непрерывным, то, по Зенону, движение тела из P_1 в P_2 может произойти только через точки, лежащие между ними. Тело должно находиться в каждой из них (т. е. занимать каждое такое место пространства) в течение какого-то конечного промежутка времени. Таких точек бесконечно много, и поэтому полное время перемещения будет бесконечным. Это означает, что движение в непрерывном пространстве существовать не может.

Второе противоречие имеет отношение к модели прерывистого пространства. Пусть между любыми точками пространства нет бесконечного числа промежуточных точек (пространство прерывистое). Тогда первое тело (Ахилл), начав движение со скоростью v_1 из P_1 , никогда не догонит второе тело (черепаха), одновременно с ним стартующее из P_2 с меньшей, чем v_1 , скоростью v_2 . Действительно, первое тело достигнет места, где было второе тело, только через конечный промежуток времени. Этого времени достаточно, чтобы второе тело сдвинулось на конечное расстояние в новое положение, сохраняя конечное расстояние между телами. Понятно, что даже бесконечного повторения такого процесса недостаточно для совмещения двух тел в одном месте пространства.

Причина подобных противоречий в том, что в обоих случаях промежуток времени Δt движения от точки к точке считается конечным.

Ньютон был первым, кто наряду с понятием "непрерывное пространство" ввел новое понятие "непрерывное время" с бесконечно малым промежутком времени движения dt (флюксия или дифференциал времени).

Постулат о непрерывности движения сводится к тому, что тело может занимать каждую точку пространства (покоиться в ней) в течение бесконечно малого времени dt . Это позволяет избежать противоречий, указанных Зеноном, поскольку конечное время движения Δt теперь складывается из бесконечно многих по числу, но бесконечно малых по величине промежутков времени dt .

Скорость и импульс

Интуитивное понятие мгновенной скорости, которым пользовался Галилей, как "максимальной степени скорости, приобретенной к мгновению D времени AD..." [6, с.250], было известно еще Зенону. Галилей был первым, кто обосновал математический закон для определения скорости в заданный момент времени для движений под действием постоянной силы – закон равноускоренного движения (3). Согласно (3), скорость определялась путем введения новой физической величины – ускорения α , значение которого определялось по (2) делением силы F на массу m (Галилей пишет: "Тяжестью мы называем естественное стремление к движению вниз, вызываемое в тяжелых телах большим или меньшим количеством материи, из которой они состоят" [6, с.10]).

Хотя Галилей и обнаружил, что ускорение силы тяжести не зависит от массы тела, он не смог распространить этот факт на скорость.

Геометрическое, а не физическое понятие скорости принадлежит Ньютону, который первым стал применять геометрическое определение скорости как отношение dr к dt , где r – перемещение. Согласно Ньютону, физической величиной, определяющей движение, является не скорость или ускорение, а импульс $p = mv$. Это утверждение не имеет логического обоснования и полностью определяется выводами, вытекающими из наблюдений за соударением шаров разной массы (Ньютон пишет: "Полное количество движения, рассчитываемое взяв сумму количества движения, когда они направлены в одну сторону, и разность, когда они направлены в стороны противоположные, никогда не изменяется от удара при встрече тел" [5, с.53]).

Сила и ускорение

Принято считать, что причина движения есть результат действия силы или сил (Аристотель пишет: "Движущееся тело останавливается, когда сила, его толкающая, перестает действовать" [7, с.30]).

Ошибочность такого утверждения доказал Галилей: "... степень скорости, обнаруживаемая телом, нерушимо лежит в самой его природе, в то время как причины ускорения или замедления являются внешними... движение по горизонтали является вечным, ибо если оно является равномерным, то оно ничем не ослабляется, не замедляется и не уничтожается" [6, с.282].

Галилей впервые связал понятие силы с изменением равномерного движения или покоя: сила задает ускорения тел обратно пропорционально их массам. В то же время происхождение и место "расположения" сил трактовалось им в духе Аристотеля, который утверждал, что "тела, имеющие большую силу тяжести или легкости и одинаковую фигуру, скорее проходят равное пространство в том отношении, в каком указанные величины находятся друг к другу. В наполненной среде это происходит по необходимости, так как большее будет скорее разделять ее своей силой. Ведь разделение производится или фигурой, или силой движения, которую имеет несущееся или брошенное тело" [8, с.12].

Например, Галилей пишет: "Среди великих людей, рассуждавших об этом поразительном явлении природы (приливах), более других удивляет меня Кеплер, который, обладая умом свободным и острым и будучи хорошо знаком с движениями, приписываемыми Земле, допускал особую власть Луны над водой, сокровенные свойства и тому подобные ребячества" [9, с.50].

Понимание силы, как физической величины, не связанной с телами, ввел Ньютон: "Приложенная сила есть действие, производимое над телом, чтобы изменить его состояние покоя или равномерного прямолинейного движения. Сила проявляется единственно только в действии, и по прекращении действия в теле не остается. Тело продолжает затем удерживать свое новое состояние вследствие одной только инерции. Происхождение приложенной силы может быть различное: от удара, от давления, от центростремительной силы" [5, с.26].

Такое понимание - следствие ньютоновой теории бесконечно малых величин, согласно которой ускорение есть dv/dt , а сила, по Галилею, определяется как (2).

Второй закон Ньютона

Обоснование второго закона Ньютона, помимо экспериментальных демонстраций, возможно, если

исходить из закона равноускоренного движения Галилея, применяя его следующим образом.

Разобьем траекторию движения материальной точки на совокупность конечных перемещений Δr аналогично тому, как это делается при определении понятия мгновенной скорости. В среднем можно считать, что движение в пределах каждого перемещения происходит под действием постоянной силы, т. е. равноускоренно. Обозначая средние значения как $\langle \dots \rangle$, будем иметь

$$v = v_0 + \langle \alpha \rangle (t - t_0). \quad (4)$$

Подставляя в (4) выражение для α из (2), получим

$$v = v_0 + \langle F \rangle / m (t - t_0). \quad (5)$$

Преобразуем (5) так, чтобы оно удовлетворяло экспериментальным фактам, а именно: сила изменяет движение тела в зависимости от его импульса, а не скорости:

$$mv = mv_0 + \langle F \rangle (t - t_0),$$

или

$$p = p_0 + \langle F \rangle (t - t_0). \quad (6)$$

Перепишем (6) как разность импульсов:

$$p - p_0 = \Delta p = \langle F \rangle \Delta t,$$

или

$$\Delta p = \langle F \rangle \Delta t. \quad (7)$$

Выражение (7) - это уравнение движения материальной точки под действием постоянной силы $\langle F \rangle$ на участке траектории с перемещением Δr за конечный промежуток времени Δt .

Переходя в (7) к пределу бесконечно малого времени перемещения: $\Delta t \rightarrow dt$, $\langle F \rangle \rightarrow F$, получим второй закон Ньютона (1).

Заключение

Предложенный подход к изложению второго закона Ньютона позволяет более последовательно объяснить происхождение и особенности законов движения, изучаемых в рамках курса по общей физике в вузах.

Библиографический список

1. Савельев И.В. Курс физики. М., 1970. Ч.1.
2. Савельев И.В. Курс физики. М., 1989. Т.1.
3. Кипгтель Ч., Найт У., Рудерман М. Механика. М., 1971.
4. Herrmann F., Mehlbauer T. // Am. J. Phys. 1983. Vol.51, N. 4.
5. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. М., 1989.
6. Галилей Г. Избранные сочинения: В 2 т. М., 1964. Т.2.
7. Эйнштейн А., Инфельд Л. Эволюция физики. М., 1948.
8. Голин Г.М., Филонович С.Р. Классики физической науки: Справ. пособие. М., 1989.
9. Гундикин С.Г. Рассказы о физиках и математиках. М., 1985.

THE SECOND NEWTON LAW IN GENERAL PHYSICS COURSE

A.A. Scaptzov

Saratov State University, Saratov

It is offered to state the second Newton law as generalisation of the Galilei law of uniformly accelerated movement, paying attention that last is exact for any indefinitely small transitions. The simple mathematical scheme of such generalisation is reduced.

МЕТОДИКА РАСЧЁТА СПЕКТРА ФЛУКТУАЦИЙ ПОПЕРЕЧНОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА КАТОДЕ (ОБЩИЙ СЛУЧАЙ)

А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Представлена методика и результаты расчёта спектральной плотности флуктуаций поперечной скорости электронного пучка на поверхности как однородных, так и неоднородных эмиттеров.

Проблема флуктуаций электронного пучка на неоднородном эмиттере занимает важное место в специальных курсах по прикладным проблемам теории шумов. Классические методы расчёта спектров флуктуаций фактор неоднородности реального эмиттера не учитывают [1]. В частности, это относится к определению спектральной плотности $S_v(\omega)$ (ω – круговая частота) флуктуаций поперечной скорости электронного пучка на катоде. В данной работе развивается методика и излагаются результаты решения указанной задачи, основанные на нетрадиционном подходе [2] и справедливые как для однородного, так и для неоднородного катода, т. е. имеющие более общий характер, чем полученные ранее [1].

Будем считать, что поперечная скорость электронного пучка $v(t)$ определяется методом «мгновенного усреднения» Рэка [2], т.е. представляет собой среднее значение поперечной скорости электронов, эмитированных катодом за физически бесконечно малый промежуток времени. Если выражение для $S_v(\omega)$ определяется для области равномерного спектра флуктуаций, то автокорреляционную функцию скорости $R_v(\tau)$ можно представить так:

$$R_v(\tau) = R_0 \delta(\tau), \quad (1)$$

где R_0 – постоянная величина; $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака; τ – интервал времени. Подстановка (1) в соотношение Хинчина – Винера даёт

$$S_v(\omega) = \frac{R_0}{2\pi}. \quad (2)$$

Для нахождения постоянной R_0 введём в рассмотрение среднюю за время T скорость электронного пучка $v^T(t)$ (T – произвольный, но конечный интервал времени). Эта функция замечательна тем, что она может быть физически обоснованно записана через характеристики как непрерывной (гидродинамической), так и дискретной моделей электронного пучка:

$$v^T(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} v(t) dt, \quad (3)$$

$$v^T(t) = \frac{u_k + u_{k+1} + \dots + u_{k+n}}{n}, \quad (4)$$

где n – число электронов, испущенных за время T ; u_k – поперечные скорости электронов, эмитируемых на интервале времени T .

Найденная на основе (3) дисперсия

$$D\{v^T(t)\} = \frac{R_0}{T}. \quad (5)$$

Если T , а следовательно, и n достаточно велики, то, согласно [1], при нахождении дисперсии скорости $v^T(t)$, определяемой выражением (4), случайную величину n в указанном соотношении без большой ошибки можно заменить её средним значением \bar{n} . Тогда дисперсия $D\{v^T(t)\}$, найденная на основе (4), будет выражена формулой

$$D\{v^T(t)\} = \frac{D(u)}{\bar{n}}, \quad (6)$$

где $D\{u\} = D\{u_k\} = D\{u_{k+1}\} = \dots = D\{u_n\}$ – дисперсия поперечной скорости произвольного электрона. Приравняв правые части выражений (5) и (6), найдём

$$R_0 = \frac{T}{\bar{n}} D\{u\}. \quad (7)$$

Подстановка (7) в (2) приводит к следующей связи спектральной плотности $S_v(\omega)$ с дисперсией $D\{u\}$:

$$S_v(\omega) = \frac{eD\{u\}}{2\pi I_0}, \quad (8)$$

где I_0 – среднее значение тока пучка; e – заряд электрона.

Полученное выражение справедливо при произвольном законе распределения поперечной составляющей скорости электронов и может использоваться для расчёта спектра и на однородном, и на неоднородном катодах.

Если предположить, что случайная величина u распределена по нормальному закону с дисперсией $D\{u\} = \sigma^2 = kT_c/m$, то из выражения (8) вытекает известное соотношение для спектральной плотности флуктуаций поперечной скорости пучка на однородном катоде [1]:

$$S_v(\omega) = \frac{ekT_c}{2\pi m I_0},$$

где k – постоянная Больцмана; T_c – абсолютная температура катода.

Из выражения (8) следует, что все эффекты неоднородности катода, которые ведут к увеличению дисперсии поперечной скорости электронов, вызывают рост спектральной плотности флуктуаций поперечной скорости пучка.

Библиографический список

1. Van Duzer T. // IEEE Trans. 1963. Vol. ED-10. N 6.
2. Голубенцев А.Ф. // Вопросы электронной техники. Саратов, 1971. Вып. 2.

THE CALCULATION TECHNIQUE OF TRANSVERSAL VELOCITY FLUCTUATIONS SPECTRUM OF ELECTRON BEAM ON THE CATHODE IN COMMON CASE

A.S. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

The method and results of calculation of the electron beam transversal velocity fluctuation's spectral density on a surface both homogeneous, and inhomogeneous emitters are represented.

УДК 621.077.7

О ЛАВИННЫХ УРАВНЕНИЯХ ТАУНСЕНДА

Р.Ф. Мухамедов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Приводится методически последовательный вывод лавинных уравнений и общего критерия подобия разряда из уравнения непрерывности тока.

Как известно [1-4], по таунсендовской теории электронных лавин анодный ток установившегося несамостоятельного лавинного разряда в достаточно длинном цилиндрическом коаксиальном диоде при пренебрежении объемной ионизацией газа положительными ионами можно найти из следующего выражения:

$$i_a = i_{0n} \cdot \frac{\exp \int_{r_0}^{r_a} \alpha dr}{1 - \gamma (\exp \int_{r_0}^{r_a} \alpha dr - 1)}, \quad (1)$$

где i_{0n} – электронный ток на катоде, создаваемый посторонним ионизатором разряда; α – коэффициент объемной ионизации газа электронами, равный числу пар ионов, образуемых одним электроном на 1 см пути в направлении анода; γ – коэффициент поверхностной ионизации на катоде, равный числу электронов, вступающих в лавинный процесс и проходящих в среднем на каждый положительный ион, попадающий на катод; r_a и r_0 – радиусы анода и катода соответственно. Считается, что равенство

$$\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) = \int_{r_0}^{r_a} \alpha dr, \quad (2)$$

имеющее место при обращении в нуль знаменателя уравнения (1), определяет предел устойчивости несамостоятельного лавинного разряда и условие зажигания самостоятельного разряда.

Уравнения (1) и (2) легко получаются при интегрировании уравнений непрерывности тока с учетом граничных условий. Действительно, уравнение непрерывности тока электронов лавинного разряда в

достаточно длинном цилиндрическом коаксиальном диоде имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rj) = \rho v_i, \quad (3)$$

где j – плотность тока электронов; ρ – плотность объемного заряда электронов; v_i – частота ионизационных соударений электрона с частицами газа.

В случае стационарного разряда $\partial \rho / \partial t = 0$ и, следовательно,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rj) = \rho v_i. \quad (4)$$

Преобразовав (4) с учетом равенств $j = \rho v_{dr}$, $v_i = v_{dr} / \lambda_i$, где λ_i и v_{dr} – соответственно длина свободного пути электрона между двумя ионизационными столкновениями с частицами газа и скорость дрейфа электронов в электрическом поле, после интегрирования получим

$$\ln \frac{r_a j_a}{r_0 j_0} = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i}, \quad (5)$$

или

$$\ln \frac{i_a}{i_0} = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i}, \quad (6)$$

где i_0 – величина электронного тока на катоде.

В общем случае величина тока i_0 складывается из тока электронов i_{0n} , создаваемого посторонним ионизатором разряда, и тока электронов $i_{0\gamma}$, вызываемого с катода γ -процессами. Следовательно,

$$\ln \frac{i_a}{i_{0\gamma} + i_{0\gamma}} = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i} \quad (7)$$

Из граничного условия на катоде

$$\gamma = \frac{i_{0\gamma}}{i_{0p}} = \frac{i_{0\gamma}}{i_a - (i_{0\gamma} + i_{0\gamma})} \quad (8)$$

где i_{0p} – ток положительных ионов на катоде, найдем

$$i_{0\gamma} = \frac{\gamma}{1 + \gamma} (i_a - i_{0\gamma}) \quad (9)$$

Подставив выражение (9) в уравнение (7), после преобразования получим

$$i_a = i_{0n} \frac{\exp \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i}}{1 - \gamma \left(\exp \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i} - 1 \right)} \quad (10)$$

Уравнение (10) совпадает с уравнением (1), поскольку величина $1/\lambda_i$, по определению, представляет собой число пар ионов, образуемых на пути длиной в 1 см, т.е. является коэффициентом объемной ионизации α .

При повышении разности потенциалов между электродами знаменатель уравнения (10) ввиду уменьшения λ_i обращается в нуль и самостоятельный разряд переходит в самостоятельный лавинный разряд, поддерживаемый ионно-электронной эмиссией с катода и при $i_{0n}=0$.

В этом случае уравнение стационарного самостоятельного разряда имеет вид:

$$\ln \frac{i_a}{i_{0\gamma}} = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i} \quad (11)$$

или, с учетом условия (9),

$$\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i} \quad (12)$$

Поскольку в равенстве (12) величина γ , определяемая родом газа и материалом катода, мало зависит от энергии падающих ионов, не зависит от давления газа и размеров диода и к тому же стоит под знаком логарифма, то левая часть равенства является

ся практически постоянной величиной, а безразмерный комплекс величин в правой части представляет собой критерий подобия лавинного разряда, т.е.

$$\int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i} = \frac{r_a - r_0}{\bar{\lambda}_i} = N = \text{idem} \quad (13)$$

где $\bar{\lambda}_i$ – среднее значение λ_i по промежутку $r_a - r_0$.

Критерий подобия N выражает условие постоянства для подобных разрядов числа пар ионов, образуемых одним электроном на пути от катода до анода. Таким образом, по критерию подобия (13) два самостоятельных лавинных разряда, происходящих в одном и том же газе между электродами, изготовленными из одних и тех же материалов, подобны.

По [4] при зажигании самостоятельного разряда полагают значение коэффициента γ находящимся в пределах $10^{-1} \div 10^{-3}$, что по формуле (13) соответствует значению критерия подобия от 3 до 10.

Величину $1/\lambda_i$ можно представить в виде

$$\frac{1}{\lambda_i} = n\sigma_i = \frac{p}{kT} \sigma_i,$$

где σ_i – микроскопическое эффективное поперечное сечение ионизации молекул газа при столкновениях с электроном; p , n и T – давление, плотность и температура газа соответственно; k – постоянная Больцмана.

Тогда имеем

$$N = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\lambda_i} = \int_{r_0}^{r_a} \frac{p}{kT} \sigma_i dr = \frac{pd\bar{\sigma}_i}{kT} \quad (14)$$

где $\bar{\sigma}_i$ – усредненное значение σ_i по расстоянию; $r_a - r_0 = d$.

Отсюда можно видеть, что известное условие подобия лавинных разрядов [1–4],

$$p \cdot d = \text{const} \quad (15)$$

является частным случаем критерия подобия (14).

В заключение заметим, что изложенные представления справедливы для наблюдаемого на опыте темного таунсендовского разряда, когда ток разряда мал и ограничен внешним сопротивлением, а внешнее поле не искажено пространственным зарядом электронов и ионов.

Библиографический список

1. Капцов Н.А. Электроника. М., 1956.
2. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., 1971.
3. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. М., 1982.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987.

ON TAWNSAND AVALANCHE EQUATIONS

R.F. Muhamedov

Saratov State University, Saratov

It describes how to obtain avalanche equations and the general discharge resemblance criterion from the current continuity equation.

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ПОИСКОВОЙ МОДЕЛИ ОБУЧЕНИЯ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ

Б.Н. Кондрашов, В.Г. Медокс, М.А. Клочков

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предлагается пример реализации поисковой модели обучения при выполнении лабораторной работы "Определение коэффициента поверхностного натяжения капельным методом" в общем физическом практикуме.

Многолетний опыт работы со студентами в общем физическом практикуме университета показал, что наиболее эффективной является поисковая модель обучения.

В отличие от традиционных технологических моделей, поисковая модель позволяет организовать обучение как исследование. Поскольку подобная задача решается на первом курсе университета, то по классификации трех уровней в исследовательском обучении [1] она относится, скорее всего, к первому уровню, когда и проблема, и возможные пути ее решения ставятся обучающим, а само решение осуществляется обучаемым.

При этом следует учитывать: уровень физико-математической подготовки студентов, их научные интересы и наклонности; материальные возможности данной физической лаборатории; ограниченность времени, отведенного для выполнения работы.

Рассмотрим два примера проблемных задач, поставленных в рамках исследовательской модели обучения в общем физическом практикуме университета, при выполнении студентами лабораторных работ по определению коэффициента поверхностного натяжения жидкости.

Первая задача связана с определением добавочного давления над искривленной поверхностью жидкости.

Практика показала, что студенты первого курса, не знакомые еще с основами дифференциальной геометрии, путают понятие кривизны плоской кривой и кривизны двумерной поверхности в трехмерном пространстве. На наш взгляд, при разъяснении студентам этого вопроса целесообразно воспользоваться рис.1 [2,3], объясняющим алгебраические значения величин радиусов, входящих в уравнение для средней кривизны, и соответствующие понятия о положительной (рис.1, а) и отрицательной кривизне (рис.1, б).

С целью закрепления понятия кривизны поверхности студентам предлагается составить соотношение для добавочного давления над искривленной поверхностью жидкости произвольной формы. Мотивацией необходимости составления соотношения является наблюдение за пузырьками воздуха в вязких жидкостях в ячейке Геле-Шоу [4], специально изготовленной авторами.

Составление соотношения является тривиальной задачей, заключающейся в разбиении любой поверхности на ряд малых площадок ΔS , введении предположения о том, что в пределах каждой пло-

щадки справедливо соотношение для средней кривизны, и суммировании лапласова давления P по всей поверхности:

$$P = \frac{1}{n} \alpha \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{R_{1,i}} + \frac{1}{R_{2,i}} \right).$$

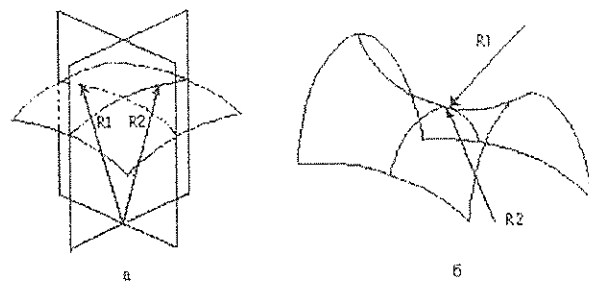


Рис.1

Для определения коэффициента поверхностного натяжения методом капель предполагается, что при сравнительном методе радиусы "шейки" капель перед их отрывом эталонной и исследуемой жидкости равны, что и заложено в рабочую формулу.

Проблемность второй задачи заключается в проверке этого предположения, с одной стороны, и непосредственном измерении радиуса "шейки" - с другой. С этой целью совместно со студентами была собрана установка, позволяющая визуализировать процесс образования и отрыва капли путем проецирования на экран. Это дало возможность измерить радиус "шейки" капли по шкале на экране и подметить некоторые особенности процесса, отличные от традиционного.

Оказывается, в зависимости от времени натекания капли, рода жидкости, соотношения между внутренним и внешним диаметрами капельницы и состоянием ее наружной поверхности процесс образования капли и ее отрыв может происходить двумя путями: традиционным (рис.2: а); и наблюдаемым (рис.2, б).

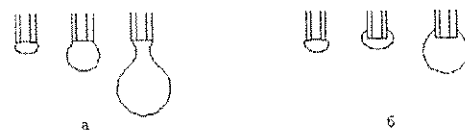


Рис.2

Таким образом, предположение о равенстве радиусов "шейки" для эталонной и исследуемой жидкости

применимо только в том случае, если отрыв и образование капель обеих жидкостей идут по одному пути.

В заключение следует отметить, что большинство студентов при постановке задачи именно в плане

поиска проявляют живой интерес как к теоретическим выкладкам, так и к практическому выполнению работы, а главное, получают наглядный урок постановки и решения научно-исследовательской задачи в ходе учебного процесса.

Библиографический список

1. Кларин М.В. Инновации в обучении метафоры и модели. М., 1997.
2. Фриш С.Э., Тимофеева А.В. Курс общей физики. М., 1957. Т.1.
3. Яворский Б.М., Детлаф А.А., Милковская Л.Б., Сергеев Г.П. Курс физики. М., 1965. Т.1.
4. Уолкер Дж. // В мире науки. 1989. №12.

ABOUT THE WAY OF PROBLEM MODELINGS REALIZATION FOR EDUCATION BY GENERAL PHYSICS PRACTICE

B.N. Kondrashov, V.G. Madox, M.A. Klochkov

Saratov State University, Saratov

It is described the problem modeling realization for education on example of the practice work "Measurement of surface tension coefficient by drop method" by general physics practice.

УДК 530.077.7

МАЯТНИК ЖУКОВСКОГО КАК АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА (ЛЕКЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)

Л.Я. Майофис, В.Г. Медокс

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предложен ряд экспериментальных упражнений для лекционных демонстраций и физического практикума с использованием колебательной системы на базе маятника Жукковского.

Задача о расчете периода колебаний однородного бруска, расположенного на вращающихся цилиндрах, решается просто. Пусть расстояние между осями цилиндров d , коэффициент трения скольжения μ , масса бруска m . Допустим, что брусок сдвинут на расстояние Δx от середины между осями цилиндров (рис. 1).

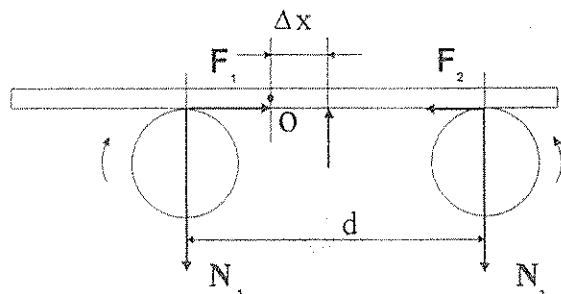


Рис. 1

При смещении на Δx нормальное давление на левый цилиндр N_1 увеличилось, а на правый N_2 уменьшилось. Из системы уравнений статики:

$$N_1 \left(\frac{d}{2} - \Delta x \right) = N_2 \left(\frac{d}{2} + \Delta x \right),$$

$$N_1 + N_2 = Mg, \quad (1)$$

определяются значения

$$N_1 = Mg \left(\frac{1}{2} + \frac{\Delta x}{d} \right) \text{ и } N_2 = Mg \left(\frac{1}{2} - \frac{\Delta x}{d} \right).$$

Поскольку силы трения, $F_1 = \mu N_1$ и $F_2 = \mu N_2$, направлены в противоположные стороны, возникающая в результате смещения бруска из положения равновесия на Δx возвращающая сила обеспечивает колебательное движение:

$$F_1 - F_2 = -\frac{2\mu Mg}{d} \Delta x, \quad (2)$$

где g - ускорение свободного падения.

Частота возникающих гармонических колебаний

$$\omega = \sqrt{2\mu Mg/d}, \text{ а период}$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{d}{2\mu Mg}} \quad (3)$$

Изменяя расстояние между цилиндрами и используя бруски из различных материалов (дерева, эбонита, меди и др.) и различной степени шероховатости, можно найти коэффициент трения скольжения.

Многочисленные опыты показывали, что колебательный процесс часто не был гармоническим. Иногда колебания быстро затухали, а иногда, наоборот, амплитуда колебаний спонтанно возрастала, что приводило к сбрасыванию бруска с цилиндров.

Следует также отметить, что период колебаний менялся от опыта к опыту при неизменных параметрах системы. В некоторых же случаях период колебаний зависел от массы бруска.

Поскольку в рассматриваемой колебательной системе силы трения, а следовательно, и коэффициент трения скольжения играют определяющую роль, целесообразно сопоставить результаты проведенных экспериментов по измерению коэффициентов трения с данными, приведенными в [1].

В [1] показано, что величины как статического, так и динамического коэффициентов трения главным образом определяются наличием тонкого слоя (пленки) адсорбированных на трущихся поверхностях посторонних веществ (молекул воды, газов и т. п.). Для того чтобы убедиться в этом, трибометр помещался в вакуум ($10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст.), а образцы предварительно обезгаживались путем прогрева в вакууме при высокой температуре. Опыт показал, что коэффициент статического трения между очищенными поверхностями возрастал на порядок. Именно этим обстоятельством можно объяснить плохую воспроизводимость численных результатов по оценке μ в обычных условиях.

При оценке сил трения пользуются законом Амонтона - Кулона, в котором предполагается независимость коэффициента трения от нормального давления, т. е. от массы скользящего образца.

С одной стороны, имеются экспериментальные данные о том, что при загрязненных поверхностях коэффициенты трения возрастают при повышении нормального давления. С другой стороны, при повышении нормального давления коэффициент трения при относительно «малых» N может и уменьшаться, если выполняется закон Томпильсона [1]:

$$\mu \sim \frac{C}{\sqrt[3]{N}}, \quad (4)$$

где C - постоянная величина, зависящая от коэффициента упругости и модуля сдвига материала образца. Томпильсон проверил этот закон на 55-ти парах трущихся образцов.

Поскольку период колебаний маятника Жуковского зависит и от коэффициента трения μ , не исключено, что он может изменяться в зависимости от массы колеблющегося бруска, на что указано в [2].

На предлагаемой установке можно выполнить ряд экспериментальных упражнений, сопоставить экспериментальные и расчетные данные. Установка может быть использована как в лабораторном практикуме, так и в лекционных демонстрациях. Перед проведением демонстраций следует заранее подобрать такой режим работы (скорость вращения цилиндров, расстояние между их осями, выбор материала брусков), при котором обеспечивается не менее 15 - 20-ти устойчивых колебаний бруска. Измерение периода колебаний бруска надо сделать не-

сколько раз и определить среднее значение. Предлагаются следующие экспериментальные упражнения.

1. Получение зависимости периода колебаний от расстояния между цилиндрами:

$$\frac{T_1}{T_2} = \sqrt{\frac{d_1}{d_2}}$$

2. Оценка коэффициента трения скольжения в динамическом режиме по формуле

$$\mu = \frac{2\pi^2 d}{T}. \quad (5)$$

Желательно сопоставить полученные численные результаты со значением коэффициента трения, полученным другим способом. Для этого основание установки надо повернуть вокруг горизонтальной оси на некоторый угол, как показано на рис. 2.

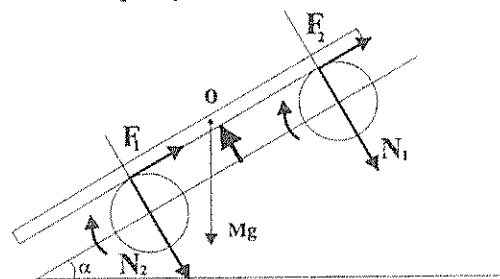


Рис. 2

Брусок устанавливается на неподвижные цилиндры так, чтобы он не скатывался. Затем включаются моторы, которые вращают цилиндры в одну сторону и брусок начинает двигаться вверх. Увеличивают угол наклона до тех пор, пока брусок не прекратит движение. Тогда «действующий» коэффициент трения можно определить по формуле

$$\mu = \operatorname{tg} \alpha. \quad (6)$$

Путем сравнения можно показать, что значения μ , полученные двумя независимыми способами, совпадают в пределах ошибок опыта.

3. Определение горизонтальной координаты центра масс бруска произвольной формы с гладким нижним основанием.

В этом опыте колебания совершаются вокруг нового положения равновесия, смещенного на некоторое расстояние в горизонтальном направлении относительно точки O .

4. Демонстрация неустойчивого равновесия колебательной системы. В этом случае цилиндры вращаются в разные стороны. Брусок, как правило, вскоре сбрасывается.

5. Наблюдение устойчивого колебательного процесса. Схема установки приведена на рис. 3.

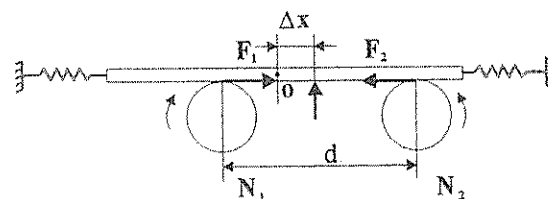


Рис. 3

Это фактически горизонтальный пружинный маятник, когда на брусок действуют не только силы упругости пружин, но и переменная сила трения, возникающая при встречном вращении цилиндров.

Если k - коэффициент жесткости каждой из пружин, то при смещении на расстояние Δx возникает суммарная возвращающая сила

$$F = 2k \Delta x + 2 \mu Mg,$$

которая вызывает колебания с частотой

$$\Omega = \sqrt{\frac{2k}{M} + \frac{2\mu g}{d}} = \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2}, \quad (7)$$

где ω_1 - собственная частота колебаний пружинного маятника; ω_2 - частота колебаний свободного маятника Жуковского. Период колебаний такой системы определяется формулой

$$T_3 = \frac{T_1 T_2}{\sqrt{T_1^2 + T_2^2}}, \quad (8)$$

где T_1 - период колебаний пружинного маятника.

При изменении направления вращения цилиндров на противоположное, система приобретает колебательное движение с периодом

$$T_4 = \frac{T_1 T_2}{\sqrt{T_1^2 - T_2^2}}. \quad (9)$$

Значения периодов T_3 и T_4 , полученные из опытов, вполне удовлетворительно согласуются с расчетами.

6. Если к центру однородного бруска подвесить дополнительный маятник на жестком стержне, то можно продемонстрировать его движение при горизонтальном периодическом смещении точки подвеса. Эти опыты уместно проводить в контексте темы "Маятник с колеблющейся точкой подвеса". Описанная в этой статье установка может быть использована как для лекционных демонстраций, так и для количественных измерений в лабораторном общезначимом практикуме.

Библиографический список

1. Конторова Т.А // УФН. 1937. Т.XVIII, вып. 3.
2. Лекционные демонстрации по физике / Под ред. В.И. Ивероновой. М., 1972.

JUCOVSKY PENDULUM AS THE AUTOOSCILATION SYSTEM

L.J. Mayofis, V.G. Maddox

Saratov State University, Saratov

Some series of experimental exercises for lectures and laboratory practice with using of Jucovsky pendulum as autooscillation system is proposed.

УДК 53 (023)

ЗАДАЧИ ОЛИМПИАДЫ ПО ФИЗИКЕ ДЛЯ АБИТУРИЕНТОВ САРАТОВСКОГО ГОСУНИВЕРСИТЕТА 1998 ГОДА

С.Б. Вениг, В.Н. Шевцов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Приводятся условия задач второго тура олимпиады по физике для абитуриентов Саратовского государственного университета 1998 года и кратко излагаются способы их решения.

В 1997/98 учебном году впервые была проведена олимпиада для абитуриентов Саратовского государственного университета. Олимпиада проводилась в два тура по профилирующим предметам вступительных экзаменов. Первый из туров был заочным, а второй - очным. К участию во втором были допущены 9 участников, которые успешно справились с заданием заочного тура. Их вниманию были предложены следующие задачи.

1. Однородный шар радиусом R и массой m находится перед ступенькой высотой h ($h \leq R$). Какую минимальную горизонтально направленную силу F нужно приложить к центру шара, чтобы он поднялся на ступеньку? К этой задаче даны ответы. Среди них есть верный. Не решая задачи, найти этот ответ и обосновать свой выбор.

$$1. F = mg \frac{h(2R-h)}{R-h}, \quad 2. F = mg \frac{\sqrt{h(2R-h)}}{R-h}$$

$$3. F = mg \frac{\sqrt{h(2R-h)}}{R}, \quad 4. F = mg \frac{2R-h}{R-h}$$

2. В тонкостенной непроводящей равномерно заряженной зарядом Q сфере радиусом R , жестко закрепленной на подставке, имеются два горизонтально, диаметрально противоположно расположенных небольших отверстия. По прямой, соединяющей центры отверстий, на сферу налетает частица массой m с зарядом q , одноименным с зарядом сферы, начинающая движение из бесконечности со скоростью V_0 . Найти время, в течение которого частица будет находиться внутри сферы.

3. См. задачу № 355 из [1].

4. Найти положение центра тяжести системы касающихся друг друга шаров, показанной на рис. 1. Все шары имеют одинаковый диаметр $a = 3$ см. Плотность каждого шара постоянна по его объему, а их массы возрастают по закону $m_1 = m, m_2 = 3m, m_3 = 5m \dots m_N = (2N - 1)m$, где $N = 500$.

5. На гладкой горизонтальной поверхности массивной плиты покоится клин массой M и углом наклона α (рис.2). Клин плотно прилегает к поверхности плиты. Шар, массой m , летит горизонтально и ударяется о гладкую наклонную поверхность клина (удар упругий). В результате клин приходит в движение по плите. Через некоторое время шар попадает в ту же точку на клине, от которой он отскочил. Найти отношение m/M .

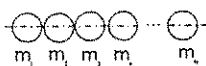


Рис.1

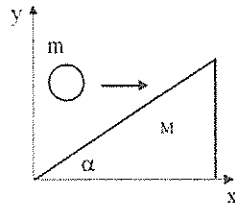


Рис.2

Дадим краткие комментарии к решению.

1. Первая из приведенных формул не подходит по размерности. Затем следует проверить ответы для предельных случаев. При $h \rightarrow 0$ сила $F \rightarrow 0$. С этим результатом не согласуется четвертая формула. При $h \rightarrow R$ необходима бесконечная сила ($F \rightarrow \infty$). Этому не соответствует третье выражение. Следовательно, правильный ответ дает вторая формула.

2. Так как заряды частицы и шара одноименные, то кинетическая энергия частицы расходуется на работу против сил электрического взаимодействия. Сопоставляя кинетическую энергию частицы, $E_k = mV_0^2/2$ и работу электрического поля против перемещения заряженной частицы, $A_s = q\varphi = qQ/(4\pi\epsilon_0 R)$. получим несколько случаев:

- а) $E_k < A_s$ - частица не долетит до сферы, поэтому искомое время $t = 0$;
- б) $E_k = A_s$ - частица долетит до сферы и либо остановится на границе, либо полетит назад, $t = 0$;
- в) $E_k > A_s$ - частица пролетит сквозь сферу, причем, так как поле внутри сферы отсутствует, будет двигаться равномерно и прямолинейно, $t = 2R/V$.

Из закона сохранения энергии определим скорость частицы при влете внутрь сферы:

$$\frac{mV_0^2}{2} = \frac{mV^2}{2} + \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 R} \Rightarrow V = \sqrt{V_0^2 - \frac{qQ}{2\pi\epsilon_0 Rm}}$$

и время пребывания частицы внутри сферы:

$$t = 2R / \sqrt{V_0^2 - qQ/(2\pi\epsilon_0 Rm)}$$

4. Представим одномерную цепочку шаров в виде равнобедренного треугольника, состоящего из вплотную расположенных шаров одинаковой массы m (рис. 3). Очевидно, что расположение центра тяжести такого треугольника и заданной цепочки шаров одинаково. Для треугольника известно, что центр тяжести $X_{ц}$ расположен на пересечении медиан. Так как в равнобедренном треугольнике высота совпадает с медианой и в точке пересечения делится в отношении 2 : 1, то

$$X_{ц} = 2H/3 = 2 \cdot a \cdot N/3 = (2/3) 500 \cdot 3 = 10^3, \text{ см} = 10, \text{ м.}$$

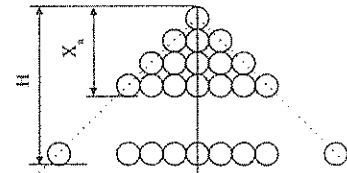


Рис.3

5. Пусть V_0 - начальная скорость шара. Так как шар должен упасть в точку удара, то горизонтальные скорости шара и клина V_x одинаковы, поэтому закон сохранения горизонтальной составляющей импульса имеет вид

$$mV_0 = (m + M)V_x \tag{1}$$

Запишем закон сохранения энергии:

$$\frac{mV_0^2}{2} = \frac{m + M}{2} V_x^2 + \frac{m}{2} V_y^2 \tag{2}$$

и законы изменения импульса для обоих тел:

$$\begin{aligned} mV_y &= F\Delta t \cos \alpha, \\ MV_x &= F\Delta t \sin \alpha, \end{aligned} \tag{3}$$

где F - сила взаимодействия шара и клина при ударе.

Выразим из (3) вертикальную составляющую скорости, исключив импульс силы:

$$V_y = V_x \frac{M \cos \alpha}{m \sin \alpha}$$

Подставим выражение для V_y в (2) и преобразуем получившееся уравнение:

$$m^2 V_0^2 = \frac{m^2 \sin^2 \alpha + mM \sin^2 \alpha + M^2 \cos^2 \alpha}{\sin^2 \alpha} \tag{4}$$

Возведя (1) в квадрат и поделив его на (4), найдем искомое соотношение: $\frac{m}{M} = \text{ctg}^2 \alpha - 1$.

Библиографический список

1. Буховцев Б. Б. и др. Сборник задач по элементарной физике. М., 1987.

PROBLEMS OF AN OLYMPIAD ON PHYSICS FOR THE ENTRANTS SSU 1998

S.B. Venig, V.N. Shevtsov

Saratov State University, Saratov

The conditions of problems of the second round of an olympiad on physics for entrants SSU 1998 are resulted and methods of their solution are briefly presented.

ПРОГРАММЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ В СРЕДЕ ВИЗУАЛЬНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ DELPHI

А.А. Князев, В.Н. Шевцов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предлагается использовать для выполнения лабораторных работ по курсу математического моделирования физических процессов среду визуального программирования DELPHI. Обсуждаются преимущества этого способа программирования. Приводится перечень решенных задач

Действующая программа учебного курса «Математическое моделирование физических процессов» предусматривает, кроме изучения теории, выполнение лабораторных работ.

При постановке лабораторных работ для этого курса большое значение имеет правильный выбор среды программирования. Здесь главной целью является не новый виток в изучении программирования, а творческое исследование компьютерных моделей конкретных процессов и явлений. Основное внимание должно быть уделено именно работе с математическими моделями. В рамках каждой задачи должны быть исследованы наиболее характерные зависимости от определяющих параметров. Затем, на основе анализа этих зависимостей, студенты должны выявить закономерности, присущие изучаемому процессу, сопоставить их с имеющимися литературными данными, установить границы применимости модели. После этого можно попытаться уточнить модель, расширить границы ее применимости.

Получившая в последнее время широкое распространение среда визуального программирования DELPHI и ее модификации являются одним из наиболее эффективных средств для решения задач компьютерного моделирования. Для такого вывода есть несколько причин.

Во-первых, студенты университета на младших курсах достаточно подробно изучают алгоритмический язык ТУРБО-ПАСКАЛЬ и обладают определенными навыками его применения. Следовательно, им почти не нужно осваивать синтаксис нового алгоритмического языка.

Во-вторых, DELPHI, являясь объектно-ориентированной средой визуального программирования, имеет все необходимые средства для быстро-

го построения интерфейса разрабатываемого компьютерного проекта.

Наконец, DELPHI обладает достаточным арсеналом вычислительных и графических возможностей, необходимых для моделирования физических задач.

Работая в этой среде, студент осваивает современную технологию написания компьютерных программ. Он получает в свое распоряжение богатейшую палитру визуальных компонентов, которые обеспечивают удобные средства ввода исходных данных, графического отображения результатов моделирования, оперативного изменения параметров модели в ходе самого моделирования. Работа на компьютере становится действительно творческой и интересной.

На кафедре прикладной физики Саратовского госуниверситета накоплен определенный опыт применения среды программирования DELPHI для проведения лабораторных занятий по курсу математического моделирования.

Разработаны программы решения следующих задач:

1. Моделирование процесса нестационарного теплообмена.
2. Моделирование движения тела на границе вода - воздух.
3. Моделирование движения планет Солнечной системы.
4. Моделирование линейного осциллятора.
5. Моделирование колебаний нелинейного осциллятора.
6. Моделирование динамики популяций.

Список программ непрерывно пополняется, в том числе силами самих студентов.

SOFTWARE TO A RATE OF MATHEMATICAL SIMULATION FOR LABORATORY WORKS IN A MEDIUM OF VISUAL PROGRAMMING DELPHI

A.A. Knyasev, V.N. Shevtsov

Saratov State University, Saratov

It is offered to use for fulfilment of laboratory works at the rate of mathematical simulation of physical processes a medium of visual programming DELPHI. The advantages of this method of programming are discussed. The list of the solved problems is presented.

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОИЗОЛЯТОРОВ
В ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ**

А.И. Жбанов, Д.Ф. Шаповалов, В.Н. Шевцов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предлагается экспериментально-расчетный метод определения теплофизических свойств теплоизоляционных материалов, который применен в лабораторной работе специального практикума кафедры прикладной физики Саратовского госуниверситета.

При классическом методе измерения теплопроводности и теплоемкости материалов используется установка, в рабочей области которой пластина исследуемого материала расположена между нагревателем и холодильником, вся рабочая область установки должна быть хорошо теплоизолирована.

Однако при измерении теплофизических характеристик веществ с очень низким коэффициентом теплопроводности возникают трудности с обеспечением достаточной теплоизоляции установки, погрешность измерений резко возрастает. Это особенно актуально при исследовании теплоизоляционных материалов холодильников.

Предлагаемый метод в значительной степени снимает указанные затруднения за счет сочетания экспериментальных методов с методами компьютерного моделирования.

Суть предлагаемого метода состоит в регистрации кривой охлаждения предварительно нагретого медного стержня, окруженного исследуемым веществом, и последующем численном решении обратной задачи нестационарной теплопроводности.

Исследуемый образец отливается в форме цилиндра длиной около 20 см и диаметром 10 см. В центре просверливается глухое отверстие цилиндрической формы длиной 10 см и диаметром 8 - 10 мм. В отверстие плотно вставляется предварительно нагретый медный цилиндр, на котором монтируется термопара. После этого отверстие закрывается пробкой из исследуемого материала.

В дальнейшем строится график зависимости показаний термопары (температуры) от времени до того момента, пока тепловая волна не достигнет внешних слоев вещества и не начнет сказываться влияние внешней среды.

Полученный график подвергался компьютерной обработке, при которой решалась обратная задача теплопроводности. Для расчетов использовалась программа решения методом конечных элементов двумерной задачи нестационарной теплопроводности.

Процесс оптимизации расчетной кривой проводился до получения совпадения с экспериментальными данными с заданной степенью точности. В результате вычислялись значения коэффициентов теплопроводности и теплоемкости исследуемого вещества. Проведенный анализ показал, что погрешность результатов измерений не превышает 10%.

Главным достоинством предлагаемого метода является возможность экспериментального определения теплофизических характеристик веществ с очень низким коэффициентом теплопроводности с достаточно малой погрешностью.

Изложенный метод предназначен для применения в лабораторной работе специального теплофизического практикума кафедры прикладной физики Саратовского госуниверситета.

**APPLICATION OF COMPUTER SIMULATION METHODS FOR A THERMO - PHYSICAL
PROPERTIES MEASUREMENT OF THERMAL INSULATION
IN THERMO - PHYSICAL LABORATORY**

A.I. Zhbanov, D.F. Shapovalov, V.N. Shevtsov

Saratov State University, Saratov

The experimental calculated Method Thermo - Physical Properties Measurement of Thermal Insulation is presented. This method is applied in laboratory experiments of a special practical work which is carried out in SSU applied physics department.

О ДВИЖЕНИИ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Б.Н. Кондрашов, В.Г. Медокс, М.А. Клочков

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предложена модель, объясняющая движение броуновских частиц с точки зрения классической электродинамики.

Броуновское движение - одно из основных явлений, косвенно подтверждающих молекулярно-кинетическую теорию вещества. Поэтому эксперименты (и лекционные, и лабораторные) обычно входят в обязательный перечень работ при изучении курса физики как в средней, так и в высшей школах [1].

Во всех моделях, объясняющих броуновское движение, используется понятие удара как взаимодействия между частицей и молекулами безотносительно к природе сил, однако такое взаимодействие является электромагнитным. Так в [2] моделирование броуновского движения было осуществлено с помощью металлизированных поплавков, плавающих в жидком диэлектрике в сильно неоднородном электрическом поле, изменяющемся во времени. На рис.1 изображено движение двух поплавков: поплавок 1 совершает колебательное движение, поплавок 2 - хаотическое движение.

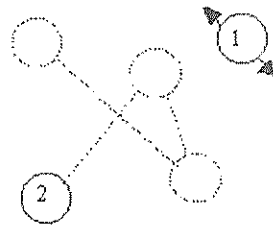


Рис.1

Модель, объясняющая броуновское движение, предложенная авторами, основана на представлении классической электродинамики. Предполагается, что в результате ассоциаций молекул в жидкостях создаются локальные неоднородные электрические поля. Под влиянием этих полей на броуновских частицах индуцируется электрический заряд, который

взаимодействует с окружающими ее молекулами жидкости. Данное взаимодействие приводит к образованию "макромолекул", состоящих из большого количества молекул жидкости, совокупность которых образует достаточно устойчивую за время наблюдения конфигурацию. Взаимодействие таким образом заряженной броуновской частицы с неоднородным электрическим полем и является той причиной, которая вызывает движение броуновских частиц.

Для проверки этого предположения использовался стандартный лабораторный препарат, состоящий из дистиллированной воды и взвешенных частиц мелкотертой акварельной краски. Препарат с броуновскими частицами помещался в электрические поля различных конфигураций. При этом наблюдалось как дрожание частиц, так и разворот и затем направленное движение по силовым линиям электрического поля (Рис.2).

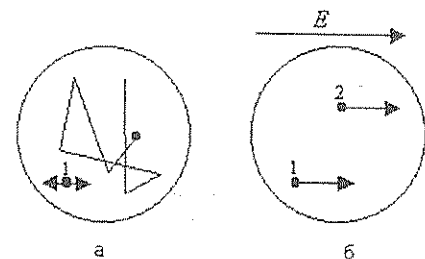


Рис.2

Наблюдаемое движение двух частиц в отсутствие внешнего поля представлено на рис.2,а, в присутствии внешнего поля - на рис.2,б, что может служить подтверждением предлагаемой модели.

Библиографический список

1. Лабораторный практикум по общей физике / Под ред. Е.М. Гершензона и Н.М. Малова. М., 1985.
2. Кондрашов Б.Н., Винченко В.Г. // Физика в школе (в печати).

ABOUT THE MOVEMENT OF BROWN PARTICLES IN ELECTRIC FIELD

B.N. Kondrashov, V.G. Madox, M.A. Klochkov

Saratov State University, Saratov

It is discussed the model of Brown particles movement by means of the classic electrodynamicics.

ОБ ИЗУЧЕНИИ ТЕОРЕМЫ СЛОЖЕНИЯ СКОРОСТЕЙ В КУРСЕ ФИЗИКИ

В.Н. Шевцов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предлагается при изложении теоремы сложения скоростей в курсе физики снабжать векторы скоростей двумя индексами, первый из которых характеризует объект, а второй - систему отсчета. Этот прием помогает правильному применению теоремы при анализе конкретных ситуаций.

Опыт преподавания физики показывает, что студенты и школьники достаточно хорошо понимают относительный характер механического движения, но допускают грубые ошибки при практическом применении теоремы сложения скоростей. По-видимому, это связано с неудачным способом записи формулы сложения скоростей. Обычно данную формулу записывают в следующем виде [1]:

$$V_{\text{абс}} = V_{\text{отн}} + V_{\text{пер}}, \quad (1)$$

используя понятия абсолютной, относительной и переносной скоростей.

В конкретной задаче учащимся не всегда удается правильно выделить эти понятия, что и приводит к ошибкам. На наш взгляд, следует обратить внимание на один методический прием, который, по-видимому, в явном виде представлен только в [2] и не нашел широкого применения.

Для правильного применения теоремы сложения скоростей рекомендуется снабжать каждый вектор скорости двумя индексами. Первый индекс характеризует движущийся объект, а второй индекс - ту систему отсчета, в которой определена эта скорость. Такая система обозначений прямо вытекает из принципа относительности движения. В рамках этого способа запись теоремы сложения скоростей (1) следующая:

$$V_{T1} = V_{T2} + V_{21}, \quad (2)$$

где V_{T1} - скорость тела в системе отсчета 1; V_{T2} - скорость этого же тела в системе отсчета 2; V_{21} - скорость системы 2 относительно системы отсчета 1.

Внутренние индексы в правой части (2) одинаковы (оба "2"), а внешние индексы ("Т" и "1") те же, что и у вектора скорости в левой части. Такой метод записи распространяется и на общий случай любого числа скоростей.

Например, если рыбак "Р" перемещается в лодке со скоростью $V_{РЛ}$ относительно лодки "Л", скорость которой относительно воды "В" равна $V_{ЛВ}$, а скорость воды относительно берега "Б" равна $V_{ВБ}$, то его скорость $V_{РБ}$ относительно берега выразится следующей суммой:

$$V_{РБ} = V_{РЛ} + V_{ЛВ} + V_{ВБ}.$$

Соотношения, содержащие относительные скорости, будут записаны правильно, если соседние внутренние индексы совпадают, а внешние точно соответствуют двум индексам скорости, находящейся в левой части равенства.

При работе с данной системой обозначений нужно помнить, что изменение порядка расположения индексов меняет знак вектора скорости: $V_{АБ} = -V_{БА}$.

Библиографический список

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.1. Механика. М., 1974.
2. Джанколи Д. Физика: В 2 т. М., 1989. Т. 1.

ABOUT STUDY OF VELOCITY ADDITION THEOREM IN A PHYSICS COURSE

V.N. Shevtsov

Saratov State University, Saratov

It is offered for want of exposition of an velocity addition theorem in a physics course to supply vectors of velocities with two indexes, first of which characterises object, and second - of reference system. This reception helps correct application of the theorem for want of analysis of concrete problems.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

УДК 531.19

ХАОТИЧЕСКИЕ ОТОБРАЖЕНИЯ
ДЛЯ УСЕЧЕННЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин, С.С. Аркадакский

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Построены хаотические отображения, обладающие инвариантными распределениями в форме усеченных статистических распределений Коши, гиперболического косинуса и F-распределения. Обсуждаются некоторые общие принципы построения одномерных хаотических отображений на произвольных интервалах с заданными инвариантными мерами.

Введение

Сохраняющие меру хаотические отображения интервала действительной оси в себя посредством монотонных, дифференцируемых преобразований (изоморфизмов) могут быть сведены к топологически эквивалентным отображениям, заданным на других подынтервалах числовой оси, но характеризующимся иными вероятностными законами. Эти новые отображения мы назвали сопряженными [1,2].

Идея построения сопряженных отображений математически красива и очень продуктивна. Достаточно вспомнить, что топологически эквивалентными являются кусочно-линейное пирамидальное отображение,

$$x_{n+1} = \begin{cases} 2x_n, & x_n \in (0, 1/2), \\ 2-2x_n, & x_n \in (1/2, 1), \end{cases} \quad (1)$$

и наиболее известные непрерывные отображения,

$$x_{n+1} = 4x_n(1-x_n), \quad x_n \in (0, 1), \quad (2)$$

$$x_{n+1} = 2x_n^2 - 1, \quad x_n \in (-1, 1). \quad (3)$$

Здесь и в дальнейшем $n = 0, 1, \dots$

Впервые связь между (1) и (2)-(3) установлена С. Уламом и Дж. фон Нейманом [3]. Естественно использовать в качестве базовых эндоморфизмов кусочно-линейные отображения, хаотические (эргодические и перемешивающие) свойства которых доказаны и которые обладают равномерной инвариантной плотностью на отрезке $[0,1]$. К подобным отображениям принадлежат, в частности, отображения Лемера (сдвиг Бернулли):

$$x_{n+1} = \{Gx_n\}, \quad x_n \in (0,1), \quad (4)$$

где $G \geq 2$ - целое число (фигурные скобки означают выделение целой части), отображение Реньи, по виду совпадающее с (4), но с вещественным G , пирамидальное отображение (1), его обобщение и т.д.

Пусть

$$x_{n+1} = f_0(x_n), \quad x_n \in (0,1) \quad (5)$$

- базовое кусочно-линейное отображение, а функция

$$x = F(\tilde{x}), \quad \tilde{x} \in (a, b) \quad (6)$$

задает сопрягающий изоморфизм с обратной функцией

$$\tilde{x} = F^{-1}(x), \quad x \in (0, 1), \quad (7)$$

устанавливающий взаимнооднозначное соответствие между интервалами $(0,1)$ и (a, b) .

Делая замену переменных в (5), согласно (6) - (7), получим новое отображение,

$$\tilde{x}_{n+1} = F^{-1}(f_0(F(\tilde{x}_n))) = f(\tilde{x}_n), \quad \tilde{x}_n \in (a, b), \quad (8)$$

с итерационной функцией

$$f(\tilde{x}) = F^{-1}(f_0(F(\tilde{x}))). \quad (9)$$

Если в качестве $F(\tilde{x})$ взять интегральное вероятностное преобразование, то инвариантная плотность будет представлена в виде [1,2,4]

$$\rho(\tilde{x}) = dF(\tilde{x})/d\tilde{x}. \quad (10)$$

Соотношение (10) описывает преобразование инвариантной плотности базового отображения при нелинейном преобразовании (9).

В [1] впервые были представлены примеры сопряженных отображений с точными решениями $\tilde{x}_n(n, \tilde{x}_0)$ и инвариантными плотностями на бесконечных интервалах. Основная идея [1] состояла в демонстрации того факта, что свойство *ограниченности* отображения не является обязательным атрибутом хаотичности, о чем иногда говорилось. Но построение новых отображений имеет в основном прикладной аспект, поскольку эти отображения являются датчиками псевдослучайных величин с заданными вероятностными характеристиками. В [1] числовые генераторы построены для известных статистических распределений Коши, F- и z-распределений со степенями свободы (1,1). При статистическом моделировании и анализе экспериментальных данных часто удобнее оперировать с *усеченными* распределениями (например, стандартное, определенное на всей числовой оси распределение Коши не имеет ни среднего, ни дисперсии). Ниже на основе соотношений (5)-(9) мы проводим построение хаотических отображений, обладающих инвариантной плотностью в форме усеченных статистических распределений.

Хаотическое отображение с инвариантной мерой в форме усеченного распределения Коши

Распределение Коши с произвольными масштабирующим параметром c и произвольным параметром расположения γ описывается дифференциальным и интегральным законами [5]:

$$\rho_0(x) = \frac{1}{\pi} \frac{c}{c^2 + (x-\gamma)^2}, \quad -\infty < x < \infty,$$

$$F_0(x) = \int_{-\infty}^x \rho_0(x) dx = 1/2 + \tan^{-1} \frac{x-\gamma}{c}, \quad -\infty < x < \infty.$$

Рассмотрим усеченное распределение Коши, заданное на произвольном интервале (a, b) . Оно будет описываться дифференциальным и интегральным законами:

$$\rho(x) = \frac{A}{\pi} \frac{c}{c^2 + (x-\gamma)^2}, \quad x \in (a, b), \quad (11)$$

$$F(x) = \int_a^x \rho(x) dx = \frac{A}{\pi} \left(\tan^{-1} \frac{x-\gamma}{c} - \tan^{-1} \frac{a-\gamma}{c} \right), \quad (12)$$

где константа A , определяемая из условия нормировки $\int_a^b \rho(x) dx = 1$, выражается как

$$A = \pi / \left(\tan^{-1} \frac{b-\gamma}{c} - \tan^{-1} \frac{a-\gamma}{c} \right).$$

Построим хаотическое отображение, обладающее инвариантной плотностью (11). Для этого выберем базовое отображение - сдвиг Бернулли с параметром $G=2$:

$$x_{n+1} = \begin{cases} 2x_n, & x_n \in (0, 1/2), \\ 2x_n - 1, & x_n \in (1/2, 1), \end{cases} \quad (13)$$

Проведем замену переменных в (13), описываемую интегральным вероятностным преобразованием (12):

$$x = \frac{A}{\pi} \left(\tan^{-1} \frac{\tilde{x}-\gamma}{c} - \tan^{-1} \frac{a-\gamma}{c} \right) = F(\tilde{x}), \quad (14)$$

$$\tilde{x} = F^{-1}(x) = c \tan \left(\frac{\pi x}{A} + \tan^{-1} \frac{a-\gamma}{c} \right) + \gamma. \quad (15)$$

Введем "нормированную" переменную

$$u = \frac{\tilde{x}-\gamma}{c} = \tan \left(\frac{\pi x}{A} + \tan^{-1} \frac{a-\gamma}{c} \right). \quad (16)$$

Используя преобразования (14)-(16), из (13) получим отображение:

$$u_{n+1} = \begin{cases} \frac{a_0 u_n^2 + 2u_n - a_0}{1 - u_n^2 + 2a_0 u_n}, & u_n \in (a_0, m_0); \\ \frac{(a_0 + c_0) u_n^2 + 2(1 - a_0 c_0) u_n - (a_0 + c_0)}{(a_0 c_0 - 1) u_n^2 + 2(a_0 + c_0) u_n + 1 - a_0 c_0}, & u_n \in (m_0, b_0), \end{cases} \quad (17)$$

где введены следующие обозначения:

$$a_0 = \frac{F^{-1}(0) - \gamma}{c} = \frac{a - \gamma}{c}, \quad b_0 = \frac{F^{-1}(1) - \gamma}{c} = \frac{b - \gamma}{c},$$

$$c_0 = \tan \frac{\pi}{A} = \frac{c(b-a)}{c^2 + (a-\gamma)(b-\gamma)},$$

$$m_0 = \frac{F^{-1}(1/2) - \gamma}{c} = \tan \frac{\tan^{-1} b_0 + \tan^{-1} a_0}{2}.$$

Из (17) следует отображение и для переменной $\tilde{x}_n = cu_n + \gamma$. Рассмотрим несколько частных

случаев задания областей определения усеченного распределения.

1. Значения $a = -\infty, b = \infty, \gamma = 0$ отвечают "классическому" несмещенному распределению Коши на оси ($A = 1, a_0 = -\infty, b_0 = \infty, m = 0$). В этом случае кусочно-аналитическое отображение (17) приводится к отображению, описываемому *единой аналитической (дробно-рациональной) функцией*:

$$u_{n+1} = \frac{1}{2} \left(u_n - \frac{1}{u_n} \right), \quad u_n \in (-\infty, \infty),$$

или для переменной \tilde{x}

$$\tilde{x}_{n+1} = \frac{1}{2} \left(\tilde{x}_n - \frac{c^2}{\tilde{x}_n} \right), \quad \tilde{x}_n \in (-\infty, \infty),$$

что совпадает с результатом [1].

2. Рассмотрим усеченное распределение Коши, определенное на положительной полуоси ($a = 0, b = \infty, \gamma = 0$). В этом случае $A = 2, a_0 = 0, b_0 = \infty, c_0 = 0, m_0 = 1$. Из (17) получаем хаотическое отображение:

$$\tilde{x}_{n+1} = \begin{cases} \frac{2\tilde{x}_n}{1 - \tilde{x}_n^2/c^2}, & \tilde{x}_n \in (0, c), \\ \frac{\tilde{x}_n^2 - c^2}{2\tilde{x}_n}, & \tilde{x}_n \in (c, \infty). \end{cases}$$

3. Рассмотрим усеченное распределение Коши на симметричном интервале $(-1, 1)$, положив $a=-1, b=1, \gamma=0, c=1$. Отображение (17) примет вид:

$$x_{n+1} = \operatorname{sgn} x_n \left(\frac{1 - x_n^2 - 2x_n}{x_n^2 - 2x_n - 1} \right)^{\operatorname{sgn} x_n}, \quad x_n \in (-1, 1),$$

т.е. усеченным распределениям Коши отвечают кусочно-аналитические отображения.

Хаотическое отображение с инвариантной мерой в форме усеченного распределения гиперболического косинуса

Плотность распределения и интегральный закон для распределения гиперболического косинуса даются выражениями:

$$\rho_0(x) = \frac{1}{\pi \cosh x}, \quad x \in (-\infty, \infty),$$

$$F_0(x) = \int_{-\infty}^x \rho_0(x) dx = 2 \tan^{-1} e^x, \quad x \in (-\infty, \infty).$$

Определим усеченное распределение гиперболического косинуса на произвольном интервале (a, b) , используя вероятностные законы:

$$\rho(x) = \frac{A}{\pi \cosh x}, \quad x \in (a, b), \quad (18)$$

$$F(x) = \int_a^x \rho(x) dx = \frac{2A}{\pi} \left(\tan^{-1} e^x - \tan^{-1} e^a \right), \quad x \in (a, b). \quad (19)$$

Константа A , присутствующая в выражениях (18)-(19), находится из условия нормировки плотности распределения:

$$A = \frac{\pi}{2(\tan^{-1} e^b - \tan^{-1} e^a)}$$

В качестве базового кусочно-линейного отображения будем использовать пирамидальное отображение (1). Осуществляя монотонные дифференцируемые преобразования, основанные на (18)-(19),

$$x = F(\tilde{x}) = \frac{2A}{\pi} (\tan^{-1} e^{\tilde{x}} - \tan^{-1} e^a),$$

$$\tilde{x} = F^{-1}(x) = \ln \tan\left(\frac{\pi x}{2A} + \tan^{-1} e^a\right),$$

из (1) получим

$$\tilde{x}_{n+1} = \begin{cases} \ln \frac{1 + e^a \sinh \tilde{x}_n}{e^a - \sinh \tilde{x}_n}, & \tilde{x}_n \in (a, m), \\ \ln \frac{a_0 \sinh \tilde{x}_n + b_0}{b_0 \sinh \tilde{x}_n - a_0}, & \tilde{x}_n \in (m, b), \end{cases} \quad (20)$$

где

$$a = F^{-1}(0), \quad b = F^{-1}(1), \quad m = F^{-1}(1/2),$$

$$a_0 = e^a \sinh b - 1, \quad b_0 = e^a + \sinh b.$$

Рассмотрим некоторые предельные случаи.

1. Пусть $a = -\infty, b = \infty$. Тогда отображение (20) дает хаотическое отображение, рассмотренное в [1], обладающее инвариантной плотностью в форме Z-распределения:

$$\tilde{x}_{n+1} = -\ln |\sinh \tilde{x}_n|, \quad \tilde{x}_n \in (-\infty, \infty).$$

2. Пусть $a = 0, b = \infty$ и усеченное распределение задано на положительной полуоси ($A = 2$):

$$\tilde{x}_{n+1} = \ln \frac{1 + \sinh \tilde{x}_n}{\operatorname{sgn}(m - \tilde{x}_n)(1 - \sinh \tilde{x}_n)}, \quad \tilde{x}_n \in (0, \infty),$$

где $m = \ln \tan \frac{3\pi}{8}$.

3. Наоборот, для усеченного распределения на отрицательной полуоси ($a = -\infty, b = 0, A = 2$) хаотическое отображение, согласно (20), примет вид:

$$\tilde{x}_{n+1} = \ln |\sinh \tilde{x}_n|^{\operatorname{sgn}(\tilde{x}_n - m)}, \quad \tilde{x}_n \in (-\infty, 0),$$

где $m = F^{-1}(1/2) = \ln \tan \frac{\pi}{8}$.

Хаотическое отображение, имеющее инвариантную плотность в форме усеченного F-распределения

F-распределение с (1, 1) степенями свободы характеризуется законами:

$$\rho_0(x) = \frac{1}{\pi\sqrt{x(1+x)}}, \quad x \in (0, \infty),$$

$$F_0(x) = \int_0^x \rho_0(x) dx = \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \sqrt{x}, \quad x \in (0, \infty).$$

Рассмотрим усеченное распределение на произвольном интервале (a, b):

$$\rho(x) = \frac{A}{\pi\sqrt{x(1+x)}}, \quad x \in (a, b),$$

$$F(x) = \int_a^x \rho(x) dx = \frac{2A}{\pi} (\tan^{-1}(\sqrt{x} - \tan^{-1} \sqrt{a})),$$

где константа A , находящаяся из условия нормировки, есть

$$A = \frac{\pi}{2(\tan^{-1} \sqrt{b} - \tan^{-1} \sqrt{a})}.$$

Построим хаотическое отображение, сопряженное пирамидальному отображению (1), согласно преобразованиям:

$$x = F(\tilde{x}) = \frac{2A}{\pi} (\tan^{-1} \sqrt{\tilde{x}} - \tan^{-1} \sqrt{a}), \quad \tilde{x} \in (a, b),$$

$$\tilde{x} = F^{-1}(x) = \tan^2\left(\frac{\pi x}{2A} + \tan^{-1} \sqrt{a}\right), \quad x \in (0, 1).$$

Получим

$$\tilde{x}_{n+1} = \begin{cases} \left[\frac{\sqrt{a}\tilde{x}_n + 2\sqrt{\tilde{x}_n} - \sqrt{a}}{\tilde{x}_n - 2\sqrt{a\tilde{x}_n} - 1} \right]^2, & \tilde{x}_n \in (a, m), \\ \left[\frac{a_0\tilde{x}_n + 2b_0\sqrt{\tilde{x}_n} - a_0}{b_0\tilde{x}_n + 2a_0\sqrt{\tilde{x}_n} - b_0} \right]^2, & \tilde{x}_n \in (m, b), \end{cases} \quad (21)$$

где введены обозначения:

$$a_0 = \sqrt{a} + 2\sqrt{b}/(1-b), \quad b_0 = 2\sqrt{ab}/(1-b) - 1, \quad m = F^{-1}(1/2).$$

Для бесконечной полуоси ($a = 0, b = \infty, a_0 = 0, b_0 = -1$) отображение (21) отвечает F-распределению с параметрами (1, 1) [1] и описывается дробно-рациональной функцией:

$$\tilde{x}_{n+1} = \frac{4\tilde{x}_n}{(1 - \tilde{x}_n)^2}, \quad \tilde{x}_n \in (0, \infty).$$

Заключение

В работе получены хаотические отображения, являющиеся датчиками псевдослучайных величин, характеризуемых усеченными статистическими распределениями - Коши, Z- и F- распределениями.

При построении этих отображений были использованы различные базовые кусочно-линейные эндоморфизмы - сдвиг Бернулли и пирамидальное отображение. Выбор базовых эндоморфизмов при получении сопряженных отображений не является случайным и связан с учетом таких свойств, как устойчивость (неустойчивость) неподвижной точки оператора Фробениуса - Перрона, вид спектрального представления оператора эволюции, аналитичность (кусочная аналитичность) новой отображающей функции и т.д.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Интеграция"
(проект №2.1 – 696.03)

Библиографический список

1. Golubentsev A.F., Anikin V.M. The explicit solutions of Frobenius-Perron equations for the chaotic infinite maps // Int. J. of bifurcation and chaos. 1998. Vol.8. N 5.
2. Голубенцев А.Ф., Аникин В.М. Сопряженные хаотические отображения // The 5th Int. School on chaotic oscillations and pattern formation. Saratov, 1998. Oct.6.
3. Улам С. Нерешенные математические задачи. М., 1964.
4. Lasota A., Mackey M.C. Probabilistic properties of deterministic systems. Cambridge, 1985.
5. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. М., 1984. Т.2.

THE CHAOTIC MAPS FOR THE TRUNCATED STATISTICAL DISTRIBUTIONS

A.F. Golubentsev, V.M. Anikin, S.S. Arkadasky

Saratov State University, Saratov

Some general principles of the construction of the conjugate chaotic maps having the explicit invariant distributions are discussed. The chaotic maps that correspond to truncated Cauchy distribution, F-distribution and Z-distribution are presented.

УДК 531.19

ИНВАРИАНТНЫЕ МЕРЫ ДЛЯ ХАОТИЧЕСКИХ РАЗНОСТНЫХ УРАВНЕНИЙ С ТОЧНЫМИ РЕШЕНИЯМИ

А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Развивается методика нахождения инвариантных мер хаотических отображений по их точным решениям.

Введение

Идеальной ситуацией при траекторном (множественном) анализе нелинейных одномерных отображений,

$$x_{n+1} = f(x_n), \quad x_n \in (a, b), \quad n = 0, 1, \dots, \quad (1)$$

где $f(x)$ – нелинейная (в частности, кусочно-нелинейная) дифференцируемая (кусочно-дифференцируемая) функция, является знание точного решения,

$$x_n = x_n(n; x_0), \quad (2)$$

определяющего любую итерацию (1) через ее номер и начальное значение x_0 .

Теоретически (2) содержит исчерпывающую информацию о динамике (1) для любого значения x_0 . Так, анализ (2) позволяет найти циклы различных порядков для отображения (1).

В случае демонстрации отображением (1) хаотических свойств от точных решений разностного уравнения следует переходить к вероятностным характеристикам (1), в частности к инвариантной мере [1 – 5]. Здесь мы рассмотрим один из методов аналитического расчета инвариантных мер для хаотических отображений, обладающих точными решениями.

Исходя из заявленных в [6] отображений с подобными свойствами, мы найдем соответствующие инвариантные распределения и значения показателей Ляпунова, т.е. аналитически покажем, что данные отображения на самом деле являются хаотическими (в самой работе [6] данный факт иллюстрируется лишь отдельными компьютерными реализациями (2) для различных отображений (1)).

В данном рассмотрении результаты [6] играют в основном роль удобного примера. В заключение мы сформулируем общее правило, позволяющее вычислить инвариантную меру по точным решениям, представленным в определенном виде [7].

Инвариантные меры и показатели Ляпунова для эргодических эндоморфизмов с точными решениями

Начнем с тестового примера с логистического отображения:

$$x_n = 4x_n(1 - x_n), \quad x_n \in (0, 1), \quad n = 0, 1, \dots, \quad (3)$$

имеющего точное решение в форме [6]:

$$x_n(n; x_0) = \sin^2(2^n \arcsin \sqrt{x_0}), \quad n = 1, 2, \dots \quad (4)$$

Учитывая, что период функции $\sin^2 u$ есть π , (4) можно переписать так:

$$x_n(n; x_0) = \sin^2\left(\pi\left\{2^{n-1} \frac{2}{\pi} \arcsin \sqrt{x_0}\right\}\right), \quad (5)$$

где фигурные скобки означают выделение дробной части (очевидно, что

$$\sin^2\left(\pi\left\{2^{n-1} \frac{2}{\pi} \arcsin \sqrt{x_0}\right\}\right) \equiv 0;$$

квадратные скобки символизируют целую часть числа). За исключением счетного множества точек из интервала (0, 1), являющихся точками неустойчивых циклов (3), согласно Г. Вейлю [2], последовательность

$$\alpha_n = \left\{2^{n-1} \frac{2}{\pi} \arcsin \sqrt{x_0}\right\}, \quad n = 1, 2, \dots$$

обладает равномерным распределением на (0, 1). Поэтому для асимптотического распределения дискретной последовательности, согласно [4], получим

$$\begin{aligned} \rho(x) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \delta(x - x_k(k; x_0)) = \\ &= \int_0^1 \delta(x - \sin^2 \pi \alpha) d\alpha = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \delta(x - \xi) \frac{d\xi}{\sqrt{\xi(1-\xi)}} = \\ &= \frac{1}{\pi \sqrt{x(1-x)}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Показатель Ляпунова для отображения (3)

$$\lambda = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \ln \left| \frac{dx_n(n; x_0)}{dx_0} \right| = \ln 2.$$

Применяя продемонстрированную методику, рассчитаем инвариантные меры и показатели Ляпунова для других отображений, приведенных в [6]. Примеры снабдим двойной нумерацией, записывая в скобках позиции, которые эти отображения имеют в [6].

Пример 1(3)

$$x_{n+1} = x_n(3 - 4x_n^2), \quad x_n \in (-1, 1);$$

$$x_n(n; x_0) = \sin(3^n \arcsin x_0);$$

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{1-x^2}}; \quad \lambda = \ln 3.$$

Пример 2(5)

$$x_{n+1} = 16x_n(1-x_n)(1-2x_n)^2, \quad x_n \in (0, 1);$$

$$x_n(n; x_0) = \sin^2(4^n \arcsin \sqrt{x_0});$$

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{x(1-x)}}; \quad \lambda = \ln 4.$$

Пример 3(6)

$$x_{n+1} = x_n(5 - 20x_n^2 + 16x_n^4), \quad x_n \in (-1, 1);$$

$$x_n(n; x_0) = \sin(5^n \arcsin x_0);$$

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{1-x^2}}; \quad \lambda = \ln 5.$$

Пример 4(7)

$$x_{n+1} = 24 - 84\sqrt{x_n} + 100x_n - 48\sqrt{x_n^3} + 8x_n^2,$$

$$X_n = 1 + 2x_n, \quad x_n \in (0, 3/2);$$

$$x_n(n; x_0) = \sin^2(2^n \arcsin(\sqrt{x_0} - 1)) +$$

$$+ 0.5 \sin^4(2^n \arcsin(\sqrt{x_0} - 1));$$

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{(1+2x)(\sqrt{1+2x}-1)(2-\sqrt{1+2x})}};$$

$$\lambda = \ln 2.$$

Пример 5(12)

$$x_{n+1} = 16x_n(1 - 2\sqrt{x_n} + x_n), \quad x \in (0, 1);$$

$$x_n(n; x_0) = \sin^4(2^n \arcsin \sqrt{x_0});$$

$$\rho(x) = \frac{1}{2\pi \sqrt{x^3} \sqrt{1-\sqrt{x}}}; \quad \lambda = \ln 2.$$

Пример 6(13)

$$x_{n+1} = \sqrt{2} x_n \sqrt{1-x_n^4}, \quad x_n \in (0, 1);$$

$$x_n(n; x_0) = \sqrt{\sin(2^n \arcsin x_0^2)};$$

$$\rho(x) = \frac{4x}{\pi \sqrt{1-x^4}}; \quad \lambda = \ln 2.$$

Пример 7(14)

$$x_{n+1} = 16x_n^3 - 24x_n^2 + 9x_n, \quad x_n \in (0, 1);$$

$$x_n(n; x_0) = \sin^2 3^n \arcsin \sqrt{x_0};$$

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{x(1-x)}}; \quad \lambda = \ln 3.$$

Пример 8(15)

$$x_{n+1} = 16X_n(1-8X_n(1-X_n)(1-2X_n)^2) \times$$

$$\times (1-X_n)(1-2X_n)^2;$$

$$X_n = 1 - \sqrt{1-2x_n}, \quad x_n \in (0, 1/2);$$

$$x_n(n; x_0) = \sin^2(4^n \xi_0) - 0.5 \sin^4(2^n \xi_0),$$

$$\xi_0 = \sqrt{\arcsin(1 - \sqrt{1-2x_0})};$$

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{(1-2x)^3} \sqrt{1-\sqrt{1-2x}}}; \quad \lambda = \ln 4.$$

Пример 9(16)

$$x_{n+1} = (2\sqrt[3]{x_n^2} - 1)^3, \quad x_n \in (-1, 1);$$

$$x_n(n; x_0) = \cos^3(2^n \arccos \sqrt[3]{x_0});$$

$$\rho(x) = \frac{1}{3\pi \sqrt[3]{x^2} (1-\sqrt[3]{x^2})}; \quad \lambda = \ln 2.$$

Пример 10(17)

$$x_{n+1} = \sqrt[3]{2x_n^6 - 1}, \quad x_n \in (-1,1);$$

$$x_n(n; x_0) = \sqrt[3]{\cos(2^n \arccos x_0^3)};$$

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-x^6}}; \quad \lambda = \ln 2.$$

Общее правило вычисления инвариантных мер и показателей Ляпунова для хаотических отображений с точными решениями

Характерной особенностью рассматриваемых хаотических отображений является наличие точных решений в форме

$$x_n = \varphi(\{G^n \varphi^{-1}(x_0)\}), \quad (7)$$

где $G \geq 2$ – целая константа, $\tilde{x} = \varphi(x) \in (0,1)$ – монотонная (на рассматриваемом интервале $(0,1)$) непрерывная функция, допускающая периодическое продолжение; $x = \varphi^{-1}(\tilde{x}) \in (0,1)$ – ее обратная функция. Так как последовательность $\{G^n \varphi^{-1}(x_0)\}$ распределена равномерно на $(0,1)$ [2], то инвариантная мера хаотического отображения определится как

$$\rho(x) = \int_0^1 \delta(x - \varphi(\xi)) d\xi =$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект №2.1 – 696.03)

Библиографический список

1. Шафковский А.Н., Коляда С.Ф., Сивак А.Г., Фелоренко В.В. Динамика одномерных отображений. Киев, 1989.
2. Шапиро А.П., Луилов С.П. Рекуррентные уравнения в теории популяционной биологии. М., 1983.
3. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М., 1987.
4. Шустер Г. Детерминированный хаос. Введение. М., 1988.
5. Пригожин И.Р. // Природа. 1993. № 12.
6. Katsura Sh., Fukuda W. // Physica. 1985. Vol. 130A, №3.
7. Голубенцев А.Ф., Аникин В.М. // The 5th Int. School on chaotic oscillations and pattern formation (CHAOS'98). Saratov, October 6 – 10, 1998. The book of abstracts. Saratov, 1998.

INVARIANT DISTRIBUTIONS FOR CHAOTIC DIFFERENCE EQUATIONS WITH EXACT SOLUTIONS

A.F. Golubentsev, V.M. Anikin

Saratov State University, Saratov

A method of the analytical calculation of the invariant probabilistic distributions is developed by using the exact solutions for chaotic maps.

$$= \int_{\varphi(0)}^{\varphi(1)} \delta(x - u) \left| \frac{d\varphi^{-1}(u)}{du} \right| du = \left| \frac{d\varphi^{-1}(x)}{dx} \right|.$$

Показатель Ляпунова для класса отображений, определяемого (6), есть $\lambda = \ln G$.

Заключение

Доказав хаотичность отображений, представленных в примерах 1 – 10, мы одновременно нашли решения стационарного уравнения Фробениуса – Перрона:

$$\rho(x) = \int \delta(x - f(u))\rho(u)du,$$

определяющего вероятностную плотность $\rho(x)$, инвариантную относительно нелинейного преобразования $f(x)$. Полученные результаты говорят о том, что одна и та же вероятностная плотность может быть инвариантна относительно различных нелинейных преобразований. Например, инвариантной плотностью (6) характеризуются отображение (3), примеры 2 и 7. Показатели же Ляпунова для этих отображений разные: $\ln 2, 2\ln 2, \ln 3$.

Характер инвариантного распределения определяется видом обратной функции для φ из (7):

ДРОБНО-ЛИНЕЙНОЕ ХАОТИЧЕСКОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ

А.Ф. Голубенцев, С.С. Аркадакский, В.М. Аникин

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Представлено отображение, имеющее инвариантное распределение при нулевом показателе Ляпунова.

Введение

Понятия детерминированного хаоса и критериев хаотичности в настоящее время не являются, по-видимому, еще устоявшимися. Углубленному их пониманию способствует изучение нюансов поведения конкретных разностных схем. В статье приводим пример одномерного отображения, обладающего главным, на наш взгляд, признаком хаотичности отображения - инвариантной мерой, но отличающегося весьма специфическими траекторными свойствами, которые обусловлены нулевым (1) значением показателя Ляпунова.

Дробно-линейное отображение с точным решением

Рассмотрим отображение, осуществляемое дробно-линейной функцией:

$$z_{n+1} = \frac{\alpha z_n + \beta}{\gamma z_n + \delta}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ - действительные параметры. Для действительных начальных значений x_0 (1) отображает действительную прямую $(-\infty, \infty)$ в себя. Если выполнено условие унимодулярности: $\alpha\delta - \gamma\beta = 1$, заменой переменных отображение (1) может быть преобразовано к виду, содержащему только один действительный параметр:

$$x_{n+1} = 2u - \frac{1}{x_n}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad x_n \in (-\infty, \infty), \quad (2)$$

где $u = (\alpha + \delta)/2$.

Данное отображение имеет две неподвижные точки p и q , определяемые соотношениями:

$$p = u + \sqrt{u^2 - 1}, \quad q = u - \sqrt{u^2 - 1}.$$

Если $|u| > 1$, то обе неподвижные точки лежат на действительной оси, причём одна из них обязательно устойчива. Если же $|u| < 1$, то неподвижные точки уходят с действительной оси в комплексную плоскость. В последнем случае точное решение (2) может быть записано в виде

$$x_n = \frac{x_0 \sin(n+1)\Theta - \sin n\Theta}{x_0 \sin n\Theta - \sin(n-1)\Theta}, \quad (3)$$

где $\Theta = \arccos u$. Методом математической индукции несложно доказать, что (3) действительно является решением (2) при любых значениях x_0, n . Если воспользоваться выражением для полиномов Чебышёва второго рода:

$$U_n(y) = \frac{\sin[(n+1)\arccos y]}{\sqrt{1-y^2}},$$

общее решение (3) может быть представлено через полиномы Чебышёва:

$$x_n = \frac{x_0 U_n(u) - U_{n-1}(u)}{x_0 U_{n-1}(u) - U_{n-2}(u)}. \quad (4)$$

В случае, когда параметр u принимает значения, совпадающие с нулями $(N-1)$ -го полинома Чебышёва:

$$u_{iN} = \pi \frac{i}{N}, \quad (5)$$

из соотношения (3) следует: $x_N = x_0$.

Таким образом, в этом случае траектория отображения представляет цикл N -го порядка (независимо от начального значения x_0 !). Если же соотношение (5) не выполняется, то можно предположить, что анализируемое отображение является хаотическим.

Инвариантная мера и показатель Ляпунова

Для нахождения инвариантного распределения воспользуемся стационарным уравнением Фробениуса - Перрона с сингулярным ядром

$$\rho(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(y - (2u - \frac{1}{x})) \rho(x) dx, \quad (6)$$

сводящимся к функциональному уравнению

$$\rho(2u - \frac{1}{x}) = x^2 \rho(x), \quad (7)$$

решением которого является смещенное распределение Коши:

$$\rho(x) = \frac{\sqrt{1-u^2}}{\pi[(x-u)^2 + (1-u^2)]}. \quad (8)$$

Построение гистограмм на основе соотношения (2) подтверждает справедливость полученного выражения для инвариантной меры (8).

Знание точного выражения для инвариантной меры позволяет аналитически вычислить и показатель Ляпунова, определяемый соотношением

$$\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) \ln \left| \frac{df(x)}{dx} \right| dx, \quad (9)$$

где $f(x) = 2u - 1/x$ - итерационная функция.

Результат расчета (9) нетривиален: $\lambda = 0$. Обращение в нуль показателя Ляпунова означает, что для рассматриваемого дробно-линейного отображения отсутствует экспоненциальное разбегание отдельных "траекторий". В этом нетрудно убедиться

непосредственно, рассматривая решение (3) для двух близких начальных значений $|\tilde{x}_0 - x_0| = \varepsilon \ll 1$.

Обращение в нуль показателя Ляпунова для отображения, имеющего инвариантную меру, - результат довольно неожиданный, поскольку с хаотическими обычно соотносятся отображения с положительным показателем Ляпунова.

Заключение

Итак, нелинейное отображение (2) одновременно может быть охарактеризовано точным решением (3) - (4), стационарным инвариантным распределением Коши (8) и нулевым значением показателя Ляпунова. Видимо, хаотические свойства отображения обусловлены его *разрывностью* в точке $x=0$.

Ранее мы показали [1], что распределение Коши "генерируется" разностной схемой:

$$x_{n+1} = \frac{1}{2} \left(x_n - \frac{u}{x_n} \right), \quad n = 0, 1, \dots; \quad x_n \in (-\infty, +\infty).$$

Однако это отображение характеризуется положительным показателем Ляпунова $\lambda = \ln 2$.

Согласно подходу, изложенному в [1 - 3], для отображения (2) можно построить *сопряженные отображения*, обладающие иными, чем (8), вероятностными описаниями, но характеризующиеся нулевым значением показателя Ляпунова. В частности, несмещенному распределению Коши будет отвечать отображение

$$x_{n+1} = \frac{u}{\sqrt{1-u^2}} - \frac{1}{(1-u^2)x_n + \sqrt{1-u^2}}, \quad |u| < 1, \\ x_n \in (-\infty, +\infty).$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект №2.1 - 696.03)

Библиографический список

1. Golubentsev A.F., Anikin V.M. // Int. J. of Bifurcation and Chaos. 1998. Vol. 8, № 5.
2. Голубенцев А.Ф., Аникин В.М. // The 5th Int. School on chaotic oscillations and pattern formation (CHAOS'98).
3. Голубенцев А.Ф., Аркадакский С.С., Аникин В.М. // The 5th Int. School on chaotic oscillations and pattern formation (CHAOS'98). Saratov, October 6 - 10. 1998. The Book of Abstracts. Saratov, 1998.

THE FRACTIONAL CHAOTIC MAP

A.F. Golubentsev, S.S. Arkadasky, V.M. Anikin

Saratov State University, Saratov

The map having the explicit invariant measure and the Lyapunov exponent $\lambda=0$ is presented.

УДК 621.385.6.032.21

МАРКОВСКИЕ МОДЕЛИ ФЛУКТУАЦИЙ ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ

В.М. Аникин, А.Ф. Голубенцев

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Вводятся марковские модели, отражающие особенности нестабильности полевой эмиссии с наноструктурных эмиттерных систем, и в их контексте аналитически рассчитываются вероятности эмиссионных состояний, автокорреляционные функции и винеровские спектры флуктуаций тока.

Введение

В настоящей статье мы рассматриваем некоторые применения уравнений Колмогорова к анализу флуктуационных особенностей автоэлектронной эмиссии с микро- и наноструктурных эмиссионных поверхностей. Использование именно марковских моделей для описания флуктуационных явлений диктуют такие особенности полевой эмиссии, как случайная структура эмиттерных систем, получаемая в рамках различных технологий их формирования, случайный бистабильный характер эмиссии с одиночного эмиссионного центра, мультистабиль-

ный характер эмиссии катодной системы, вариации среднего тока с течением времени и т.д. (см. библиографические списки к [1,2]).

Определение марковской модели холодной эмиссии проводим на базе следующих предположений.

1. Постулируется существование некоторых дискретных эмиссионных состояний катодной системы. Когда рассматривается бистабильный процесс эмиссии с отдельного центра, естественно ввести два состояния, отвечающие двум уровням эмиссии.

В случае рассмотрения работы некоторого ансамбля эмиссионных центров будем отождествлять понятия "эмиссионное состояние" и "число работающих центров" $N(t)$.

2. Случайные изменения во времени эмиссионной способности катода представляются как процесс перехода из одного состояния в другое состояние в случайные моменты времени, образующие пуассоновский поток событий. В работе будем опираться в основном на марковские схемы рождения и гибели, т.е. процесс эмиссии представлять последовательной сменой соседних (различающихся на 1) состояний.

3. Некоторые из введенных состояний могут быть "снабжены" особыми свойствами. Например, будем использовать понятие "поглощающего" состояния, переход в которое означает достижение отказового состояния, при котором работа эмиссионной системы прекращается.

4. Задание интенсивностей перехода из состояния в состояние зависит от физической картины, которую мы пытаемся изучить в рамках выбираемой статистической модели эмиссии. Обозначим через $\lambda_n(n,t)$ интенсивность перехода из n -го состояния в $(n+1)$ -е состояние, а через $\mu_n(n,t)$ - интенсивность перехода из n -го состояния в $(n-1)$ -е состояние, т.е. в общем случае будем считать, что эти микропараметры зависят от номера состояния n и времени t .

5. Вероятности эмиссионных состояний $P_n(t)$ могут быть определены из уравнений Колмогорова, описывающих дискретный марковский процесс ($\mu_0 = \lambda_1 = 0$):

$$\frac{dP_n(t)}{dt} = -(\lambda_n + \mu_n)P_n(t) + \lambda_{n-1}P_{n-1}(t) + \mu_{n+1}P_{n+1}(t), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

Марковские модели приводят к ряду точных (аналитических) решений для вероятностей эмиссионных состояний, вероятностей перехода из состояния в состояние, автокорреляционных функций и спектральных плотностей флуктуаций полевой эмиссии с микро- и наноструктурных катодных систем. Теоретические результаты (особенно зависимости для спектра флуктуаций) могут быть сравнены с экспериментальными данными. Эти сравнения позволяют выявить полезную роль марковских моделей и соотнести теоретический подход с реальной физической ситуацией [3]. В контексте марковских моделей могут быть оценены и надежность характеристики катодных систем с холодной эмиссией [4-5].

Смена эмиссионных состояний как марковский процесс рождения и гибели

Мультистабильные флуктуации тока полевой эмиссии естественно рассматривать как эффект совместного (кооперативного) "мерцания" некоторого ансамбля эмиссионных центров. Математически это положение можно отразить введением линейных соотношений между интенсивностями перехода из состояния в состояние и номером состояния: $\lambda_n = n\lambda$, $\mu_n = n\mu$, где λ и μ - скорости перехода из

первого состояния в соседние. Если $\lambda_0 = 0$, т.е. состояние "0" является поглощающим, для любого начального условия вероятности состояний $P_n(t)$ представляются в виде

$$P_n(N_0; t) = P_n(t | N(0) = N_0) = \sum_{k=0}^{\min(n, N_0)} \binom{N_0}{k} \binom{N_0 + n - k - 1}{n - k} \alpha(t)^{N_0 - k} \beta(t)^{n - k} \gamma(t)^k, \quad (2)$$

где $\alpha(t) = \frac{\mu(e^{(\lambda-\mu)t} - 1)}{\lambda e^{(\lambda-\mu)t} - \mu}$, $\beta(t) = \frac{\lambda}{\mu} \alpha(t)$,

$\gamma(t) = 1 - \alpha(t) - \beta(t)$, $\binom{m}{n}$ - биномиальные коэффициенты.

Выражения для условных (переходных) вероятностей следуют из (2):

$$\pi_{m,n}(t_1, t_2) = P_n(m; t_2 - t_1). \quad (3)$$

Автокорреляционная функция числа действующих эмиссионных центров $N(t)$ на основании (2) - (3) может быть представлена как

$$R_N(t - \frac{\tau}{2}, t + \frac{\tau}{2}) = N_0 \frac{\lambda + \mu}{\lambda - \mu} e^{(\lambda - \mu)t} (e^{(\lambda - \mu)\tau} - e^{-(\lambda - \mu)\tau/2}), \quad (4)$$

где введены новые переменные: $\tau = t_2 - t_1$; $t = (t_1 + t_2)/2$; а N_0 - это среднее число эмиссионных центров. Нестационарный спектр случайного числа центров эмиссии $N(t)$ находится фурье-преобразованием от (4) по переменной τ :

$$S_N(\omega, t) = \frac{1}{\pi} N_0 (\lambda + \mu) \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} \frac{(2k-1)! (\lambda - \mu)^{2(k-1)}}{2^{2k-1} \omega^{2k}}. \quad (5)$$

Соотношения для статистических характеристик эмиссионного тока $I(t)$ следуют из уравнений (4) - (5) при умножении их на квадрат среднего тока с одиночного центра эмиссии.

Так как условие $\mu > \lambda$ ведет к нестационарности автокорреляционных функций и винеровских спектров $N(t)$ и $I(t)$, это обстоятельство может трактоваться как показатель деградации полевой катодной системы. Стационарная зависимость спектра числа эмиссионных центров и тока от частоты будет иметь место, когда $\mu \approx \lambda$. В этом случае выражение для спектральной плотности тока может быть записано как

$$S_I(\omega) = \frac{\lambda I^2}{\pi N_{(0)} \omega^2}, \quad (6)$$

где $I = I_0 N_{(0)}$ - среднее значение тока всего катода. Подобная спектральная зависимость соответствует, например, участку вольт-амперной характеристики кремниевых и германиевых фоточувствительных автоэммитеров при переходе от собственно области Фаулера - Нордгейма к участку насыщения [6]. Ин-

тенсивность же флуктуаций тем больше, чем больше величина λ , т.е. чем больше скорость физических процессов на поверхности эмиттера, обуславливающих смену эмиссионных состояний отдельных центров эмиссии. Обратная зависимость спектральной плотности от среднего числа эмиссионных центров говорит о "сглаживающем" эффекте кооперативного действия отдельных центров эмиссии.

Модель флуктуаций среднего тока полевой эмиссии

Будем описывать отклонения от среднего уровня тока I_0 полевой эмиссии случайной последовательностью импульсов со случайными параметрами [7]:

$$I(t) = I_0 + \sum_k a_k V_1\left(\frac{t-t_k}{\tau_{1,k+1}}\right) - b_k V_2\left(\frac{t-t_k - \tau_{1,k+1}}{\tau_{2,k+2}}\right). \quad (7)$$

Здесь форма импульсов задается некоторыми детерминированными функциями: $V_1(u)$, $V_2(u)$.

Однако параметры каждого импульса являются случайными величинами. Введем случайные "амплитуды" положительной a_k и отрицательной b_k частей k -го импульса, случайные "полупериоды" положительной $\tau_{1,k}$ и отрицательной $\tau_{2,k}$ частей k -го импульса, случайный "квазипериод" $\tau_k = \tau_{1,k} + \tau_{2,k}$ и случайные моменты t_k появления k -го импульса, статистика которых описывается пуассоновским законом.

Будем считать все переменные независимыми случайными величинами. Также предположим одинаковую распределенность величин для всех k , так что $a_k \sim a \sim f_a(a)$, $\tau_{1,k} \sim \tau \sim f_\tau(\tau)$ и т.д., где $f_a(a)$ и $f_\tau(\tau)$ - плотности вероятностей для случайных величин a и τ соответственно. В этих условиях спектр случайных волнообразных осцилляций с симметричными (в статистическом смысле) положительной и отрицательной частями описывается функцией

$$\begin{aligned} \pi \tau S_I(\omega) = & E\{a^2 \tau^2 \tilde{V}(\omega\tau) \tilde{V}(-\omega\tau)\} - \\ & - E\{a\tau \tilde{V}(\omega\tau)\} E\{a\tau \tilde{V}(-\omega\tau) e^{-j\omega\tau}\} + \\ & + E\{a\tau \tilde{V}(-\omega\tau)\} E\{a\tau \tilde{V}(\omega\tau) e^{j\omega\tau}\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\tau = E\{\tau\}$ - среднее значение квазипериода; $E\{a\}$ и $E\{a^2\}$ - моменты переменной a ; $\tilde{V}(\omega)$ - фурье-преобразование от $V(t)$.

Наиболее простой результат следует из (8) для прямоугольной модуляции ($V(u) = \text{rect}(u)$):

$$\pi \tau S_I(\omega) = \frac{2E\{a^2\}}{\Lambda^2 + \omega^2} + E\{a\} \frac{\omega^2 - \Lambda^2}{(\Lambda^2 + \omega^2)^2}, \quad \Lambda = \frac{1}{2\tau}. \quad (9)$$

Заключение

Предложенные для моделирования флуктуаций полевой эмиссии некоторые марковские модели дают точные решения для статистических характеристик - автокорреляционных функций и спектров. Соответствующие соотношения содержат информацию о скоростях перехода между эмиссионными состояниями и о числе эмиссионных центров.

Спектральные зависимости (6) и (9) описываются, по существу, лоренцианом:

$$S(\omega) \sim \frac{1}{\alpha^2 + \omega^2},$$

так что характер поведения шума с изменением частоты зависит от соотношения между α и ω .

Когда $\omega \sim \alpha$, мощность шума определяется величиной α , а для более высоких частот она изменяется по закону $S(\omega) \sim \omega^{-2}$, что совпадает с экспериментальными наблюдениями для специфической области вольт-амперной характеристики (при переходе к насыщению). Лоренциан - типичная спектральная зависимость, наблюдаемая в бистабильных системах различного рода, которые могут быть описаны стохастическим уравнением относительно некоторой переменной:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\partial V(u, t)}{\partial u} + \xi(t),$$

где в простейшем случае бистабильных флуктуаций функция

$$V(u, t) = -A(t)u^2 + B(t)u^4 + C(t)$$

представляет собой бистабильный потенциал.

Коэффициенты $A(t) > 0$, $B(t) > 0$ и $C(t)$ зависят от изменяющихся во времени физических параметров прибора (например, температуры). Случайная функция $\xi(t)$ описывает гауссов белый шум, который в нашем случае обусловлен действием случайных процессов на эмиссионной поверхности и около нее, включая абсорбцию и десорбцию атомов в эмиссионном центре, дрейф атомов, ионизацию атомов остаточных газов вблизи эмиссионной структуры, ионную бомбардировку и т.д. Система способна совершать только мгновенные переходы между двумя состояниями. Другими словами, в системе может иметь место так называемая катастрофа типа сборки [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект №2.1 - 696.03)

Библиографический список

1. Аникин В.М., Голубенцев А.Ф. // Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. Саратов, 1997. Вып.3
2. Golubentsev A.F., Anikin V.M. // Extended Abstracts. The 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf. - IVMC'97. Kyongju (Korea), 1997. August 17 - 21.
3. Anikin V.M., Golubentsev A.F., Sinitsyn N.I. // Extended Abstracts. The 2nd Int. Vacuum Electron Source Conf. - IVESC'98. Tsukuba (Japan), 1998. July 7-10.

4. Golubentsev A.F., Anikin V.M. // Extended Abstracts. The 11th Int. Vacuum Microelectronics Conf.- IVMC'98. Asheville (USA), 1998. July 19-24.
5. Аникин В.М., Голубенцев А.Ф. // Матер. 3-й межд. науч. - техн. конф. "Актуальные проблемы электронного приборостроения". Саратов, 1998. Ч. 3.
6. Гоц С.С. Флуктуационные процессы в микро- и нанoeлектронных эмиссионных приборах: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1998.
7. Голубенцев А.Ф., Аникин В.М., Клименко В.Г. Статистические модели квазирегулярных радиофизических и оптических структур. Саратов, 1991.
8. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф: В 2 кн. М., 1984.

MARKOV MODELS OF FIELD EMISSION FLUCTUATIONS

V.M. Anikin, A.F. Golubentsev

Saratov State University, Saratov

The probabilities of emission states, autocorrelation function and spectra of the fluctuations in the field emission from nanostructures are analytically calculated in the context of some Markov models of emission instabilities.

ИНСТРУМЕНТЫ, АППАРАТУРА, КОМПОНЕНТЫ И ТЕХНИКА

УДК 621.373.522 :621.391.822

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И ШУМОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ОДНОДИОДНЫХ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ НА МНОГОСТРУКТУРНЫХ ЛПД

А.С. Шаповалов, А.А. Никитин, В.В. Машников, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

С.А. Кудряшов

Саратовский филиал института радиотехники и электроники РАН, г. Саратов

Приводятся результаты экспериментального исследования энергетических, диапазонных и шумовых свойств однодиодных СВЧ-генераторов с повышенным уровнем мощности на многоструктурных ЛПД полуторсантиметрового диапазона длин волн.

Для определения параметрического потенциала и оптимальной структуры электродинамической системы (ЭС) коаксиально-волноводных однодиодных СВЧ-генераторов на многоструктурных ЛПД (МСЛПД) экспериментально исследовались энергетические, диапазонные и шумовые свойства нескольких конструкций (модификаций) генератора. В качестве активного элемента применялся арсенид-галлиевый МСЛПД типа 3А748И полуторсантиметрового диапазона длин волн с повышенным уровнем мощности (порядка 2,0 - 2,5 Вт).

Особенности многоструктурных ЛПД особенно ярко проявились при экспериментах на макетах генераторов первой конструкции, в которых коаксиальная линия, имеющая на одном конце согласованную нагрузку, связана с волноводом через щель в его узкой стенке (конструкция Курокавы [1,2]). При использовании многоструктурных ЛПД в таком генераторе автоколебания имеют незначительную мощность или вообще не возбуждаются.

Это объясняется особенностями многоструктурных ЛПД. Для них характерны более низкое сопротивление активной составляющей полупроводниковой структуры (ниже примерно на порядок, чем у одноструктурных аналогов), значительное реактивное сопротивление элементов корпуса диода и, как следствие, высокие значения добротности и резонансного сопротивления колебательного контура, образованного структурой и элементами корпуса ЛПД. Указанное сопротивление значительно превышает активное сопротивление ЭС в плоскости сочленения коаксиала с широкой стенкой волновода, а традиционно используемая геометрия коаксиальных трансформаторов не позволяет осуществить их оптимальное согласование. В результате для многих образцов многоструктурных ЛПД условия реализации автоколебательного режима не выполняются.

Добиться устойчивой генерации удастся лишь в такой (второй) модификации генератора, в которой используется сложный трансформатор импедансов, состоящий из трех отрезков коаксиальных линий. Однако такой генератор имеет относительно невысокие значения КПД (60-75%) вследствие потерь в согласованной нагрузке, трансформаторе импедан-

сов и элементах связи, а также он критичен в настройке. Это обстоятельство заставляет искать геометрию ЭС, обеспечивающую более высокие параметры СВЧ-генератора.

Паспортную мощность диода удалось получить на выходе генератора третьей конструкции, в которой ось коаксиальной линии смещена в центр волновода. С одной стороны коаксиальная линия была подключена к диоду, а с другой – образовывала короткозамкнутый шлейф. Связь с нагрузкой осуществлялась с помощью волноводной диафрагмы. Описанная ЭС имеет довольно высокий КПД, однако требует применения волноводной диафрагмы, что вносит дополнительные потери и неудобства в настройке генератора. Кроме того, для нее характерен довольно высокий уровень шумов выходного сигнала. Избавиться от этих недостатков позволяет дополнительная цепь согласования в виде Г-образного LC-звена, рассмотренная в работе [3].

На рис. 1,2 показаны варианты выполнения ЭС СВЧ-генератора с дополнительной цепью согласования.

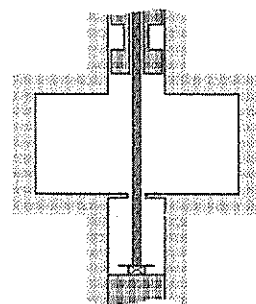


Рис. 1

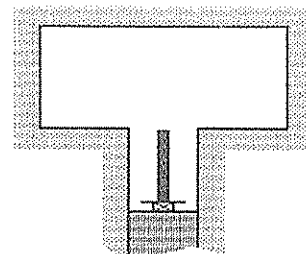


Рис. 2

В генераторе четвертой конструкции (рис. 1) роль LC-звена выполняют индуктивность штыря в волноводе и емкостная диафрагма, размещенная в плоскости широкой стенки волновода.

В пятой модификации (рис. 2) LC-звено образовано параллельной емкостью, возникшей при обрыве внутреннего проводника коаксиальной линии, и индуктивностью короткозамыкающего поршня в волноводе (на рисунке не показан). ЭС, изображен-



A 902056

ные на рис. 1,2, позволили отказаться от использования волноводной диафрагмы.

Эксперимент показал, что генераторы с такой ЭС по сравнению с предыдущими имеют более высокую выходную мощность, нередко превышающую паспортную мощность диода. Они механически перестраиваются по частоте с помощью поршня в волноводе (изменением резонансной частоты контура нагрузки), однако диапазон перестройки невелик и составляет (0.5-2.0)%. Причины недостаточно большой перестройки связаны, в первую очередь, с высокой добротностью диода, которая для МСЛПД может достигать значений порядка 100. Контур диода играет определяющую роль в формировании частотных и спектральных (шумовых) характеристик генератора.

Полоса перестройки существенно расширяется, если она осуществляется контуром диода. На рис. 3 показана шестая модификация ЭС генератора, в которой реализуются оптимальные условия для перестройки частоты контуром диода.

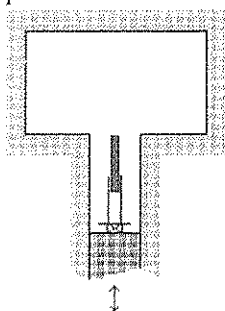


Рис.3

Контур диода в этом генераторе состоит из ЭС и отрезка коаксиальной линии, длина которой (а следовательно, и резонансная частота) может меняться перемещением поршня, на котором установлен диод. Свободный конец внутреннего проводника коаксиала при перестройке частоты неподвижен относительно волновода (узел его фиксации на рис. 3 не показан), и связь контура диода с контуром нагрузки не изменяется. Нагруженная добротность контура диода Q_n может составлять величину порядка 10^3 и более, обеспечивая необходимую спектральную частоту выходного сигнала.

Экспериментальные исследования показали, что с увеличением длины коаксиального резонатора частота генерируемого сигнала монотонно убывает, а диапазон перестройки частоты составляет 30%.

Как показывает теоретический анализ [2-4], одним из основных путей улучшения шумовых характеристик диодных СВЧ-генераторов с ЭС волноводно-коаксиального типа является повышение нагруженной добротности Q_n системы "диод - отрезок коаксиала", что может быть достигнуто увеличением сопротивления на выходе коаксиальной линии (в месте сочленения с волноводом). Для этого её необходимо размещать в области волновода с максимальным значением отношения напряженностей электрического и магнитного полей E/H .

Схема Курокавы [1,2], в которой связь коаксиала с волноводом осуществляется через щель в узкой стенке последнего, не позволяет реализовать больших значений нагруженной добротности Q_n контура диода (оценки её величины дают значения порядка 15) и обладает высоким уровнем шумов. Имеющиеся в литературе экспериментальные результаты (спектральная плотность мощности частотных (фазовых) шумов $\gamma_\phi = -65$ дБ/Гц при частоте отстройки

от несущей $F=50$ кГц [5]) подтверждают данный вывод.

При смещении коаксиальной линии к центру волновода в область максимальных значений отношения E/H связь коаксиала с волноводом осуществляется преимущественно через электрическую компоненту поля и нагруженная добротность контура диода достигает величины порядка 75, что существенно больше, чем в схеме Курокавы, однако не исчерпывает всех возможностей ЭС волноводно-коаксиального типа.

Для дальнейшего уменьшения шумов необходимо использование дополнительного звена согласования (или трансформатора), способного преобразовать относительно небольшое сопротивление нагрузки в большее по величине сопротивление на выходе коаксиальной линии. Поэтому ЭС, показанные на рис.1,2 и оптимизированные по критерию максимальной выходной мощности, обладают и более низкими шумами.

Более полное решение проблемы увеличения нагруженной добротности коаксиального резонатора достигается путём введения четвертьволнового коаксиального трансформатора с нетрадиционным (низким) значением волнового сопротивления ρ_r .

Описанный принцип увеличения добротности Q_n реализуется в седьмой конструкции ЭС генератора, которая показана на рис. 4.

Проведенные измерения добротности колебательной системы такого генератора показали, что при соответствующем выборе геометрии ЭС значение Q_n может достигать величин $(2-3) \cdot 10^3$ и более.

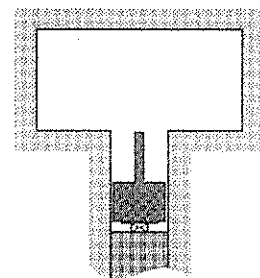


Рис.4

На рис. 5 приведены зависимости от частоты отстройки F отношения $\gamma_\phi(F)$ мощности фазового (частотного) шума в единичной полосе частот к мощности несущей.

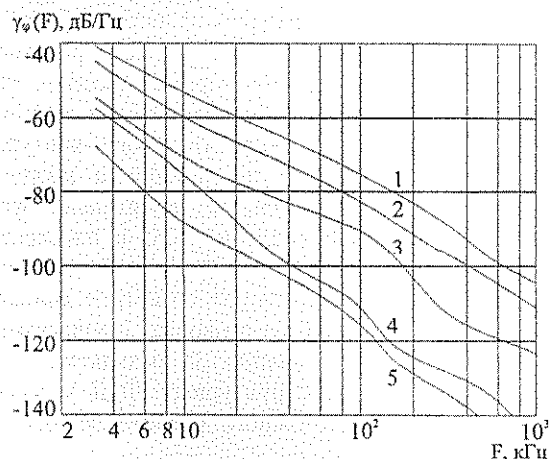


Рис.5

Максимальными частотными шумами (кривая 1) обладает генератор третьей конструкции с ЭС, показанной на рис.1, но без диафрагмы в плоскости широкой стенки волновода. Кривая 2 соответствует четвертой модификации генератора, в состав ЭС ко-

торой входит диафрагма в плоскости широкой стенки волновода. Использование диафрагмы приводит к уменьшению фазовых шумов примерно на 8 дБ. Возможно дальнейшее улучшение частотных шумов генератора еще на 8-12 дБ при использовании ЭС пятой конструкции, в которой внутренний проводник коаксиальной линии оборван (кривая 3). Минимальными частотными шумами (кривые 4 и 5) обладают генераторы седьмой конструкции, в которых предприняты специальные меры по значительному увеличению нагруженной добротности коаксиального резонатора за счёт введения четвертьволнового трансформатора. При этом экспериментально подтверждается теоретическое предсказываемое снижение частотных шумов генератора при уменьшении величины волнового сопротивления четвертьволнового трансформатора. Кривая 4 соответствует волновому сопротивлению 13 Ом, кривая 5 – 4 Ом.

Зависимости от частоты отстройки F отношения $\gamma_\alpha(F)$ мощности амплитудного шума в единичной полосе частот к мощности несущей приведены на рис. 6.

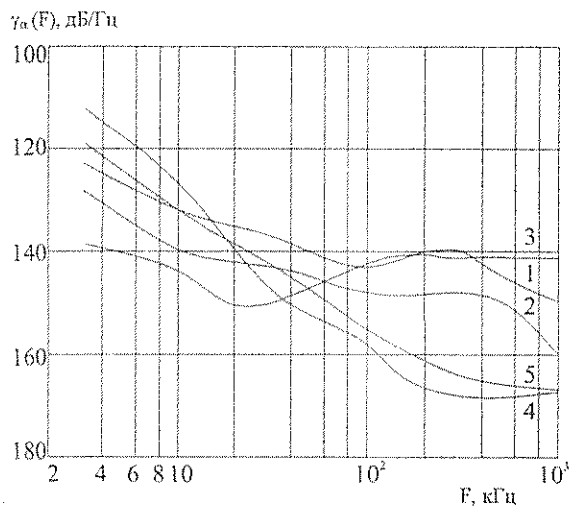


Рис. 6

Номера кривых на этом рисунке соответствуют тем же конструкциям генератора, что и на рис. 5. При малых значениях частоты отстройки ($F < 30$ кГц) однозначной зависимости уровня шумов от особенностей ЭС генератора не наблюдается. Это связано, в первую очередь, с различным влиянием нагруженной добротности Q_n колебательной системы на частотные и амплитудные шумы. Действительно, выражение для спектральной плотности амплитудных флуктуаций [2,4] можно представить так:

$$S_\alpha(\Omega) = \frac{1}{I^2} \frac{2S_u(\Omega)}{I^2 (\partial R_d / \partial I)^2 + 4Q_n^2 R_d^2 (\Omega / \omega)^2}, \quad (1)$$

где $S_u(\Omega)$ – спектральная плотность напряжения эквивалентного источника шумов генератора на частоте отстройки от несущей Ω ; I – амплитуда СВЧ-колебаний на АЭ; R_d – модуль активной составляющей импеданса диода.

Из этого выражения следует, что при малых отстройках от несущей влияние величины Q_n на уровень амплитудных шумов становится незначительным и на первый план выходят значения величин I , $\partial R_d / \partial I$, а также зависимость S_u от I , которые могут принимать различные значения в зависимости от настройки генератора. При $F > 30$ кГц становится существенным влияние второго слагаемого в знаменателе соотношения (1), поэтому при большой отстройке более низкими амплитудными шумами обладают генераторы с более высокой добротностью колебательной системы (кривые 4 и 5 на рис. 6).

На рис. 7 приведена зависимость уровня фазовых шумов $\gamma_\phi(F)$ для генератора седьмой конструкции при $\rho_r = 4$ Ом (кривая 1) и соответствующие величины для нестабилизированных генераторов на ЛПД, взятые из работ [6-10]: кривая 2 построена по данным работы [8], 3 – [10], 4 – [6], 5 – [9], 6 – [7].

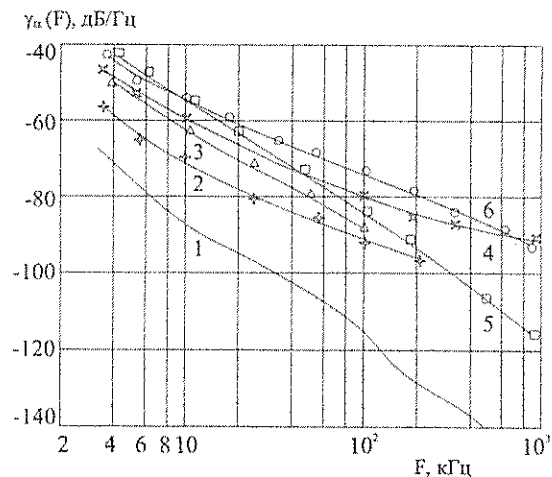


Рис. 7

Сравнительный анализ этих зависимостей позволяет констатировать, что достигнутый уровень частотных шумов в созданном генераторе на многоструктурном арсенид-галлиевом ЛПД повышенной мощности является наилучшим в своем классе приборов (среди нестабилизированных генераторов на ЛПД), превосходя по этой характеристике известные результаты в среднем на 20 - 40 дБ.

Характеризуя серию из четырёх генераторов, конструкции которых изображены на рис. 1-4, необходимо отметить, что в целом несмотря на отличие энергетических, диапазонных и шумовых характеристик разработанные устройства превосходят большинство известных аналогов по комплексу выходных параметров.

Библиографический список

1. Kurokawa K., Magalhaes F. // IEEE Proc. 1971. Vol. 59, № 1.
2. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / Под ред. М. Хауэса, Д. Моргана. М., 1979.

3. Кудряшов А.С., Шаповалов А.С., Шаповалов С.А. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 1997. Вып. 3.
4. Шаповалов А.С. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 1989. Вып.2.
5. Касаткин Л.В., Ладнич И.Д. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1982. Вып. 3(339).
6. Тагер А.С., Ходневич А.Д., Цебиев А.М. // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1969. Т. 12, № 9.
7. Бугаев А.В., Рыбалка В.В. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1973. Вып. 11.
8. Камоликова Е.В., Карташов Б.И., Левитес А.А. и др. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1977. Вып. 1.
9. Корнилов С.А., Павлов В.М. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 3.
10. Корнилов С.А., Овчинников К.Д., Сибирцев Л.С., Шулепов С.Н. // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1989. Вып. 3(200).

THE DYNAMIC AND NOISE PARAMETERS EXPERIMENTAL RESEARCH OF THE ALONE DIODE MICROVAWE GENERATORS WITH MULTISTRUCTURAL IMPATT DIODE

A.S. Shapovalov, A.A. Nikitin, V.V. Mashnikov, S.A. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

S.A. Kudryashov

Saratov Branch of Institute of a Radio Engineering and Electronics Engineering of RAS, Saratov

The power, band and noise properties experimental research results of the alone diode microvawe generators with higher power's multistructural 1,5 sm band IMPATT diode are represented.

УДК 621.385.735

ДОЛГОВЕЧНОСТЬ КАТОДА ЛБВ С МНОГОСЛОЙНЫМ КЕРНОМ

А.А. Скапцов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Приведены результаты испытаний катодов ЛБВ космического назначения с трехслойным сферическим керном в режиме циклического разогрева. Показано, что использование кернов переменной толщины существенно повышает их долговечность.

Введение

Низкотемпературные катоды с трехслойными сферическими кернами используются в сверхдолговечных СВЧ-приборах (ЛБВ) для космической связи [1,2]. Сферический kern этих катодов выполняется из трехслойного материала на основе никеля с кальцием или стронцием, что и обеспечивает повышенную стабильность эмиссии в режиме непрерывного разогрева [3]. Применение таких катодов в ЛБВ, работающих в прерывистых режимах включения, не дает гарантированного повышения стабильности из-за свойственного им явления формоизменения и разрушения [1,2,4]. Именно поэтому их надежность и долговечность определяется не только конструктивными и технологическими параметрами, но и в значительной степени характеристиками режима циклического разогрева и охлаждения.

Теоретический анализ и практика показывают, что для электронных пушек Пирса с микропервееансом до $1 \text{ мкА/В}^{3/2}$ деформирование керна с изменением диаметра на 1% приводит к снижению первееанса более чем на 30%.

В статье приведены подробные результаты испытаний низкотемпературных катодов с трехслойными сферическими кернами в режиме периодического разогрева.

На основании анализа экспериментальных данных и расчета краевых эффектов при деформации тонких оболочек предложена новая конструкция керна катодов, которая обеспечивает сохранение сферической формы (диаметра и радиуса кривизны керна) в прерывистых режимах работы сверхдолговечных ЛБВ [5]. Испытания показали, что предложенное решение обеспечивает снижение средней скорости формоизменения не менее чем в 3 - 5 раз.

Методика

На рис. 1 изображен катод, состоящий из керна 1, втулки 2, камеры 3 и держателя 4. Катоды диаметром 6 мм и с рабочей температурой 730°C периодически разогревались до температуры 900°C в режиме 3 мин включено, 7 мин выключено. Разогрев катодов проводился в отпаянных катодах путем циклического включения накала [1,2] и в муфельной печи в воздушной атмосфере. Это позволило оценить степень влияния химических процессов окисления на скорость формоизменения кернов катодов.

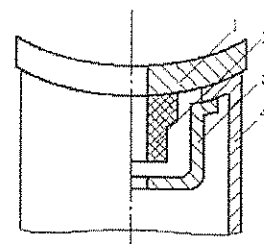


Рис. 1

Испытаниям подвергались 8 вариантов конструкции катодов, отличающиеся друг от друга степенью жесткости заделки кернов. Это позволило определить тот элемент конструкции катода, который вносит основной вклад в скорость формоизменения керна.

Конструкции катодов и их части нумеровались следующим образом:

- №1 – катод, показанный на рис.1;
- №2 – катод без держателя 4, показанный на рис.3;
- №3 – керн 1 с втулкой 2, показанный на рис.4;
- №4 – керн 1, показанный на рис.5;
- №5÷ №8 – соответствуют №1÷№4, керн 1 которых выполнен со снятой фаской, как это показано на рис.2÷ 5.

Радиус сферичности всех кернов $R = 9$ мм, толщина керна (сплав НКР10Н) $H = 300$ мкм, плакирующих слоев (чистый Ni) – 50 мкм.

В качестве информативного параметра выбирался диаметр керна $D = 2r$, где r – радиус керна. Измерения диаметра керна по 4-м случайно выбранным направлениям проводились с точностью 1 мкм через каждые 10 циклов разогрева и охлаждения на протяжении 1500 циклов при постоянной температуре 900 °С (что соответствует более 15000 циклов для испытаний при рабочей температуре, (рис.4) [1]).

Результаты экспериментов $\langle D(N) \rangle$ – зависимость среднего диаметра от числа циклов N обрабатывались с помощью методов наименьших квадратов и Фурье-анализа. Анализ использовался для выделения как монотонной (линейно возрастающей с ростом N) составляющей в $\langle D(N) \rangle$, так и гармоник, амплитуда которых ($\sim 0,6 D, \%$) многократно превышала стандартный случайный экспериментальный разброс.

Результаты испытаний

На рис. 2÷5 показаны зависимости относительного изменения среднего диаметра кернов катодов $\Delta \langle D \rangle / \langle D \rangle$ от числа циклов N разогрева и охлаждения.

Измерения, помеченные символами (•) – №1÷№4, (x) – №5÷№8, соответствуют катодам с указанными номерами и проводились в муфельной печи в атмосфере, а символом (Δ) – с отпаянными катодами №1 (т.е. практически в вакууме). После 540 циклов испытаний, когда изменение диаметра выходило за допустимые пределы $\sim 2\%$, керны катодов №1÷№4 шлифовались. При этом с кромки снималась фаска (рис.6) шириной h , сопоставимой с размером области концентрации краевых напряжений и деформаций. После этого испытания с ними продолжались на протяжении еще 1160 циклов.

Сопоставление результатов испытаний в вакууме (Δ) и в атмосфере (•) показывает, что формоизменение не может вызываться или форсироваться протеканием окислительных процессов при повышенной температуре испытаний.

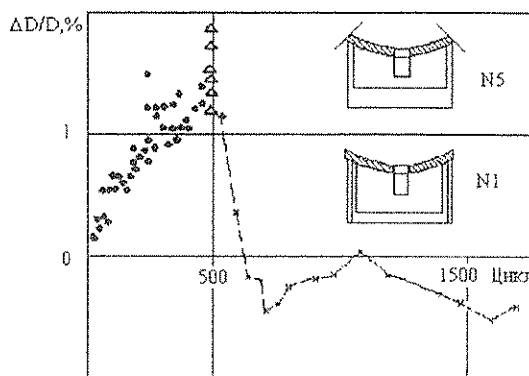


Рис. 2

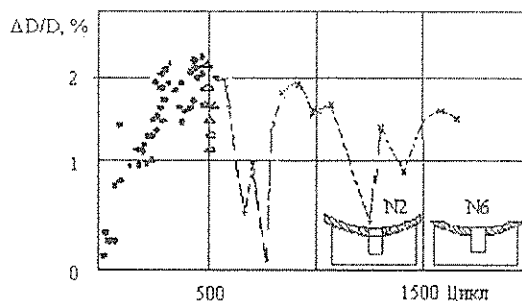


Рис. 3

В то же время существует явная зависимость скорости формоизменения от номера испытуемого катода, т.е. чем меньше жесткость заделки кромки керна (№1÷№4), тем больше в среднем величина $\Delta \langle D \rangle / \langle D \rangle$ за 540 циклов.

Таким образом, причина формоизменения керна заключается в многослойности материала керна.

Обработка методом наименьших квадратов экспериментальных значений $\Delta \langle D(N) \rangle / \langle D(N) \rangle$ за период 540 циклов показала, что явление формоизменения носит сложный и нерегулярный характер, а именно: на фоне линейно возрастающей зависимости $\Delta \langle D(N) \rangle / \langle D(N) \rangle$ от N существуют периодические нерегулярные изменения относительного диаметра более чем на 0,6 % от $\langle D(N) \rangle$.

В процессе измерений на срезе кромки кернов наблюдалось смещение плакирующих слоев относительно центрального слоя, что свидетельствует о существовании значительных краевых напряжений и деформаций.

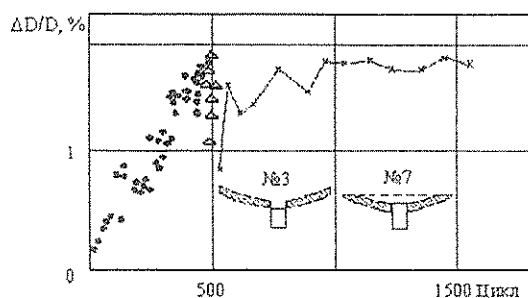


Рис. 4

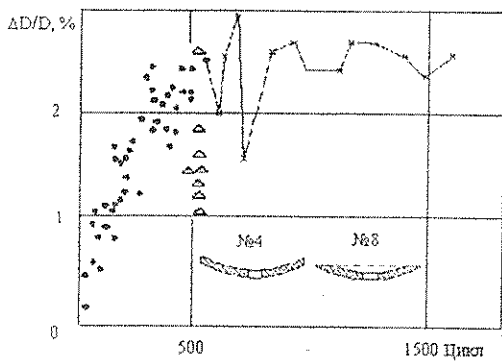


Рис. 5

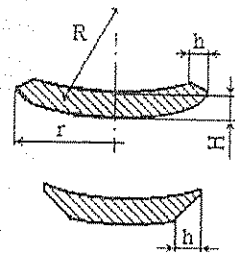
Из теории краевых эффектов при деформации тонких оболочек вращения (а к ним относятся сферические керны) следует, что краевые напряжения и деформации захватывают край керна шириной h , много меньшей радиуса керна r . Их величина определяется жесткостью края керна G , причем $G \sim H^3$. Для снижения жесткости края керна (и тем самым снижения краевых деформаций и напряжений) керны шлифовались до образования краевой фаски шириной $h \sim 0,3 - 1,0$ мм (рис.2 - 5, катоды №5+№8). На рис.2 - 5 показаны результаты испытаний таких катодов (x), из которых следует, что формоизменение кернов не превышает 1% на протяжении более 1000 циклов разогрева и охлаждения. При этом формоизменение носит нерегулярный периодический характер при постоянном среднем диаметре керна.

Катод с керном переменной толщины

На основании результатов проведенных испытаний предлагается новая конструкция катодов для использования в сверхдолговечных ЛБВ. Катод содержит kern вогнутой формы с эмиссионным покрытием, закрепленный в держателе в виде полого цилиндра, отличающийся тем, что, с целью повышения формоустойчивости керна в режиме циклического включения напряжения накала, kern выполнен с толщиной, уменьшающейся от центра к

краю (рис.6) [5]. Уменьшение толщины керна можно осуществить срезом большей части кромки путем, например, шлифования.

Ширина среза h (рис.6) выбирается одного порядка с размером области краевых эффектов для тонких сферических кернов



$$0,3 < \frac{h}{\sqrt{Hr}} < 1.$$

Рис. 6

Заключение

Проведенные испытания низкотемпературных катодов с трехслойными сферическими кернами сверхдолговечных ЛБВ в циклическом режиме разогрева и охлаждения показали, что такие катоды не обладают достаточной формоустойчивостью в прерывистых режимах работы ЛБВ.

Предложена конструкция катода с переменной толщиной керна, которая позволяет:

- существенно повысить формоустойчивость катода,
- сформировать малогабаритную конструкцию катода, так как конструкция керна обеспечивает использование тонкостенного держателя керна в виде полого цилиндра,
- создать экономичный катод с малым временем готовности, она не увеличивает вес катода и мощность накала, обеспечивая высокие эмиссионные свойства катодов за счет применения плакированных сплавов (НКР10Н в качестве кернов), имеющих высокие эмиссионные свойства, но обладающие низкой формоустойчивостью при периодическом разогреве,
- сохранить технологию изготовления и сборки катодов, использовать прежнее оборудование и инструменты.

Библиографический список

1. Никонов Б.П., Судакова Л.Н., Свешникова Н.М. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. М., 1980. Вып.12.
2. Галина Н.М., Никонов Б.П., Свешникова Н.М. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. М., 1984. Вып. 6.
3. Балабалкин В.Е. и др. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. М., 1970. Вып.9.
4. Скапцов А.А., Кошелев В.С. // Актуальные проблемы электронного приборостроения. Тез. докл.10 -12 сентября 1996. Саратов,1996. Ч. 2.
5. А.с. 1336827 СССР, МКИ H01 J 1/20. Торцевой катодный узел.

THE LIFE TIME OF TWT's MULTILAYER CORE CATHODE

A. A. Skaptsov

Saratov State University, Saratov

The results of life tests on sample three-ply spherical core cathodes of space TWT during cyclic burn-in are obtained. It is shown that the application of the variable thickness core cathodes essentially increase their life time.

МНОГОДИОДНЫЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОР НА ЛПД

А.С. Шаповалов, А.А. Никитин, В.В. Машников, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Приводятся результаты разработки и экспериментального исследования многодиодного СВЧ генераторного блока на ЛПД. Указанный блок способен работать как автономно, так и в составе многоблочного сумматора мощности.

Введение

Для проведения физических исследований, создания систем контроля технологических процессов, диагностики, аппаратуры специального назначения требуются СВЧ-генераторы коротковолновой части сантиметрового диапазона мощностью несколько ватт, которые имеют сравнительно низкий уровень шумов, допускают механическую и электрическую перестройку частоты, а также изменение мощности в достаточно широких пределах в зависимости от решаемой задачи.

Повышение мощности твердотельных генераторов достигается путем суммирования мощности нескольких диодов на уровне кристалла, а затем – на уровне суммирующего резонатора.

Одной из наиболее известных схем суммирования мощности многоструктурных диодов на уровне общего резонатора является сумматор Курокавы [1], представляющий собой цепочку последовательно включенных генераторных блоков. Каждый из блоков фактически является сумматором мощности двух коаксиальных генерирующих модулей, расположенных в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода вдоль его узких стенок.

Изменение мощности такого сумматора может осуществляться изменением числа используемых блоков. Хотя экспериментальные исследования подобного сумматора дали положительные результаты, его возможности в полной мере еще не раскрыты.

В описанном варианте он не перестраивается по частоте. Каждый генераторный блок содержит всего два диода и, следовательно, его возможности с точки зрения числа используемых диодов и уровня генерируемой мощности полностью еще не исчерпаны. В блоке не реализован ряд дополнительных возможностей, снижающих уровень шумов генерируемого сигнала.

Все это побудило разработать коаксиально-волноводный генераторный блок, в котором перечисленные недостатки по крайней мере частично устранены.

Генераторный блок

В отличие от секции сумматора Курокавы разработанный генераторный блок содержит три твердотельных многоструктурных диода, помещенных в коаксиальные модули, которые расположены в плоскостях

узких стенок и в центре прямоугольного волновода (рис.1).

С точки зрения расположения диодов блок подобен известным классическим схемам трехдиодных сумматоров [2], однако конструкция его коаксиальных модулей принципиально отличается от описанных в литературе.

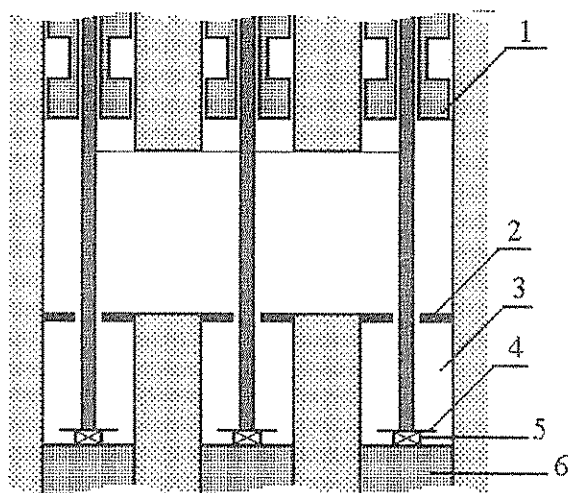


Рис.1

Прежде всего, в каждом коаксиальном модуле вместо согласованной нагрузки используется короткозамыкатель 1, который обеспечивает оптимальное согласование с суммирующим резонатором и увеличение генерируемой мощности.

Кроме того, в плоскости широкой стенки волновода в коаксиальном модуле установлена диафрагма 2. Емкостная диафрагма вместе с индуктивностью L штыря в волноводе образует дополнительное Г-образное LC-звено согласования. Одновременно между этой диафрагмой и дисковым резонатором 4 диода 5 образуется дополнительный стабилизирующий резонатор 3, способствующий снижению шумов выходного сигнала.

Наконечник каждый генерирующий модуль содержит устройство регулировки 6 положения диода вдоль оси коаксиала, которое обеспечивает необходимый теплоотвод, подстройку модуля по частоте и компенсацию разброса параметров диодов.

Вследствие того, что степень связи коаксиальных модулей может регулироваться короткозамыкателем и

устройством изменения положения диода, в разработанном блоке появляется возможность электрической и расширяется полоса механической перестройки частоты.

Результаты

Экспериментальные исследования трехдиодного суммирующего блока на ЛПД показали, что в коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн он обеспечивает уровень генерируемой мощности порядка 5,0–5,3 Вт, КПД суммирования – около 98%, полосу электрической перестройки частоты током питания центрального диода – 15 МГц, полосу механической перестройки частоты короткозамыкателем суммирующего резонатора – до 30 МГц.

Изменение мощности колебаний в пределах указанных полос перестройки не превышает 1дБ.

Уровни амплитудных и фазовых шумов генерируемого сигнала характеризуют кривые, показанные на рис. 2.

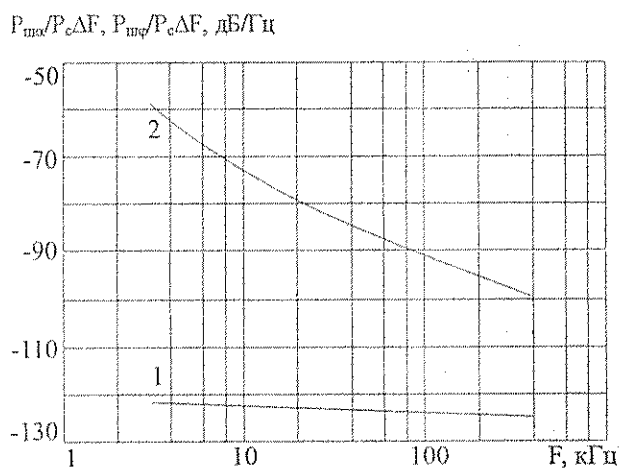


Рис. 2

Кривая 1 (рис.2) показывает отношение мощности амплитудных шумов в единичной полосе частот к

Библиографический список

1. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / Под ред. И. Хауэса, Д. Йоргана. М., 1979.
2. Заявка 55-47766 Япония, МКИ ЗН ОЗ В 9/12. Мощный генератор СВЧ-волн с отрицательным сопротивлением.

THE MULTIDIODES MICROVAWE GENERATOR ON IMPATT DIODES

A.S. Shapovalov, A.A. Nikitin, V.V. Mashnikov, S.A. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

The results of design and experimental research three diodes microvawe generator's block on IMPATT diodes are represented. The indicated block is capable to work as autonomously, and in a structure of a multibank power summator.

ФОРМОУСТОЙЧИВОСТЬ КАТОДА ЛБВ С ПЕРФОРИРОВАННЫМ ДЕРЖАТЕЛЕМ

А.А. Скапцов, В.С. Кошелев

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Проведен расчет красных деформаций в тонком цилиндрическом держателе катода ЛБВ с целью повышения долговечности ЛБВ в циклическом режиме разогрева. Показано, что разрушение держателя можно устранить путем его осевой перфорации в области соединения с керном катода.

Введение

Торцевые катоды СВЧ приборов (рис. 1) содержат керн катода 1, камеру с подогревателем косвенного накала 2 и тонкостенный цилиндрический держатель 3, радиусом $R \sim 1$ см, толщиной $h \sim 20$ мкм и длиной $L \sim 1,5$ см. Применение тонкостенных держателей существенно снижает тепловые потери за счет теплопроводности и общую теплоемкость катода, что обеспечивает их высокую экономичность и малое время готовности катода. Такие катоды обладают повышенной долговечностью в режиме непрерывного включения накала и широко используются в ЛБВ.

Испытания этих катодов в режиме циклического включения накала проводились по схеме, обеспечивающей полную релаксацию механических напряжений в катоде [1]. Как правило, уже после 1000 циклов наблюдались хорошо заметные под микроскопом деформация и растрескивание материала держателя в области, прилегающей к месту его сварки с керном катода. Разрушение держателя резко усиливалось при форсированных испытаниях при повышенной температуре и на конечной стадии приводило к образованию магистральной кольцевой трещины как показано на рис. 2.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование растрескивания тонкостенных держателей. Определена причина разрушения и предложен метод ее устранения путем осевой перфорации держателя в области локализации деформаций. Описана конструкция катода с повышенной механической прочностью для использования в долговечных ЛБВ с прерывистым режимом эксплуатации.

Теория

Разогрев катода, сделанного из материалов с различными линейными коэффициентами термического расширения (ЛКТР), всегда приводит к возникновению в них упругих и пластических напряжений и деформаций. Другой, не меньший вклад в их возникновение, дает большой градиент температур по длине держателя, который необходим для получения высокой экономичности катода. Деформации и напряжения, вызванные разностью ЛКТР и незначительными в режимах непрерывного накала, приводят к образованию остаточных пластических деформаций и их накоплению в режимах циклического включения накала [2,3].

При испытаниях в таких режимах наблюдались микротрещины двух видов: (1 и 2), как показано на рис. 3.

Сначала образовывались осевые микротрещины 1 вдоль цилиндрической образующей держателя, а затем они соединялись кольцевыми микротрещинами 2, образуя магистральную трещину (рис. 2).

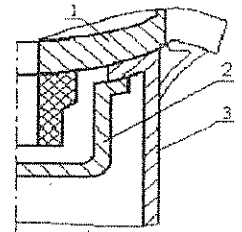


Рис. 1. Торцевой катод в разрезе. До испытаний - заштрихован, после испытаний - сплошной линией

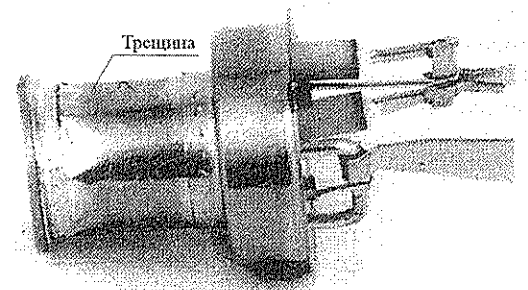


Рис. 2. Катод с трещиной в держателе после испытаний

Концентрация трещин вблизи места сварки керна и держателя - следствие их прогиба из-за неравномерного расширения, а их локализация в держателе - следствие малости жесткости держателя по сравнению с жесткостями керна и камеры катода.

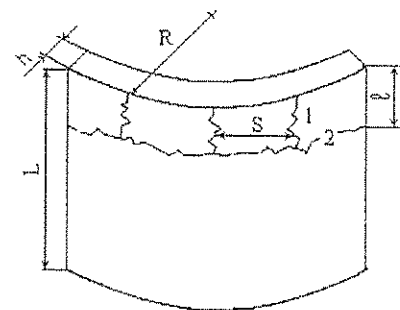


Рис. 3. Часть боковой поверхности держателя с трещинами 1 и 2

Из теории тонких оболочек [4] следует, что прогибы края керна ω_1 и держателя ω_2 в области их соединения определяются выражениями:

$$\omega_1 = A_1 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) + \alpha_1 \Delta T,$$

$$\omega_2 = e^{-\beta x} (B_1 \cos \beta x + B_2 \sin \beta x) + \alpha_2 \Delta T,$$

где r - расстояние точки керна от его центра; x - расстояние точки держателя от места его сварки с керном; A_1, B_1, B_2 - постоянные; α_1 и α_2 - ЛКТР керна и держателя соответственно; ΔT - перегрев катода при разогреве.

Постоянная длины β определяет размер области концентрации напряжений и деформаций в держателе:

$$\beta = \frac{3^{1/4}}{\sqrt{Rh}}.$$

Упруго - напряженное состояние в держателе и керне однозначно определяется после нахождения из граничных условий постоянных A_1, B_1, B_2 . Правила сшивания решений ω_1 и ω_2 в месте сварки изложены в [2,3].

Практический интерес представляет характер распределения деформаций и напряжений по длине держателя. Как показали расчеты, они действительно распределяются неравномерно, экспоненциально спадая по длине. Оказалось, что (в полном согласии с результатами испытаний) максимальные значения окружающих напряжений локализуются в месте сварки и порождают трещины 1, а осевые напряжения - на расстоянии от места сварки порядка $1/\beta$, - способствуют распространению трещин 2 (на рис.4 не видно).

Таким образом, представляется естественным предположить следующий способ устранения разрушения держателя, а именно: делать в держателе осевые разрезы - искусственные трещины, начиная с места сварки вдоль образующей держателя и выбирая их длину ℓ и расстояние s между ними из определенных соотношений.

Катод с осевой перфорацией

На рис.4 показана схема торцевого катода ЛБВ с осевой перфорацией держателя. Полоски 4 образуются разрезами 5, давая в совокупности демпфирующий

элемент между керном 1 и сплошным держателем 3. Напряжения и деформации в держателе снижаются лишь при определенных значениях длины ℓ и ширины s полоски так, чтобы ее жесткость была минимальной, а длина превышала размер области концентрации напряжений. Эти условия реализуются при выборе ℓ и s из соотношений [5]:

$$3 < \frac{\ell}{\sqrt{Rh}} < 6,$$

$$2 < \frac{s}{\sqrt{Rh}} < 4.$$

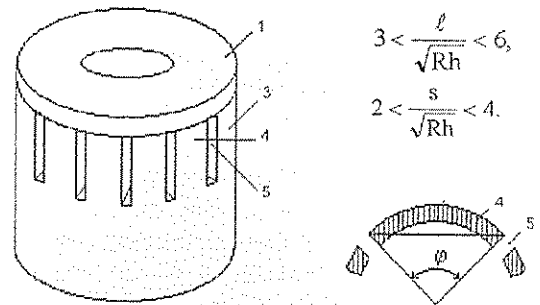


Рис. 4. Катод с перфорированным держателем

На рис.4 показана геометрия полоски 4 минимальной жесткости. Выбор ширины s соответствует такому углу раствора ϕ , который соответствует хорде, стягивающей соседние разрезы 5 и лежащей полностью в материале держателя. При испытании катодов с предложенной конструкцией держателей деформация и разрушение катодов не были обнаружены.

Заключение

Осевая перфорация тонкостенных держателей торцевых катодов позволяет использовать их в сверхдолговечных ЛБВ, работающих в прерывистых режимах эксплуатации. При этом удается сохранить такие преимущества катодов, как высокая экономичность и малое время готовности. Технологичность их изготовления также сохраняется.

Библиографический список

1. А. с. № 1281069 СССР, МКИ Н01 J 1/20. Способ испытаний катодно - подогревательных узлов.
2. Скапцов А.А., Кошелев В.С. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. 6 зимняя школа - семинар инженеров. Саратов, 1983. Кн.1.
3. Скапцов А.А., Кошелев В.С. // Распределенные информационно-управляющие системы. Тез. докл. 5 Всесоюз. конф. по управл. информ. системами. Саратов, 1988.
4. Писаренко Г.С., Можаровский Н.С. Уравнения и крайние задачи теории пластичности и ползучести. Справ. пособие. Киев, 1981.
5. А. с. 1204079 СССР, МКИ Н01 J 1/20. Катодный узел.

FORM STABILITY OF TWT'S CATHODE WITH PERFORATED HOLLOW CASING

A.A. Scaptzov, V.S. Koshelev

Saratov State University, Saratov

To increase of TWT's cathode life time during the cyclic burn-in the angle deformations in the thin hollow casing of the cathode is calculated. It is shown that to vanish the fracture of hollow casing it needs to perforate the hollow casing in the zone of their connection with cathode core.

ПРОСТАЯ СИСТЕМА ЦИФРОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ МАСС-СПЕКТРОВ

В.М. Живайкин, А.Г. Жуков, М.А. Клочков, Б.Н. Кондрашов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предложена простая система цифровой регистрации масс-спектров, получаемых в виде записи аналогового сигнала на ленте самописца или графопостроителя.

Система цифровой регистрации позволяет существенно снизить трудоемкость первичной обработки масс-спектров и открывает возможности для более полной обработки масс-спектральной информации.

Часть масс-спектрометров, находящихся в настоящее время в эксплуатации, снабжена аналоговой системой регистрации масс-спектров.

Например, канал регистрации вторично-ионного масс-спектрометра, разработанного в НИИМФ СГУ [1], состоит из вторичного электронного умножителя ВЭУ-1А и усилителя постоянного тока У5-11, сигнал с которого подается на кусочно-линейный усилитель [2], а затем на графопостроитель ЭНДИМ.

Полученное графическое представление масс-спектра позволяет оператору определить значения максимумов пиков и соответствующие им массовые числа вручную. К недостаткам этого способа получения информации относится трудоемкость, низкая точность, невозможность использования таких параметров, как площадь и форма спектральных линий.

Для устранения недостатков разработан канал цифровой регистрации масс-спектров, состоящий из вторичного электронного умножителя ВЭУ-1А, усилителя постоянного тока У5-11, цифрового

вольтметра Щ68000, блока сопряжения и персонального компьютера IBM 586.

Пятиразрядный десятичный цифровой вольтметр представляет аналоговый сигнал в параллельном двоично-десятичном коде, который поступает на блок сопряжения. Блок сопряжения состоит из блока питания, интерфейса - 128 V 1.0 и коммутатора. Коммутатор последовательно по 8 двоичных разрядов передает сигнал через интерфейс на шину данных ЭВМ.

При записи масс-спектра цифровой вольтметр опрашивает аналоговый сигнал с частотой 25 раз в секунду. Порядковые номера точек и соответствующие им значения сигнала с помощью разработанной программы записываются непосредственно в сформированный для этого файл, состоящий из двух столбцов. Обычно при записи полного масс-спектра файл содержит 10000 - 15000 точек.

Обработка такого файла с помощью стандартных программ (Excel, Origin) позволяет получить графическое представление масс-спектра (рис. 1).

Первым этапом в обработке полученной информации является переход к таблице «массовое число - интенсивность пика».

Масс-спектрометры, имеющие аналоговую систему регистрации, обычно снабжаются не регистра-

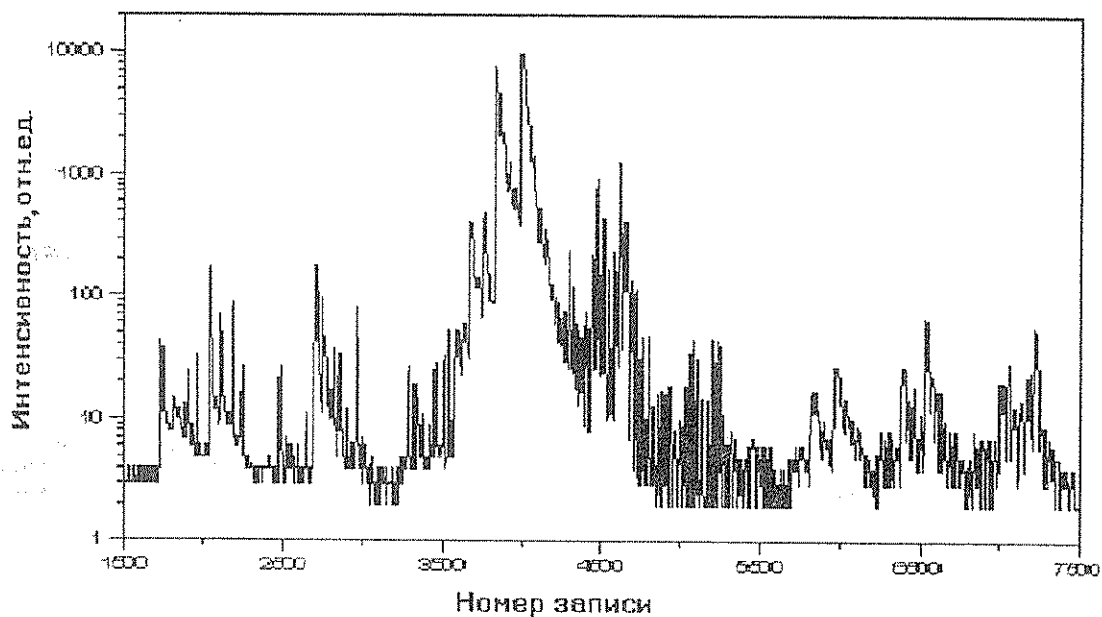


Рис. 1. Зависимость интенсивности вторичных ионов от номера записи

торами, а индикаторами массовых чисел, которые не обеспечивают необходимой точности определения массового числа и не могут быть использованы при обработке.

Сложность вычисления данной таблицы обусловлена также нелинейной зависимостью массы регистрируемых ионов от напряженности магнитного поля масс-спектрометра и неоднозначной зависимостью напряженности поля от величины тока электромагнита.

Для решения поставленной задачи разработана программа на языке Фортран, которая по особенностям масс-спектра определяет соответствующие массовые числа, используя в качестве реперных спектральных линий первую, последнюю и любую линию в середине диапазона, которые должны быть заданы оператором.

Необходимость задания первой линии связана с тем, что запись масс-спектра может быть начата с любого произвольно выбранного участка. Еще две линии необходимо задать для самокоррекции программы. Зависимость массы регистрируемых ионов от величины тока электромагнита аппроксимировалась полиномом четвертой степени.

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности спектральных линий от масс ионов, вычисленных данной программой.

Таким образом, применение цифрового канала регистрации масс-спектра и соответствующего программного обеспечения позволяет существенно снизить трудоемкость первичной обработки масс-спектров и открывает возможности для более полной обработки масс-спектральной информации.

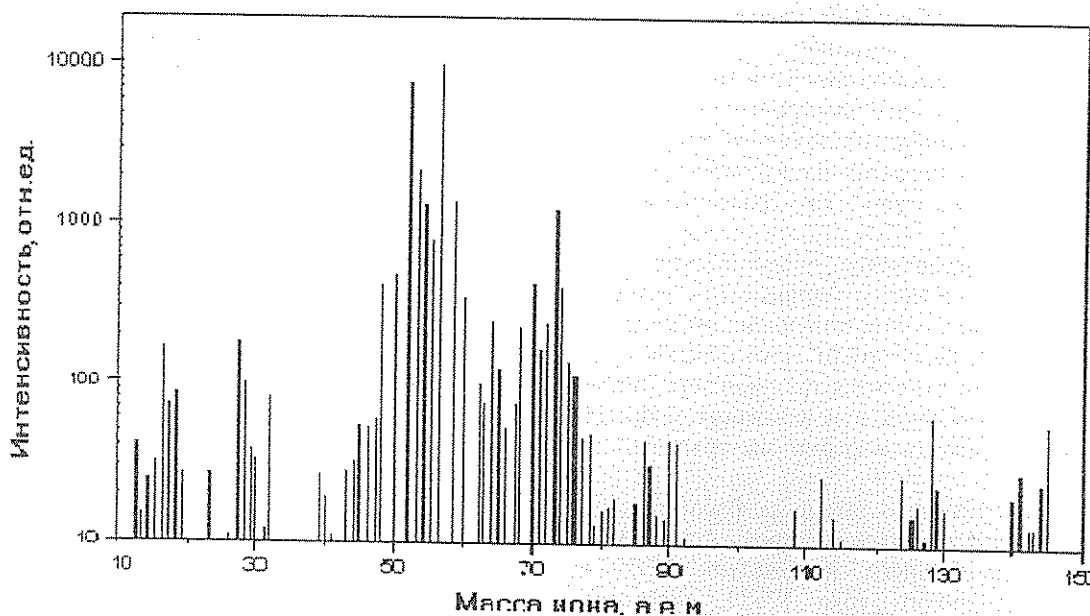


Рис.2. Зависимость интенсивности вторичных ионов от массы ионов

Библиографический список

1. Жуков А.Г. // Вопросы теоретической и ядерной физики. 1977. Вып. 6.
2. А. с. 1545839 СССР. МКИ H01 J 39/00. Устройство регистрации масс-спектра.

SIMPLE SYSTEM OF NUMERICAL REGISTRATION OF MASS-SPECTRA

V.M. Zhivaikin, A.G. Zhukov, M.A. Klochkov, B.N. Kondrashov

Saratov State University, Saratov

Simple system of numerical registration of mass-Spectra obtained as record of analogous signal at the recorder tape or grapher has been suggested. It allows to lower significantly the labour input of primary processing of mass-spectra and opens the possibility for more complete mass-spectrum information processing.

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТРЁХМЕРНЫХ ДИАГРАММ
ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ВАКУУМНЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДИСПЛЕЕВ**

А. В. Стрельцов, С. А. Букесов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Предложено описывать динамические электрофизические свойства вакуумных дисплеев с помощью трёхмерных диаграмм на основе эквивалентных схем. Топологический анализ таких диаграмм позволил объяснить интересное явление гистерезиса и разрыва вольт-амперных характеристик, которые ранее были обнаружены экспериментально.

Введение

При исследовании вольт-амперных (ВАХ) и вольт-яркостных (ВЯХ) характеристик вакуумных люминесцентных дисплеев было обнаружено, что ток через дисплей и яркость его свечения не являются однозначными функциями питающего напряжения. Характер зависимости тока и яркости при увеличении питающего напряжения отличен от характера зависимости при его уменьшении, т.е. ВАХ и ВЯХ имеют гистерезисный вид. В работе [1] и некоторых других публикациях, посвящённых данной теме, показано, что причиной такого эффекта может являться накопление электрических зарядов в рабочем люминофорном слое дисплея.

Однако причиной данного явления может быть и другой эффект, связанный со спецификой физических свойств люминесцентной композиции, а именно с резким увеличением его электропроводности при электронной бомбардировке, т.е. электронно-стимулированной проводимостью.

Целью статьи является теоретическое обоснование возможности присутствия вышеуказанного эффекта в работе вакуумных люминесцентных дисплеев с помощью трёхмерных геометрических моделей.

В статье не ставится цель создания строгой теории или проведения строгих теоретических или численных расчётов. Обсуждается лишь качественная модель физического явления.

Построение и анализ трёхмерной модели

Электрические свойства люминесцентного дисплея могут быть отражены с помощью эквивалентной электрической схемы, изображённой на рис.1. Здесь $R_{сл}$ - омическое сопротивление люминофорного слоя; $R_{вак}$ - омическое сопротивление вакуумного промежутка; U_H - напряжение, приложенное к дисплею, оно складывается из падений напряжения на слое $U_{сл}$ и на вакуумном промежутке $U_{вак}$; $I_{сл}$ и $I_{вак}$ - токи, текущие через слой и вакуумный промежуток, равные общему току дисплея I_H .

Заметим, что ток $I_{вак}$ зависит только от напряжения $U_{вак}$ и определяется ВАХ вакуумного промежутка, а ток $I_{сл}$ связан с $U_{сл}$ через $R_{сл}$, которое в силу возникновения электронно-стимулированной проводимости (нп) напрямую зависит от энергии бомбардирующих слой электронов, а значит, и от $U_{вак}$:

$$I_{вак} = I_{вак}(U_{вак}), \tag{1}$$

$$I_{сл} = I_{сл}(U_{сл}, U_{вак}). \tag{2}$$

Очевидны следующие равенства:

$$U_{сл} + U_{вак} = U_H, \tag{3}$$

$$I_{сл} = I_{вак} = I_H. \tag{4}$$

Проводя качественный анализ этих уравнений, можно представить функции (1) и (2) графически в виде поверхностей в 3-мерном пространстве $\{I, U_{сл}, U_{вак}\}$, отражающих зависимость токов $I_{сл}$ или $I_{вак}$ от напряжений $U_{сл}$ и $U_{вак}$.

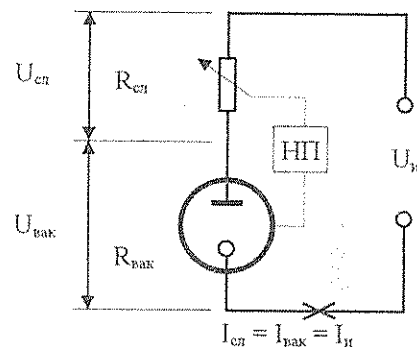


Рис.1

Рассмотрим функцию (1). Так как $I_{вак}$ не зависит от $U_{сл}$, то поверхность $I_{вак} = I_{вак}(U_{вак})$ образована движением прямой, параллельной оси $O U_{сл}$, вдоль кривой ВАХ вакуумного промежутка, лежащей на плоскости $I O U_{вак}$ (рис. 2):

$$\left(\frac{\partial I_{вак}}{\partial U_{сл}} \right) = 0, \left(\frac{\partial I_{вак}}{\partial U_{вак}} \right) > 0 \tag{5}$$

Назовём эту поверхность $\sigma_{вак}$. Поверхность $\sigma_{сл}$ для функции (2) можно построить, рассматривая ВАХ

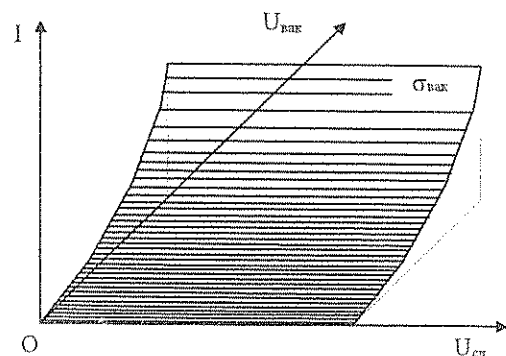


Рис. 2

слоя $I_{сл} = I_{сл}(U_{сл})$ при различных фиксированных $U_{вак}$:

$$\left(\frac{\partial I_{сл}}{\partial U_{сл}}\right) = R_{сл}^{-1} = G_{сл} \quad (6)$$

Здесь $G_{сл}$ - проводимость люминесцентного слоя.

При малых $U_{вак}$, меньших некоторого порогового $U_{п}$, энергия электронов мала и недостаточна для возбуждения люминесценции и электронно-стимулированной проводимости, при этом слой обладает каким-то начальным высоким сопротивлением $R_{сл} = R_{сл.н}$, которое почти не зависит от $U_{вак}$, а ВАХ имеет малый наклон к оси $OU_{сл}$ (рис.3).

По достижении напряжением $U_{вак}$ значения, равного $U_{п}$, возникает электронно-стимулированная проводимость (и катодолуминесценция), и далее с ростом $U_{вак}$ сопротивление $R_{сл}$ начинает падать, а наклон ВАХ растёт (рис.3).

Если $U_{вак}$ становится больше некоторого значения $U_{п}$, то падение $R_{сл}$ замедляется, и оно перестаёт зависеть от $U_{вак}$, так как процессы возбуждения катодолуминесценции и электронно-стимулированной проводимости в слое достигают насыщения, крутизна ВАХ стабилизируется (рис.3).

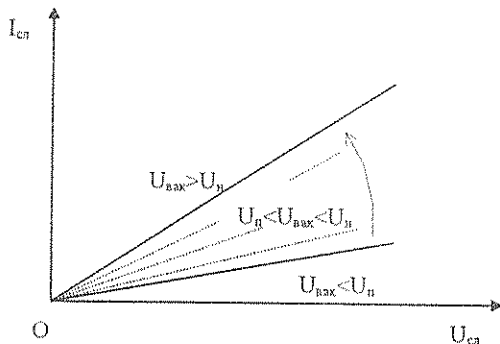


Рис.3

Таким образом, $I_{сл}$ существенно зависит от $U_{вак}$ только при его значениях, лежащих внутри диапазона $(U_{п}, U_{н})$, а поверхность $\sigma_{сл}$ имеет такой же вид, как на рис.4, где область N этой поверхности соответствует диапазону $(U_{п}, U_{н})$.

Для $\sigma_{сл}$ имеют место соотношения:

$$\left(\frac{\partial I_{сл}}{\partial U_{вак}}\right)_{U_{вак} < U_{п}} \equiv 0, \quad \left(\frac{\partial I_{сл}}{\partial U_{вак}}\right)_{U_{п} < U_{вак} < U_{н}} > 0,$$

$$\left(\frac{\partial I_{сл}}{\partial U_{вак}}\right)_{U_{вак} > U_{н}} \equiv 0, \quad \left(\frac{\partial I_{сл}}{\partial U_{сл}}\right)_{U_{вак} < U_{п}} = R_{сл.н}^{-1}, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial I_{сл}}{\partial U_{сл}}\right)_{U_{вак} < U_{п}} < \left(\frac{\partial I_{сл}}{\partial U_{сл}}\right)_{U_{вак} > U_{н}}$$

Если построить поверхности $\sigma_{вак}$ и $\sigma_{сл}$ в одной системе координат, то точки кривой их пересечения I в силу (4) определяют все возможные электрические режимы дисплея.

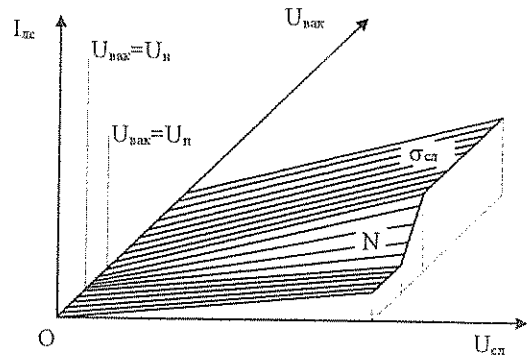


Рис.4

Из рис.5 видно, что кривая I может иметь s-образный перегиб, связанный с наличием области N на поверхности $\sigma_{сл}$. Можно показать, что этот перегиб связан с процессами, вызывающими при определённых условиях появление гистерезиса у ВАХ дисплея. Для этого удобно рассматривать не саму кривую I, а её проекцию PP_1 на плоскость напряжений $U_{вак}OU_{сл}$.

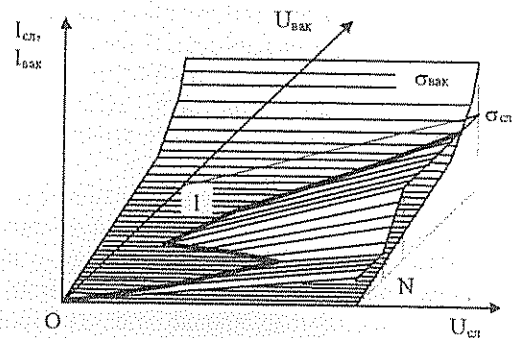


Рис.5

Чтобы построить данную проекцию, рассмотрим кривые пересечения поверхностей $\sigma_{вак}$ и $\sigma_{сл}$ с семейством плоскостей равного тока $I_{вак} = const$ и $I_{сл} = -const$ соответственно, а проекции этих кривых на плоскость $U_{вак}OU_{сл}$ назовём кривыми равного тока (рис. 6).

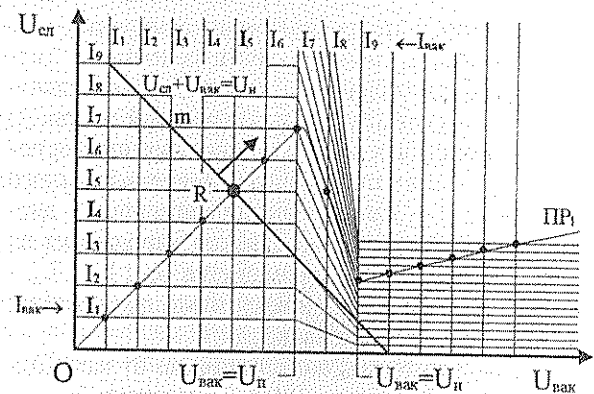


Рис.6

Кривые равного тока для $\sigma_{вак}$, соответствующие $I_{вак} = I_i$ определяют все возможные значения напряжений $U_{вак}$ и $U_{сл}$, при которых через вакуумный промежуток течёт ток I_i , аналогично кривые равного тока для $\sigma_{сл}$, соответствующие $I_{сл} = I_i$ определяют

все возможные значения напряжений $U_{\text{вак}}$ и $U_{\text{сл}}$ при которых через люминофорный слой течёт ток I_i . Таким образом, нетрудно видеть, что точка пересечения кривых равного тока для $\sigma_{\text{вак}}$ и для $\sigma_{\text{сл}}$, соответствующих одному и тому же значению тока $I_{\text{сл}} = I_{\text{вак}} = I_i = I_n$, является также соответствующей этому значению точкой кривой PP_1 .

Множество таких точек для разных $I_n = I_{\text{сл}} = I_{\text{вак}}$ образует искомую проекцию PP_1 .

Точки кривой PP_1 определяют все возможные значения напряжений $U_{\text{вак}}$ и $U_{\text{сл}}$, соответствующие устойчивому электрическому режиму дисплея. Если нам неизвестны конкретные значения $U_{\text{вак}}$ и $U_{\text{сл}}$, но известно полное напряжение U_n , приложенное к дисплею, то его режим можно определить, зная вид кривой PP_1 и учитывая (3).

Тогда точки пересечения PP_1 с прямой, определяемой (3) (прямая m на рис. 6), будут соответствовать конкретному распределению напряжений $U_{\text{вак}}$ и $U_{\text{сл}}$ при данном значении напряжения U_n , приложенного к дисплею. В диапазоне $U_n < U_{\text{вак}} < U_n$ прямая m имеет с PP_1 несколько общих точек, если

$$\left(\frac{dU_{\text{сл}}}{dU_{\text{вак}}} \right) \Big|_{U_n < U_{\text{вак}} < U_n} < -1. \quad (8)$$

Используя это, можно получить следующее условие:

$$\left[\left(\frac{\partial I_{\text{сл}}}{\partial U_{\text{вак}}} \right) - \left(\frac{\partial I_{\text{вак}}}{\partial U_{\text{вак}}} \right) \right] \Big|_{U_n < U_{\text{вак}} < U_n} > G_{\text{сл}} \Big|_{U_n < U_{\text{вак}} < U_n}, \quad (9)$$

т.е. в диапазоне значений $U_{\text{вак}}$ от U_n до U_n зависимость от $U_{\text{вак}}$ тока через слой должна превышать зависимость тока через вакуумный промежуток на величину, большую проводимости слоя в данной точке, в противном случае PP_1 пересекает m в единственной точке.

Пусть на дисплей подаётся напряжение питания U_n . Каждому значению этого напряжения соответствует прямая m на плоскости напряжений $U_{\text{вак}} \text{OU}_{\text{сл}}$, определяемая (3), точка R пересечения этой прямой с PP_1 - это рабочая точка дисплея.

Допустим теперь, что U_n медленно возрастает, начиная от 0, при этом прямая m соответственно смещается вверх и вправо (в направлении стрелки на рис. 6), не изменяя наклона, а рабочая точка R движется по кривой PP_1 в направлении, указанном на рис. 6 чёрной стрелкой.

Если условие (9) не выполняется и PP_1 пересекает m в единственной точке, то в силу того, что $I_{\text{вак}} = I_{\text{вак}}(U_{\text{вак}})$ и $I_{\text{сл}} = I_{\text{сл}}(U_{\text{сл}}, U_{\text{вак}})$ - неубывающие функции, ток дисплея монотонно возрастает, а при последующем уменьшении напряжения U_n до 0 рабочая точка возвращается в исходное положение по тому же пути. В этом случае ток дисплея I_n является однозначной функцией питающего напряжения U_n , а ВАХ не имеет гистерезиса (рис. 7).

Если же условие (9) выполняется, то при медленном росте U_n , начиная от 0, рабочая точка движется по верхней ветви кривой PP_1 до тех пор, пока не достигнет точки X (рис. 8). X - неустойчивая точка, в момент, когда прямая m проходит через неё, рабочая точка делает скачок на нижнюю ветвь кривой PP_1 .

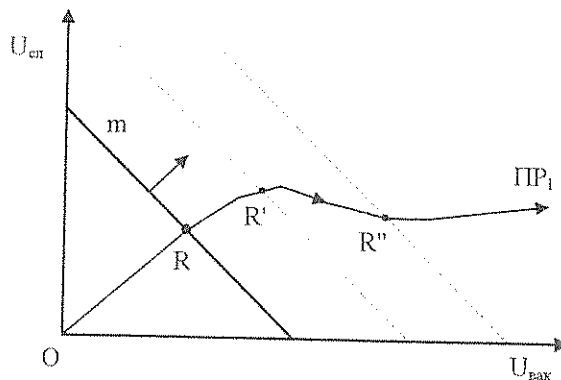


Рис. 7

Следовательно, происходит скачок тока дисплея I_n в сторону увеличения, т.е. ВАХ дисплея терпит разрыв.

Физический смысл модели

Физический смысл построенной модели заключается в следующем. На участке OX (рис. 8) дифференциальные сопротивления люминофорного слоя и вакуумного промежутка положительны, причём сопротивление слоя почти не зависит от напряжения на вакуумном промежутке (см. (5) и (7)), поэтому с ростом питающего дисплей напряжения U_n напряжения на слое $U_{\text{сл}}$ и на вакуумном промежутке $U_{\text{вак}}$ монотонно растут, как и ток дисплея.

В некоторый момент $U_{\text{вак}}$ достигает значения, при котором энергии ускоряемых этим напряжением электронов достаточно для появления электронно-стимулированной проводимости в слое, причём проводимость слоя начинает расти.

В точке X электронно-стимулированная проводимость слоя возрастает настолько, что доля напряжения, падающего на слое $U_{\text{сл}}$, начинает снижаться, что ведёт к соответствующему росту напряжения $U_{\text{вак}}$, падающего на вакуумном промежутке, так как напряжение $U_n = U_{\text{сл}} + U_{\text{вак}}$ поддерживается искусственно. Рост $U_{\text{вак}}$ ведёт, в свою очередь, к ещё большему росту электронно-стимулированной проводимости слоя и соответственно к уменьшению $U_{\text{сл}}$ и росту $U_{\text{вак}}$.

Таким образом, в дисплее возникает положительная обратная связь (ПОС) и описанный процесс развивается лавинообразно до тех пор, пока электронно-стимулированная проводимость не достигнет насыщения. При этом происходит быстрое перераспределение напряжений $U_{\text{сл}}$ и $U_{\text{вак}}$, дисплей переходит в новое устойчивое состояние.

Если начать уменьшать напряжение U_n , то в точке X скачка не будет, так как имеет место электронно-стимулированная проводимость и проводимость слоя гораздо меньше той, что была в предыдущем случае - при увеличении U_n от 0.

Иными словами, напряжение $U_{\text{вак}}$ и проводимость слоя при подходе к точке X со стороны больших U_n больше, чем при подходе со стороны малых U_n . Теперь чтобы $U_{\text{вак}}$ уменьшилось настолько, что вызвало бы спад электронно-стимулированной проводимости, нужно ещё уменьшить U_n , пройдя мимо точки X до точки Y (рис. 8).

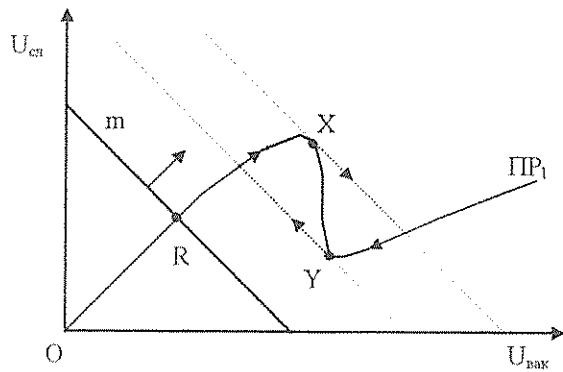


Рис.8

В точке Y вновь возникнет ПОС, но описанный выше процесс пойдет в обратном порядке - про-

изойдет скачок рабочей точки, тока дисплея I_n и обратное перераспределение напряжений.

Таким образом, в случае, когда для дисплея выполняется условие (9), ВАХ этого дисплея (а значит, и его вольт-яркостная характеристика) будет носить гистерезисный характер.

Заключение

Проведенные теоретические исследования позволяют сделать вывод о присутствии в вакуумных люминесцентных дисплеях положительной обратной связи, вызванной наличием электронно-стимулированной проводимости. Это явление, по нашему мнению, является причиной гистерезисного поведения вольт-амперных и вольт-яркостных характеристик таких дисплеев.

Библиографический список

1. Ozava L. Cathodoluminescence. Theory and Applications. Kodansha, 1990.

THREE DIMENSIONAL DIAGRAMMATIC REPRESENTATION OF VACUUM DISPLAY EXCITED BY LOW ENERGY ELECTRONS

A. V. Streltsov, S. A. Bukesov

Saratov State University, Saratov

The dynamic electrophysical properties of vacuum displays are proposed to be described by a three dimensional diagram involving its equivalent circuit. Topological analysis of such a diagram has allowed us to explain an interesting phenomenon: a hysteresis and breaks on the volt-ampere curves, which were earlier observed experimentally.

УДК 536.2:621.315.592

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО РЕАКТОРА ТИПА "ИЗОТРОН"

А.И. Жбанов, В.С. Кошелев, В.В. Хромеников, В.Н. Шевцов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Проведен расчет температур внутри реактора для термического отжига полупроводниковых материалов. Исследована скорость выхода на уровень температуры отжига. Определены оптимальные варианты конструкции. Для расчета использована компьютерная программа, основанная на методе конечных элементов.

Введение

Установка типа "Изотрон" предназначена для термического отжига микроселектронных изделий и представляет собой реактор цилиндрической формы (рис.1), в который через загрузочную камеру помещают тележки с графитовыми кассетами. В целях исключения окисления изделия отжиг проводится в атмосфере водорода [1].

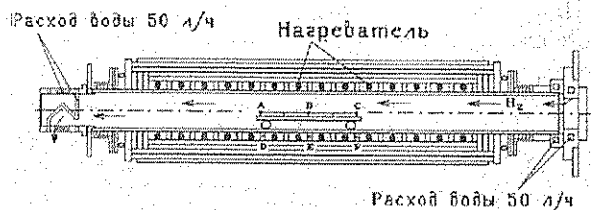


Рис.1

Необходимый тепловой режим обеспечивается совместными действиями трехсекционного электронагревателя и водяным охлаждением отдельных элементов установки. Конструкция реактора предусматривает возможность компьютерного управления секциями электронагревателя для поддержания температуры стенки реактора на заданном уровне (580, 650, 750 или 900 °С).

Задача исследований состояла в определении способа быстрого вывода реактора на заданный тепловой режим и поддержании этого режима в течение определенного времени.

Теоретический анализ

Для проведения численного моделирования применялась модель нестационарной теплопроводности в составной цилиндрической области.

Для учета вклада других видов теплообмена (конвекции и излучения) в расчетной модели использовались эффективные значения коэффициентов теплопроводности, объемной теплоемкости и теплоотдачи. Действие электронагревателей рассматривалось как результат влияния источников теплоты, распределенных по объему.

Оценка погрешности и последующее сопоставление результата расчетов с экспериментальными данными подтвердили оправданность сделанных допущений. Расчет нестационарного температурного поля реактора осуществлялся методом конечных элементов [2] на персональном компьютере IBM PC/AT 386 по универсальной программе КОНТО [3]. Расчет каждого варианта осуществляли в две стадии.

На первой стадии (стартового разогрева) проводился расчет реактора из холодного состояния (20°C) до того момента времени, пока температура стенки реактора в заранее намеченных точках (D, E, F) не достигнет величины температуры регулирования. Достигнутое при этом температурное распределение задавалось как начальное состояние для второго этапа расчета.

На втором этапе изменялись граничные условия: температура на стенке реактора становилась постоянной величиной и расчет проводился до того момента времени, при котором температура в каждой из заранее обусловленных точек графитовых кассет (A, B или C) будет не менее 500°C .

Результаты

В результате проведенных исследований было установлено, что температурой стабилизации T_c для автоматического регулирования является температура 580°C . При 650 и 750°C происходит излишний перегрев графитовых кассет. Температура же 900°C в большинстве расчетов вообще не достигалась.

Некоторые расчетные графики температур в расчетных точках представлены на рис.2 ($T_c = 580^{\circ}\text{C}$) и

рис.3 ($T_c = 650^{\circ}\text{C}$). Для уменьшения времени технологического цикла реактора целесообразно применить кассеты облегченной конструкции или же уменьшить их количество.

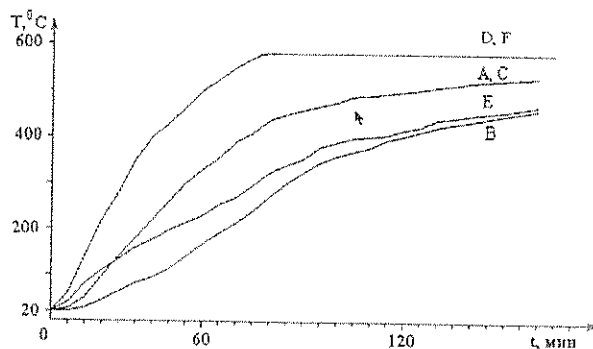


Рис.2

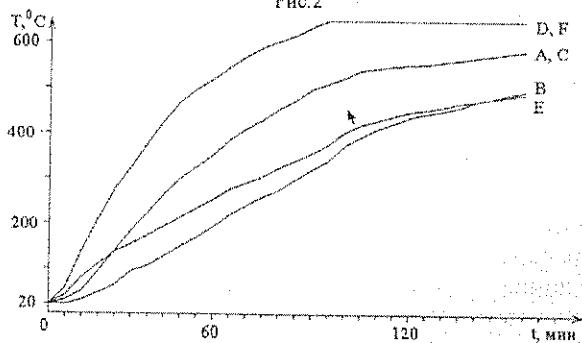


Рис.3

Водород перед его запуском в объем реактора рекомендуется подогревать до температуры $100 - 200^{\circ}\text{C}$. Мощность центральной секции электронагревателя должна быть большей, чем мощности боковых секций, для повышения равномерности температуры в рабочей зоне. Это подтверждается сопоставлением результатов расчетов для установок "Изотрон 4-150" и "Изотрон - 6".

Толщину тепловой изоляции для установки "Изотрон - 6" достаточно взять равной 20 мм .

Библиографический список

1. Коутный Й., Кудлак Я., Микушек Я. Технология серийного производства транзисторов и полупроводниковых диодов. М., 1968.
2. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М., 1979.
3. Блейвас И.М., Жбанов А.И., Прохоров В.В. // Электронная техника. Сер.1. 1986. Вып. 9.

THE NUMERICAL UNSTADY THERMAL STAGE ANALYZE OF THE TECHNICAL REACTOR AS TYPE OF "IZOTRON"

A.I. Zhbanov, V.S. Koshelev, V.V. Khromenkov, V.N. Shevtsov

Saratov State University, Saratov

The calculation of temperature into reactor used for thermal burn of semiconducting materials is made. The finish velocity of burn temperature level is investigated. It is found the optimal constructing design. To calculate the compute program used the finite elements method is explored.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ: ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ОПТИКА

УДК 621.375

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗОВОГО ФОКУСА
ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ*

Б.С. Дмитриев, М.А. Дмитриева, Ю.Д. Жарков

Саратовский государственный университет, г. Саратов

В работе представлены экспериментальные результаты по определению координат фазовых фокусов электронных сгустков в протяженных модулированных потоках, дрейфующих в продольном магнитном поле.

Физические объекты, в которых имеет место коллективное взаимодействие электронов с разнообразными электромагнитными полями, широко распространены. Особенно следует отметить обилие возможных неустойчивостей и нелинейных колебаний, возникающих в различных средах (пучок-плазма, пучок СВЧ поля и т.д.).

Важная роль в интерпретации физических явлений при возбуждении электронных волн в таких системах отводится процессу фазовой фокусировки электронов и образованию сгустков. В частности, концепция электронных сгустков объясняет широкий комплекс явлений в различных схемах плазменно-пучкового взаимодействия [1].

В основе многих таких схем используется модулированный электронный поток, который инжектируется в область плазмы (либо создается пучковая плазма), при этом, как правило, имеется внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси пучка.

Основные особенности динамики пучка в вакууме подробно изучены в связи с задачами СВЧ-электроники [2]. Процесс группировки электронного пучка существенно зависит от соотношения между кинетической энергией модуляции и потенциальной энергией образовавшегося сгустка.

Для гармонически промодулированного электронного потока критерий нелинейности режима характеризуется безразмерным параметром ε , учитывающим соотношение между указанными энергиями. Скоростной модуляции потока соответствует амплитуда переменной скорости v_1 при невозмущенной скорости электронного потока v_0 .

Потенциальная энергия, определяющая "упругие" свойства электронной среды, характеризуется плазменной частотой ω_p электронного потока заданных размеров. Пусть ω - частота модулирующего сигнала.

Обсуждаемый параметр имеет вид

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_0} \cdot \frac{\omega}{\omega_p}$$

Он широко применяется как для описания волновых процессов в электронных потоках, так и для

анализа приборов клистронного типа и позволяет понятно интерпретировать физическую картину корпускулярно-волнового механизма явлений при разных уровнях ε . При $\varepsilon \ll 1$ возбуждаются линейные волны пространственного заряда (ВПЗ), степень группировки пучка очень мала.

Если величина $\varepsilon \sim 1$, то наблюдается своеобразный баланс сил между модулирующими силами и силами электрического поля сгустка, это область нелинейных ВПЗ.

При дальнейшем увеличении ε , когда кинетическая энергия модуляции заметно превосходит потенциальную энергию взаимодействующих зарядов сгустков ($\varepsilon > 1$), реализуется так называемый кинематический режим группировки на "корпускулярном" языке или "опрокидывания" кинематических волн на языке "волновом" [3].

Этот режим как раз и будет рассмотрен в данной работе.

В данном случае амплитуда первой гармоники сгруппированного в пространстве дрейфа тока I_1 просто связана с постоянным током пучка I_0 : $I_1 = 2I_0 J_1(X)$, где J_1 - функция Бесселя первого ряда; X - параметр группирования:

$$X = \frac{\omega \ell v_1}{v_0^2}$$

где ℓ - длина пространства дрейфа.

Максимальное значение сгруппированного тока $I_1 = 1,16 I_0$ при $X = 1,84$. Нас же интересует значение $X = 1$, при этом $I_1 = 0,88 I_0$. Из условия $X = 1$ находим, что фазовый фокус - точка (в которой образуется электронный сгусток, чья плотность стремится к бесконечности) с координатой (кинематическая координата фазового фокуса)

$$S_k = \frac{v_0^2}{\omega v_1}$$

Таким образом, если в эксперименте с модулированным пучком осуществить кинематический режим ($\varepsilon > 1$) при $X = 1$, то по формуле для S_k можно легко найти его значение.

* Эта статья готовилась к публикации в дни 100-летия со дня рождения профессора Петра Васильевича Голубкова - патриарха саратовской школы электроники. Интересно, что в 1944 г. П.В. Голубков опубликовал работу в ЖЭТФ, в которой шла речь о "процессе фазовой фокусировки" и были введены термины "электронные сгущения", "электронный фронт" - это то, что сегодня принято называть электронными сгустками.

Выше отмечалось, что на основе концепции электронных сгустков объясняется комплекс характерных особенностей возбуждения бегущих продольных волн электронным пучком в плазме. Такие характеристики представлены в фундаментальном обзоре [1] на основе анализа большого числа работ с разнообразными условиями эксперимента. С физической точки зрения интересным является вывод о том, что механизм нелинейности возбужденных электронных волн, "раскачиваемых" пучком в плазме, заключается именно в фазовой фокусировке, приводящей к образованию плотных сгустков.

Структура электрических полей, сопровождающих модулированный пучок в плазме и в вакууме, совершенно различна, поэтому и параметры фазовой фокусировки иные, чем в вакууме.

В плазменной среде, когда плазменная частота выше частоты сигнала, процесс группировки носит экспоненциальный характер, а координата фазового фокуса приближенно определяется по формуле [4]

$$S_0 = \frac{\ell \pi^2}{\gamma} S_k,$$

где γ - пространственный инкремент нарастания колебаний.

Величина S_0 является одним из основных параметров для анализа динамики эволюции сгустков в таких средах. В экспериментах с плазменно-пучковым разрядом координата S_0 определяется в довольно трудоемких экспериментах по месторасположению светящейся области интенсивных колебаний.

В статье предложена простая оперативная методика нахождения S_k для самых разнообразных параметров электронного пучка.

Отметим, что в этих экспериментах наряду с отмеченной задачей исследуется целый круг характерных волновых явлений в протяженных электронных потоках, дрейфующих в продольном магнитном поле [5].

Методика измерений заключалась в определении значения сгруппированного тока первой гармоники вдоль направления распространения промодулированного электронного потока при различных уровнях модуляции и параметрах электронного потока.

Опыты проводились с помощью электронного зонда [5], электронный пучок модулировался по скорости объемным резонатором СВЧ, а огибающая, возбуждаемая в потоке ВПЗ, анализировалась подвижным резонатором. Так как для решения поставленной задачи необходимо знание абсолютного значения гармоники тока (условие опыта: $I_1 = 0,88 I_0$) и величины модулирующего сигнала, то это требовало определения ВЧ-параметров резонаторов. Эксперимент проводился на частоте 1189 МГц. Параметры электронного потока: диаметр - 1,5мм, ускоряющее напряжение - 600 В, ток - несколько миллиампер.

На рис. 1 представлены характерные зависимости первой гармоники тока вдоль продольной координаты Z для одного из значений постоянного тока луча ($I_0 = 0,75 \text{ мА}$) для разных уровней модуляции элек-

тронного потока, что выражено через введенный выше параметр нелинейности α . Редуцированная плазменная частота ω_p , входящая в этот параметр, определяется из эксперимента в линейном режиме ($\alpha \ll 1$). Представленный набор кривых соответствует изменению модулирующей мощности в пределах 5 - 250 мВт.

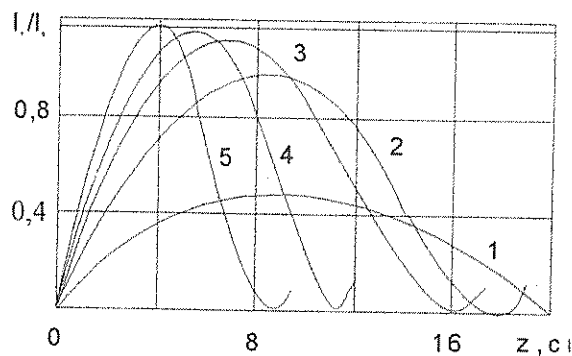


Рис. 1. Экспериментальные зависимости нормированной амплитуды первой гармоники конвекционного тока от расстояния вдоль луча для разных токов луча: $\beta_e b = 0,39$; $I_0 = 0,75 \text{ мА}$ (1 - $\alpha = 0,42$; 2 - $\alpha = 1,26$; 3 - $\alpha = 1,68$; 4 - $\alpha = 2,1$; 5 - $\alpha = 2,7$)

Предложенная методика определения фазового фокуса справедлива только для кинематического режима группировки ($\alpha > 1$), которому на рис. 1 соответствуют кривые 4 ($\alpha = 2,1$) и 5 ($\alpha = 2,7$). Кривые 1, 2, 3 соответствуют нелинейным ВПЗ.

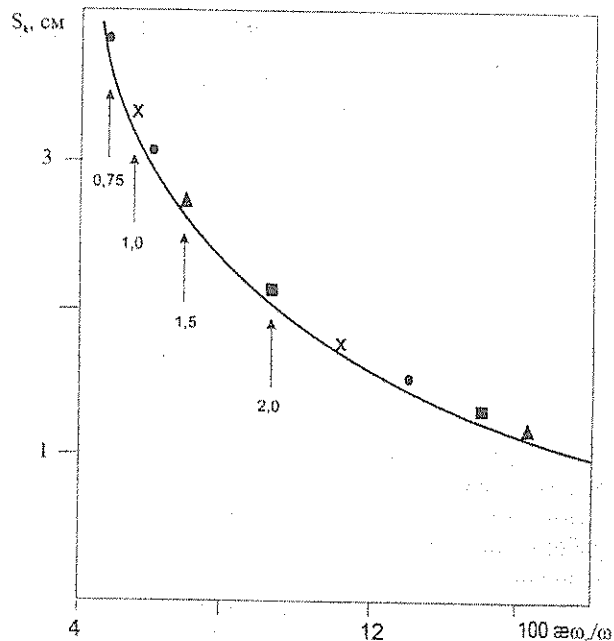


Рис. 2. Зависимость координаты фазового фокуса от уровня модуляции пучка

Подобные зависимости были изучены и для других токов пучка, из которых для уровня $I_1/I_0 = 0,88$ находится координата фазового фокуса S_k для заданного режима. Вся эта серия кривых снята для электронного пучка с заданной скоростью, диаметром потока и частотой модулирующего сигнала.

Удобно представить полученные результаты в виде зависимости координаты фазового фокуса от

безразмерного параметра $\epsilon \cdot \omega_q / \omega = v_1 / v_0$, описывающего уровень модуляции пучка. В таких координатах данные, соответствующие разным режимам пучка, представляются в виде одной зависимости (рис. 2).

На рис.2 сплошная линия – расчетная, различными символами показаны экспериментальные точки разных режимов. Стрелками отмечен уровень модуляции (v_1/v_0), при котором возбуждаются кинематические волны для определенного тока луча.

Цифры около стрелок соответствуют току пучка, выраженного в миллиамперах.

С ростом тока пучка (ростом ω_q) увеличивается характерное значение параметра ϵ , т.е. возрастает уровень необходимой модуляции пучка. Расхождение расчетных и экспериментальных данных не превышает 10%. Найденные значения кинематических координат фазового фокуса могут быть использованы для анализа поведения плазменно-пучковой системы, возбуждаемой электронным пучком с заданными параметрами.

Работа выполнена при поддержке программы "Университеты России" (грант №282)

Библиографический список

1. Коваленко В.П. // УФН. 1983. Т.139, вып. 2.
2. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., 1970.
3. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М., 1984.
4. Коваленко В.П. // ЖЭТФ. 1971. Т.60. С.2122.
5. Боголюбов В.В., Дмитриев Б.С., Дмитриева М.А., Жарков Ю.Д. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов, 1986. Кн.2.

MEASUREMENT LOCATION OF THE ELECTRONIC CONDENSES PHASE FOCUS

B.S. Dmitriev, M.A. Dmitriev, J.D. Garkov

Saratov State University, Saratov

It is obtained measurement results on the location of electronic condensates phase focuses in longer modulated beams which drifted along magnetic field.

УДК 621.385.6

К ВОПРОСУ О ФЛИККЕР-ШУМЕ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ

А.А. Никитин, А.С. Шаповалов, В.В. Машников, С.А. Шаповалов, О.С. Плеханов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

А.И. Варламов

Саратовский государственный технический университет, г. Саратов

Приводятся результаты исследования спектра флуктуаций напряжения источников питания в диапазоне частот 2 кГц – 1 МГц. Установлено, что в доплеровском диапазоне частот (2-100) кГц спектр имеет фликкерный характер. Определены и обсуждены его основные параметры.

Одними из важнейших технических источников шума, действующих в вакуумных и полупроводниковых приборах СВЧ, являются флуктуации напряжения источников питания. В нелинейных режимах работы приборов указанные флуктуации приводят к возникновению модуляционных шумов выходного сигнала. Особенно велика их роль в перестраиваемых генераторах с высокой крутизной электронной перестройки частоты, в частности, в генераторах обратной волны магнетронного типа. В таких устройствах низкочастотные шумы технического происхождения могут породить довольно высокий уровень амплитудно-фазовых флуктуаций генерируемого сигнала.

О характере и параметрах спектра технических шумов накоплен существенный объем экспериментального материала, обобщенный в некоторых работах, в том числе в [1]. Однако по ряду параметров спектра ранее опубликованные данные [1] существенно

отличаются от последующих результатов [2], особенно от тех, которые получены при высоких значениях напряжения источника питания. Это свидетельствует о необходимости продолжения исследований характера спектра технических шумов и его изменения от блока к блоку в рамках стандартных источников питания (СИП) одного и того же типа. В данной работе приводятся результаты дополнительного анализа спектральных закономерностей технического шума при уровнях напряжения, характерных для генераторов обратной волны магнетронного типа полуторсантиметрового диапазона длин волн.

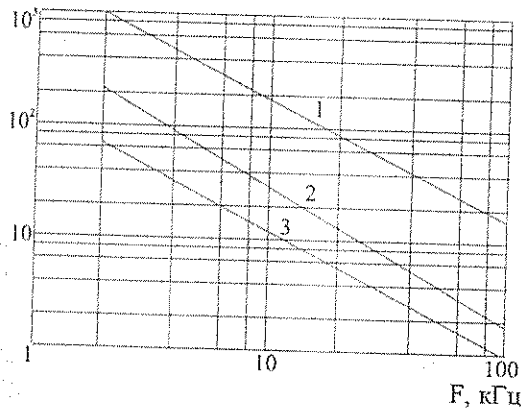
Экспериментальные исследования флуктуаций напряжения источников питания проводились на установке динамических испытаний, описанной в [2], в диапазоне частот 2 кГц – 3 МГц. Напряжение источников питания составляло 2000 В. Флуктуационная составляющая напряжения измерялась селективными вольтметрами В6-2 и В6-1, полосы про-

пускания которых были тщательно промерены. Для исследования были выбраны два наименее "шумящих" образца (блока) СИП с электронной схемой стабилизации типа ОММЗ.508.001 и аккумуляторный источник постоянного напряжения, состоящий из аккумуляторов типа КН-2,25, предварительно собранных в батареи по 85 В.

Результаты измерения спектральной плотности относительных флуктуаций напряжения $W_{\delta v/v}(F)$ (здесь F – частота) в полосе частот 2 кГц – 100 кГц, представленные в логарифмическом масштабе, приведены на рисунке (кривые 1,2 соответствуют двум образцам СИП (кривая 3 – аккумуляторной батарее) питающих ЛОВМ в типичном рабочем режиме). При исследовании второго блока СИП (кривая 2) цепи питания были заэкранированы от наводок. Измерения при аккумуляторном питании проводились в экранированной камере. В полосе частот 2 кГц – 100 кГц все три зависимости имеют вид прямых. При $F > 100$ МГц эти прямые переходят в кривые, наклон которых постепенно уменьшается. На частотах более 200 кГц они превращаются в прямые параллельные оси F .

$$W_{\delta v/v \text{ сип}}(F) \cdot 10^{20} \text{ Гц}^{-1},$$

$$W_{\delta v/v \text{ аб}}(F) \cdot 10^{23} \text{ Гц}^{-1}$$



Из общего вида кривых следует, что в диапазоне частот от 2 кГц до 100 кГц зависимости имеют фликкерный характер. Как известно [1], аналитические выражения, при помощи которых можно аппроксимировать подобные кривые, имеют вид

Библиографический список

1. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., 1968.
2. Шаповалов А.С., Никитин А.А. // Вопросы электроники СВЧ. Саратов, 1985. Вып. 14.

ABOUT THE PROBLEM OF THE POWER SUPPLIES FLICKER - NOISE

A.A. Nikitin, A.S. Shapovalov, V.V. Mashnikov, A.S. Shapovalov, O.S. Plehanov

Saratov State University, Saratov

A.I. Varlamov

Saratov State Engineering University, Saratov

The research results of the power supplies voltage fluctuation's spectrum in frequency band 2 kHz - 1 MHz are reduced. It is found, that the spectrum has flicker's character in the doppler's frequency band (2 - 100) kHz. Its basic parameters are defined and considered.

$$W_{\delta v/v}(F) = A_v / F^k \tag{1}$$

Значения параметров A_v и k , определённые при помощи экспериментальных кривых и обеспечивающие в полосе частот от 2 кГц до 100 кГц погрешность аппроксимации менее 10%, позволяют описать спектры флуктуаций $W_{\delta v/v,1}(F)$ и $W_{\delta v/v,2}(F)$ (двух блоков СИП) и $W_{\delta v/v,аб}(F)$ (аккумуляторной батареи) следующими эмпирическими формулами:

$$W_{\delta v/v,1}(F) = 3,76 \cdot 10^{-14} / F^{1,08}$$

$$W_{\delta v/v,2}(F) = 2,6 \cdot 10^{-14} / F^{1,24}$$

$$W_{\delta v/v,аб}(F) = 2,55 \cdot 10^{-18} / F^{1,09}$$

Параметры A_v и k спектров флуктуаций напряжения СИП одного и того же типа отличаются примерно на 40% от их средней величины, а различие значений спектральной плотности $W_{\delta v/v}$ в указанном диапазоне частот достигает (7 ÷ 10) дБ. Параметр A_v спектральной плотности для аккумуляторной батареи более чем на четыре порядка ниже аналогичных величин для СИП. Основное отличие результатов, полученных для СИП, от результатов, опубликованных ранее [1], заключается в том, что фликкерный характер зависимости спектра от частоты наблюдается в значительно более широкой полосе частот. (до частот не более 10 кГц по данным [1]). В отобранных образцах СИП величина параметра A_v спектра на несколько порядков ниже значений, указанных в [1]. Значения показателя степени k также выходят за пределы диапазона типичных величин (2 ÷ 2,5) [1].

Аналогичные выводы вытекают из результатов исследования шумов аккумуляторной батареи. Это означает, что несмотря на солидный объём экспериментальных данных о низкочастотных шумах источников питания, получение надёжных и достоверных сведений об их спектрах для источников конкретного типа не может основываться на обобщении опубликованных результатов, а требует проведения специальных измерений уровня флуктуаций. При исследовании шумовых параметров электронных приборов СВЧ такие измерения представляются совершенно необходимыми.

ФУНКЦИЯ КОГЕРЕНТНОСТИ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СВЧ-ГЕНЕРАТОРА

А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Определяется и анализируется функция когерентности амплитудно-фазовых флуктуаций сигнала твёрдотельного генератора, вызванных СВЧ и НЧ источниками шума. Показано, что флуктуации модуляционного происхождения полностью когерентны. Значения функции когерентности флуктуаций СВЧ-природы зависят от соотношения динамических параметров генератора и эквивалентной частоты флуктуаций.

Как известно [1], для полноты исследования корреляции флуктуаций целесообразно определение функции их когерентности. В работе [2] представлены спектры и взаимная спектральная плотность флуктуаций амплитуды и частоты сигнала твёрдотельного генератора, полученные на основе обобщённой эквивалентной схемы твёрдотельного генератора, учитывающей действие СВЧ и НЧ первичных источников шума. Настоящая работа дополняет эти сведения результатами расчёта спектра фазовых шумов и функции когерентности амплитудно-фазовых (частотных) флуктуаций генерируемого сигнала.

Выражения для спектральных плотностей флуктуаций амплитуды $S_{\alpha hf}(\Omega)$, частоты $S_{\nu hf}(\Omega)$ и взаимной спектральной плотности $S_{\alpha\nu}(\Omega)$ амплитудно-частотных флуктуаций, вызванных действием напряжения $e(t)$ СВЧ (HF) источника шума, включённого в СВЧ-контур последовательно с полупроводниковым диодом и нагрузкой, имеют вид [2]

$$S_{\alpha hf}(\Omega) = \frac{1}{A_0^2 |Z'_{ld}|^2} \frac{S_n(\Omega)}{p^2 + \Omega^2}, \quad (1)$$

$$S_{\nu hf}(\Omega) = \frac{S_n(\Omega)}{A_0^2 |Z'_{ld}|^2} \left(1 + \frac{q^2}{p^2 + \Omega^2} \right) + \frac{\text{Im} S_{e_c e_s}(\Omega)}{A_0^2 |Z'_{ld}|^2} \frac{2q\Omega}{p^2 + \Omega^2}, \quad (2)$$

$$S_{\alpha\nu hf}(\Omega) = -\frac{1}{A_0^2 |Z'_{ld}|^2} \frac{1}{p^2 + \Omega^2} \times [qS_n(\Omega) + (\Omega + jp)\text{Im} S_{e_c e_s}(\Omega)], \quad (3)$$

где $S_n(\Omega) = S_{e_c}(\Omega) = S_{e_s}(\Omega)$ – спектральная плотность квадратурных компонент $e_c(t)$ и $e_s(t)$ шума $e(t)$, $\text{Im} S_{e_c e_s}(\Omega)$ – взаимная спектральная плотность квадратурных компонент шума; Ω – эквивалентная частота флуктуаций; A_0 – амплитуда колебаний, p и q – прочность предельного цикла и неизохронность генератора; $Z'_{ld} = Z'_l + Z'_d$, штрих означает производную по частоте, Z'_l и Z'_d – импедансы нагрузки и диода соответственно.

Используя соотношения (2),(3) и связь спектральных плотностей флуктуаций фазы $S_\varphi(\Omega)$ и частоты $S_\nu(\Omega)$, а также взаимных спектральных плотностей амплитудно-фазовых $S_{\alpha\varphi}(\Omega)$ и амплитудно-частотных $S_{\alpha\nu}(\Omega)$ флуктуаций [3]

$$S_\varphi(\Omega) = \frac{1}{\Omega^2} S_\nu(\Omega), \quad (4)$$

$$S_{\alpha\varphi}(\Omega) = \frac{j}{\Omega} S_{\alpha\nu}(\Omega), \quad (5)$$

получим:

$$S_{\varphi hf}(\Omega) = \frac{S_n(\Omega)}{A_0^2 |Z'_{ld}|^2 \Omega^2} \left(1 + \frac{q^2}{p^2 + \Omega^2} \right) + \frac{\text{Im} S_{e_c e_s}(\Omega)}{A_0^2 |Z'_{ld}|^2} \frac{2q}{\Omega(p^2 + \Omega^2)}, \quad (6)$$

$$S_{\alpha\varphi hf}(\Omega) = \frac{1}{A_0^2 |Z'_{ld}|^2 \Omega(p^2 + \Omega^2)} \times$$

$$\times \{p \text{Im} S_{e_c e_s}(\Omega) - j[qS_n(\Omega) + \Omega \text{Im} S_{e_c e_s}(\Omega)]\}.$$

Подстановка (6) и (7) в выражение для функции когерентности [1]

$$\gamma_{\alpha\varphi}^2(\Omega) = \frac{|S_{\alpha\varphi}(\Omega)|^2}{S_\alpha(\Omega)S_\varphi(\Omega)}, \quad (8)$$

где $S_\alpha(\Omega)$ – спектральная плотность флуктуации амплитуды, приводит к следующему результату:

$$\gamma_{\alpha\varphi hf}^2(\Omega) = \frac{q(q + 2\Omega\gamma_{e_c e_s}) + (p^2 + \Omega^2)\gamma_{e_c e_s}^2}{q(q + 2\Omega\gamma_{e_c e_s}) + (p^2 + \Omega^2)}, \quad (9)$$

где $\gamma_{e_c e_s}(\Omega) = \text{Im} S_{e_c e_s}(\Omega) / S_n(\Omega)$, $\gamma_{e_c e_s}^2(\Omega)$ – функция когерентности квадратурных компонент шума.

Из (9) следует, что функция когерентности амплитудно-фазовых флуктуаций СВЧ-происхождения определяется величиной параметра неизохронности генератора, степенью когерентности квадратурных компонент шума и эквивалентной частотой флуктуаций.

В частном случае, когда параметр неизохронности q равен нулю, функция когерентности амплитудно-фазовых флуктуаций совпадает с функцией когерентности квадратурных компонент шума.

Если квадратурные компоненты некогерентны и $\gamma_{e_c, e_s}^2(\Omega) = 0$, но $q \neq 0$, то

$$\gamma_{\alpha\varphi, \text{HF}}^2(\Omega) = \frac{q^2}{q^2 + p^2 + \Omega^2}$$

Функция когерентности амплитудно-фазовых флуктуаций СВЧ происхождения увеличивается с ростом параметра неизохронности q и уменьшением прочности предельного цикла p и частоты Ω . При $p^2 + \Omega^2 \ll q^2$ функция когерентности стремится к 1, и флуктуации амплитуды и фазы (частоты) становятся полностью когерентными.

Для определения спектра фазовых шумов $S_{\varphi, \text{HF}}(\Omega)$ и функции когерентности $\gamma_{\alpha\varphi, \text{HF}}^2(\Omega)$ амплитудно-фазовых (частотных) флуктуаций модуляционного происхождения (LF) воспользуемся следующими выражениями работы [2] для спектров амплитудных $S_{\alpha, \text{HF}}(\Omega)$, частотных $S_{\nu, \text{HF}}(\Omega)$ и взаимной спектральной плотности $S_{\alpha\nu, \text{HF}}(\Omega)$ амплитудно-частотных флуктуаций:

$$S_{\alpha, \text{HF}}(\Omega) = \frac{p^2 K_{\alpha\text{M}}^2}{p^2 + \Omega^2} S_{\text{T}}(\Omega), \quad (10)$$

$$S_{\nu, \text{HF}}(\Omega) = \frac{p^2 K_{\nu\text{M}}^2 + (K_{\nu\text{M}} + qK_{\alpha\text{M}})^2 \Omega^2}{p^2 + \Omega^2} S_{\text{T}}(\Omega), \quad (11)$$

$$S_{\alpha\nu, \text{HF}}(\Omega) = \frac{pK_{\alpha\text{M}} [pK_{\nu\text{M}} - j\Omega(K_{\nu\text{M}} + qK_{\alpha\text{M}})]}{p^2 + \Omega^2} S_{\text{T}}(\Omega), \quad (12)$$

где $K_{\alpha\text{M}}$ и $K_{\nu\text{M}}$ – соответственно амплитудная и частотная модуляционная чувствительность [2];

$S_{\text{T}}(\Omega)$ – спектральная плотность НЧ-флуктуаций тока в цепи питания диода (низкочастотном контуре генератора), вызванных НЧ шумами активного элемента и источника питания.

На основании выражений (11), (12) и (4), (5) спектральная плотность флуктуаций фазы $S_{\varphi, \text{HF}}(\Omega)$ и взаимная спектральная плотность $S_{\alpha\varphi, \text{HF}}(\Omega)$ амплитудно-фазовых флуктуаций модуляционного происхождения запишутся так:

$$S_{\varphi, \text{HF}}(\Omega) = \frac{p^2 K_{\nu\text{M}}^2 + (K_{\nu\text{M}} + qK_{\alpha\text{M}})^2 \Omega^2}{\Omega^2 (p^2 + \Omega^2)} S_{\text{T}}(\Omega), \quad (13)$$

$$S_{\alpha\varphi, \text{HF}}(\Omega) = -\frac{\Omega p K_{\alpha\text{M}} (K_{\nu\text{M}} + qK_{\alpha\text{M}}) + jp^2 K_{\alpha\text{M}} K_{\nu\text{M}}}{\Omega (p^2 + \Omega^2)} \times S_{\text{T}}(\Omega). \quad (14)$$

Подстановка равенств (10), (13), (14) в выражение (8) показывает, что

$$\gamma_{\alpha\varphi, \text{HF}}^2(\Omega) = 1. \quad (15)$$

Флуктуации амплитуды и фазы модуляционного происхождения полностью когерентны.

Совокупность выражений (1)-(3), (6), (7) и (9)-(15) образует полную систему спектральных параметров, характеризующих интенсивность и корреляцию флуктуаций сигнала твердотельного генератора в общем случае.

Библиографический список

1. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М., 1974.
2. Шаповалов А.С. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 1989. Вып. 2.
3. Свешников А.А. Прикладные методы теории случайных функций. М., 1968.

THE AMPLITUDE - PHASE FLUCTUATION'S COHERENCE FUNCTION OF A SEMICONDUCTING GENERATOR'S UHF SIGNAL

A.S. Shapovalov, S.A. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

It is determined and analyzed the amplitude - phase fluctuation's coherence function of a solid state generator corresponding of an UHF and LF noise sources. It is shown that the fluctuations of a modulation origin completely are coherent. The fluctuation's coherence function values of UHF depend on a relation between dynamic generator parameters and equivalent fluctuation's frequency.

ТЕХНИЧЕСКИЙ СПЕКТР ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛА ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ МАГНЕТРОННОГО ТИПА

А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Исследуется влияние технических шумов источников питания на уровень амплитудно-фазовых флуктуаций выходного сигнала ЛОВМ. Показано, что фазовые флуктуации технической природы могут существенно превышать флуктуации естественного происхождения.

Введение

В настоящее время в связи со стремительным развитием вакуумной микроэлектроники СВЧ и возможностью реализации на новом технологическом уровне классических схем взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной [1] внимание исследователей вновь привлекают известные системы вакуумной электроники, обладающие высоким параметрическим потенциалом. Это относится, в частности, к распределённой автоколебательной системе типа электронный пучок в скрещенных электрическом и магнитном полях – обратная электромагнитная волна (РАС ЭПСЭМП-ОЭМВ), типичным представителем которой является генераторная ЛОВМ. В подобном генераторе возможно сочетание высоких энергетических, диапазонных и шумовых параметров. Он перспективен также в отношении микроминиатюризации [1,2].

Одной из наиболее сложных проблем создания ЛОВМ, удовлетворяющей высоким требованиям по комплексу параметров, является проблема шумов выходного сигнала.

Данная работа посвящена практическому аспекту этой проблемы – исследованию влияния технических шумов источников питания на уровень амплитудно-фазовых флуктуаций генерируемого колебания.

Теория

Важнейшим техническим источником шума, действующим в ЛОВМ, являются флуктуации напряжения источников питания. Экспериментальные исследования стандартных источников питания (СИП) с электронной схемой стабилизации и аккумуляторной батареи показали [3], что практически во всём доплеровском диапазоне частот указанные флуктуации носят фликкерный характер и эмпирическая формула для спектральной плотности относительных флуктуаций напряжения

$$W_{\delta v/v}(F) = \frac{A_v}{F^k}, \quad (1)$$

где F – частота; A_v и k – параметры спектра, экспериментально определённые в [3].

Измерения проводились в типичных режимах работы ЛОВМ полторасантиметрового диапазона длин волн при напряжении V_0 , равным 2000 В, между замедляющей структурой и отрицательным электродом

Для оценки уровня амплитудно-фазовых шумов технического происхождения воспользуемся квази-

статической методикой расчёта, разработанной применительно к ЛОВМ в [4,5].

Низкочастотные флуктуации питающего напряжения вызывают случайные изменения параметра усиления D [2], а следовательно и флуктуации амплитуды сигнала. Нетрудно показать, что функция передачи эквивалентного четырёхполосника L_{va} , характеризующая трансформацию флуктуаций напряжения в флуктуации амплитуды, связана с найденной в [4] функцией передачи L , описывающей преобразование флуктуаций тока в флуктуации амплитуды простым соотношением: $L_{va} = 1 - L$. Значения функции L определяются выражением и соответствующим графиком работы [4], которые получены с учётом основных особенностей нелинейного режима работы ЛОВМ. При достаточно высоком уровне генерируемого сигнала значения этих функций совпадают: $L_{va} = L = 0,5$.

Таким образом, при известном спектре относительных флуктуаций напряжения спектральную плотность флуктуаций амплитуды генерируемого сигнала $W_{\alpha}(F)$ можно записать в следующем виде:

$$W_{\alpha}(F) = |L_{va}|^2 W_{\delta v/v}(F). \quad (2)$$

Подставляя в (2) выражение (1) для $W_{\delta v/v}(F)$ в общем случае и учитывая связь $W_{\alpha}(F)$ с отношением мощности амплитудного шума в единичной полосе частот к мощности несущей $\gamma_{\alpha}(F)$ [6], получим

$$\gamma_{\alpha}(F) = \frac{|L_{va}|^2 A_v}{2F^k}. \quad (3)$$

Кривые зависимости $\gamma_{\alpha}(F)$ от частоты отстройки F , рассчитанные при помощи выражения (3) для $|L_{va}|^2 = 0,25$ и значений параметров A_v и k , соответствующих двум исследованным СИП (кривые 1,2) и аккумуляторной батарее (кривая 3), представлены на рис. 1.

$\gamma_{\alpha}(F)$, дБ/Гц

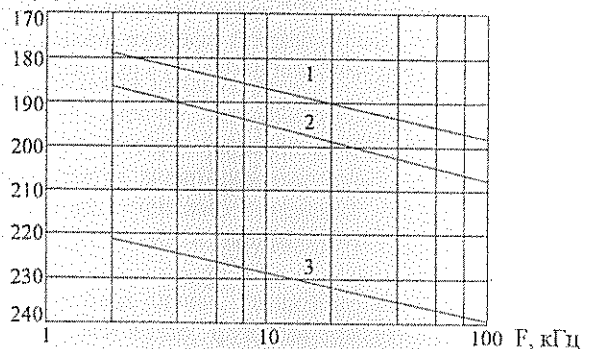


Рис. 1. Амплитудный шум ЛОВМ технического происхождения при $|L_{va}|^2 = 0,25$

Значения параметров A_v и k , использованные при расчёте зависимости 1, равны соответственно $3,76 \cdot 10^{-14}$ и 1,08, для кривой 2 – $2,6 \cdot 10^{-14}$ и 1,24, для кривой 3 они составляют $2,55 \cdot 10^{-18}$ и 1,09 [3].

Данные расчёта показывают, что уровень амплитудных шумов технического происхождения значительно ниже уровня амплитудных шумов естественной природы, вызванных, например, дробовым эффектом [4]. Для спектральной плотности флуктуаций фазы $W_\varphi(F)$ генерируемого сигнала, обусловленных флуктуациями скорости электронного луча или напряжения между замедляющей структурой и отрицательным электродом, квазистатистический подход даёт следующее выражение [4]:

$$W_\varphi(F) = \frac{S^2 V_0^2}{F^2} W_{sv/v}(F), \quad (4)$$

где S – крутизна электронной перестройки частоты.

Используя выражения (1), (4) и связь $W_\varphi(F)$ с отношением $\gamma_\varphi(F)$ мощности фазового шума в единичной полосе частот к мощности несущей [6], находим

$$\gamma_\varphi(F) = \frac{S^2 V_0^2 A_v}{2 F^{2+k}} \quad (5)$$

Выражение (5) было использовано для расчёта уровня фазовых флуктуаций технического происхождения для ЛОВМ с крутизной электронной перестройки частоты 5 МГц/В и $V_0 = 2000$ В (рис. 2).

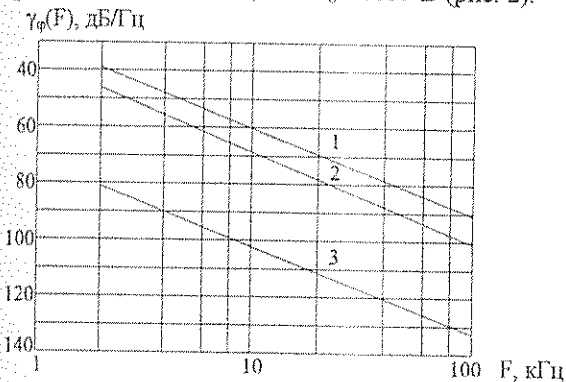


Рис. 2. Фазовый шум ЛОВМ, обусловленный флуктуациями напряжения источников питания, при $S=5$ МГц/В

Кривые 1,2 этого рисунка характеризуют фазовые шумы при использовании для питания ЛОВМ исследованных образцов СИП, а кривая 3 – при аккумуляторном питании. При построении кривых на рис. 2 использованы те же значения спектральных параметров A_v и k , что и при расчёте соответствующих зависимостей на рис. 1. Полученные данные свидетельствуют о существенном вкладе технических шумов источников питания в уровень флуктуаций фазы генерируемого сигнала и необходимости их учёта при экспериментальном исследовании шумовых параметров ЛОВМ.

Для сравнения величины технических и естественных флуктуаций фазы численные данные проведённого расчёта целесообразно соотносить с результатами вычисления интенсивности фазовых шумов естественного происхождения, проведённого в [5] для малошумящей перестраиваемой ЛОВМ полудюймового диапазона длин волн с повышенным уровнем мощности (порядка нескольких Ватт).

Сопоставление указанных данных показывает, что при реализации малошумящих режимов работы ЛОВМ вследствие эффекта динамического подавления естественных шумов технические флуктуации фазы могут полностью маскировать естественные.

Для исследования физических закономерностей, которым подчиняются естественные шумовые явления в этих режимах, необходимо применение аккумуляторного питания генератора.

Заключение

Применение СИП является вполне приемлемым при исследовании ЛОВМ лишь в тех режимах работы, в которых глубина подавления шума за счёт динамического эффекта не очень велика, и указанная маскировка шумов естественного происхождения техническими флуктуациями не происходит.

Однако и в этих случаях обеспечение достоверности и точности результатов измерений требуют отбора и применения наименее шумящих СИП.

Библиографический список

1. Трубецков Д.И., Рожнев А.Г., Соколов Д.В. Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов, 1996.
2. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., 1970.
3. Никитин А.А., Шаповалов А.С., Машников В.В., Шаповалов С.А. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 1998. Вып. 4.
4. Шаповалов А.С., Никитин А.А. // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1982. Т. 25, № 12.
5. Шаповалов А.С., Никитин А.А. // Вопросы электроники СВЧ. Саратов, 1985. Вып. 14.
6. Корнилов С.А., Савшинский В.А., Уман С.Д. Шумы клистронных генераторов малой мощности. М., 1972.

THE TECHNICAL FLUCTUATION'S SPECTRUM OF THE MAGNETRONTYPE BACK WAVE OSCILLATOR SIGNAL

A.S. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

The influence of power supplies technical noise to the output signal amplitude - phase fluctuations level of BWO is investigated. It is shown, that the phase fluctuations of a technical origin can essentially exceed fluctuations of a natural origin.

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ
В СВЧ-ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ С УЧЕТОМ ВНЕШНИХ ЦЕПЕЙ**

А.А. Игнатъев, И.В. Кулаков

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Описана численная модель СВЧ-транзистора учитывающая влияние индуктивностей эмиттера и базы и стабилизирующих сопротивлений эмиттера в схеме с общей базой. Рассчитаны переходные процессы в планарных кремниевых СВЧ-транзисторных структурах с учетом индуктивностей выводов транзистора. Получены зависимости токов, протекающих через электроды, от времени.

В данной работе рассматриваются переходные процессы в планарных кремниевых СВЧ-транзисторных структурах, с учетом индуктивностей эмиттерного и базового выводов и стабилизирующего сопротивления эмиттера. Исследуемые структуры представляют из себя мощные n⁺-р-n⁺ транзисторы, изготовленные по планарной диффузионно-эпитаксиальной технологии, со встречно-штыревой или многоэмиттерной (overlay) конфигурацией эмиттерных и базовых контактов.

Для исследования выбирается одна подсекция, граничные условия в которой определяются из соображений симметричности по электрическому полю и токам. Рассматриваемая двумерная структура изображена на рис.1. Распределение примеси в структуре аппроксимируется аналогично [1]. Величины поверхностных концентраций и диффузионных длин определяются исходя из технологических характеристик данной структуры [2]. Для данных структур стандартными будут, например, следующие значения технологических параметров: C_e=5*10²⁰ см⁻³, C_b=7*10¹⁸ см⁻³, C_c=2*10¹⁶ см⁻³, C_o=10¹⁹ см⁻³, X₁=0,2 мкм, X₂=0,35 мкм, X₃=2мкм, L_x=3 мкм, Y₁=1,12 мкм, Y₂=1,25 мкм, Y₃=3,85 мкм, L_y=5 мкм.

Процессы транспорта носителей в полупроводниковых приборах в предположении справедливости статистики Больцмана и несущественности температурных градиентов после нормировки описываются следующими уравнениями [1]:

$$\Delta\phi = n - p - N_d + N_a,$$

$$\text{div}(\mu_n(\text{grad}(n) - n \text{ grad}(\ln(n_{ie}))) - n \text{ grad}(\phi + \omega)) = R(p,n) - dn/dt,$$

$$\text{div}(\mu_p(\text{grad}(p) - p \text{ grad}(\ln(n_{ie}))) + p \text{ grad}(\phi + \omega)) = R(p,n) + dp/dt.$$

Подвижности μ_n и μ_p определяются по эмпирическим аппроксимациям, данным в [1], учитывающим зависимость подвижностей от концентрации легирующих примесей и величины электрического поля; при подсчете скорости рекомбинации учитывают рекомбинацию на примесных уровнях по Шокли-Риду-Холлу и межзонную Оже-рекомбинацию (C_n=10⁻³², C_p=3*10⁻³¹, τ_{no} =10⁻⁶ с, τ_{np} =2*10⁻⁶ с); для кремниевых структур $\omega=0$, а n_{ie} определяется по формулам, данным в [1], и учитывает сужение за-

прещенной зоны в зависимости от концентрации донорной или акцепторной примеси.

Последовательно подключая к эмиттерному контакту эквивалентную индуктивность эмиттера и стабилизирующее сопротивление эмиттера, а к базовому контакту эквивалентную индуктивность базы, получим приложенные к контактам внешние напряжения как функции токов (аналогично [3]), протекающих через электрод и внешних напряжений смещения (рис.2):

$$V_c = V_{cb},$$

$$V_e = V_{eb} - I_e R_{st} - L_e dI_e/dt,$$

$$V_b = -L_b dI_b/dt.$$

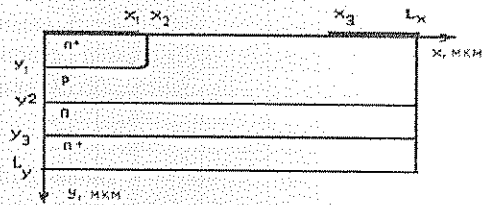


Рис.1. СВЧ-транзисторная структура

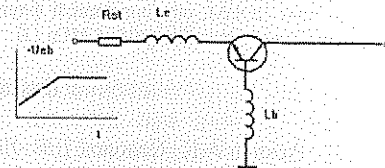


Рис.2. Схема включения транзистора

Для решения системы уравнений 1-3 использована конечно-разностная схема, предложенная в [1]. Пространственная область была разбита на элементарные ячейки неравномерной сеткой (28x23 узлов). В качестве начального приближения для решения нестационарной задачи использовано решение стационарной задачи при V_{eb} = -0,375 В, V_{cb} = 1 В. Приложенное напряжение смещения эмиттера V_{eb} менялось линейно от -0,375 В, до -0,900 В, после чего оставалось постоянным (длина фронта от 0,5 до 1 нс). Напряжение смещения на коллекторном

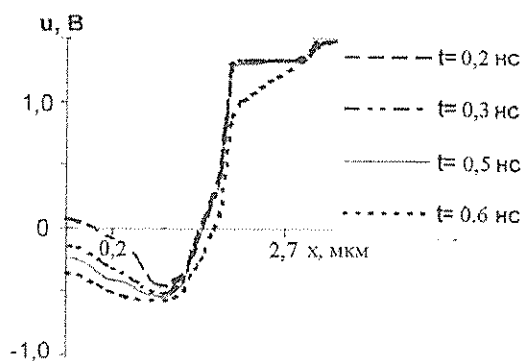


Рис.3. Распределение потенциала по оси x

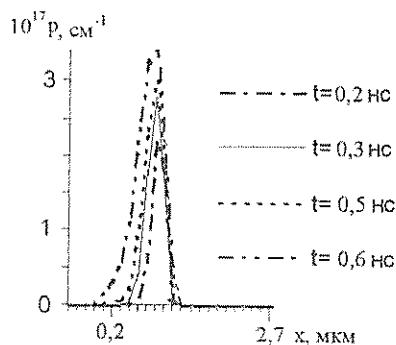


Рис.4. Распределение концентрации дырок по оси x

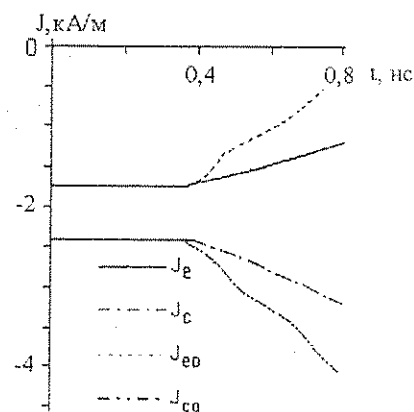


Рис.5. Токи эмиттера и коллектора

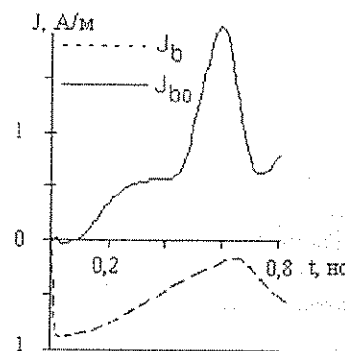


Рис.6. Токи базы

переходе было равно 1 В. Производная от тока по времени рассчитывалась по формулам численного дифференцирования для текущего шага по времени и изменения полного тока через контакт с предыдущего шага. На рис.3,4 показаны распределения потенциала и концентрации дырок в по оси x в середине эмиттера в различные моменты времени. На рис.5,6 представлены рассчитанные зависимости коллекторного, базового и эмиттерного токов от

времени без учета индуктивностей (J_{e0}, J_{c0}, J_{b0}) и с индуктивностями, $L_b = L_c = 0,113$ нГн, $R_{st} = 0$.

Описанная модель (при заданной конфигурации внешних по отношению к полупроводниковой структуре цепей, законе изменения приложенных напряжений во времени и известных параметрах структуры) позволяет получать временной отклик системы на заданное возмущение.

Библиографический список

1. Польский Б.С. Численное моделирование полупроводниковых приборов. Рига, 1986.
2. Аронов В.П., Индришенок Н.А., Моин И.И. и др. // Электронная промышленность. 1975. N2.
3. Turgeon L.J., Navon D.H. Two-dimensional carrier flow in a transistor structure under reactive circuit conditions // IEEE Trans. 1978. Vol. ED-25, N7. P. 837-843.

NUMERICAL MODELING OF TRANSIENT OPERATING OF MICROWAVE SELF-OSCILLATOR TRANSISTOR UNDER THE CIRCUIT CONDITIONS

A.A. Ignatiev, I.V. Kulakov

Saratov State University, Saratov

The two-dimensional numerical model of bipolar silicon microwave transistor structures under transient conditions has been computed. The method of computation was to solve numerically the electrical carrier flow as well as Poisson's in a two dimensional model of transistor structure, as a function of time. The emitter, base and collector current densities has been computed in a circuit, containing the base and emitter inductance and the emitter resistor:

СПЕКТРЫ МОДУЛЯЦИОННЫХ ШУМОВ ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ МАГНЕТРОННОГО ТИПА

А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Определяются и анализируются спектры модуляционных шумов выходного сигнала генератора обратной волны магнетронного типа, работающего в стартовом режиме. В качестве источника шумов принимаются низкочастотные флуктуации тока электронного пучка.

В связи с бурным развитием современной вакуумной микроэлектроники СВЧ особенности флуктуационных процессов в ряде классических вакуумных автоколебательных систем СВЧ, в частности в генераторах обратной волны магнетронного типа, по-прежнему, привлекают интерес исследователей [1]. В [2] приведены уравнения и рассчитаны спектры флуктуаций амплитуды и фазы выходного сигнала ЛОВМ в стартовом режиме работы, являющемся режимом максимального уровня флуктуаций. В качестве источника флуктуаций рассматривались низкочастотные шумы электронного пучка. Однако проблемы спектра частотных и корреляции амплитудно-фазовых (амплитудно-частотных) флуктуаций остались неисследованными. Им и посвящена данная работа.

Для малых значений параметров усиления D и распределённых потерь d уравнения, описывающие медленные флуктуации амплитуды α и фазы φ сигнала ЛОВМ, вызываемые низкочастотными (НЧ, LF) флуктуациями тока (поверхностной плотности пространственного заряда $\sigma_m(t)$) электронного пучка, имеют вид [2]:

$$\alpha' = + \frac{\omega d}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_0} - \frac{1}{4} \frac{\sigma_m'}{\sigma_0}, \quad (1)$$

$$\varphi' = - \frac{\omega}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_0} - d \frac{\sigma_m'}{\sigma_0}, \quad (2)$$

а спектральные плотности флуктуаций амплитуды $S_{\alpha_{lf}}(\Omega)$ и фазы $S_{\varphi_{lf}}(\Omega)$ генерируемого колебания записываются так:

$$S_{\alpha_{lf}}(\Omega) = \left[\frac{1}{16} + \frac{(d\omega)^2}{4\Omega^2} \right] S_{\sigma}(\Omega), \quad (3)$$

$$S_{\varphi_{lf}}(\Omega) = \left(d^2 + \frac{\omega^2}{4\Omega^2} \right) S_{\sigma}(\Omega), \quad (4)$$

где $S_{\sigma}(\Omega)$ – спектральная плотность относительных НЧ-флуктуаций поверхностной плотности σ_m/σ_0 пространственного заряда на входе в пространство взаимодействия (σ_0 – постоянная составляющая поверхностной плотности заряда); ω – круговая частота колебаний; Ω – эквивалентная частота флуктуаций.

Флуктуации фазы $\varphi(t)$ и частоты $\nu(t)=d\varphi/dt$ сигнала сопровождают друг друга, а их спектральные плотности $S_{\varphi_{lf}}(\Omega)$ и $S_{\nu_{lf}}(\Omega)$ связаны как спектры случайной функции и её производной [3]. Следовательно, спектральную плотность флуктуаций частоты $S_{\nu_{lf}}(\Omega)$ генерируемого сигнала можно представить следующим образом:

$$S_{\nu_{lf}}(\Omega) = \left(d^2 \Omega^2 + \frac{\omega^2}{4} \right) S_{\sigma}(\Omega). \quad (5)$$

Согласно (5), спектр флуктуаций частоты содержит две составляющие. Одна из них, зависящая от распределённых потерь, пропорциональна квадрату частоты флуктуаций и d^2 . Вторая – не зависит от распределённых потерь и пропорциональна квадрату несущей частоты.

Для исследования корреляции флуктуаций амплитуды и фазы генерируемого сигнала, а также расчета их взаимного спектра воспользуемся флуктуационными уравнениями (1),(2) и спектральным разложением случайных функций $\alpha(t)$, $\varphi(t)$ и $\sigma_m(t)$ [4]:

$$\alpha(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_{\Omega}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega, \quad (6)$$

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{\Omega}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega, \quad (7)$$

$$\sigma_m(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{m\Omega}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega. \quad (8)$$

Подстановка выражений (6),(7),(8) в уравнения (1),(2) дает связь комплексных амплитудных плотностей случайных процессов в виде

$$\alpha_{\Omega}(\Omega) = - \left(\frac{1}{4} + jd \frac{\omega}{2\Omega} \right) \frac{\sigma_{m\Omega}(\Omega)}{\sigma_0}, \quad (9)$$

$$\varphi_{\Omega}(\Omega) = - \left(d - j \frac{\omega}{2\Omega} \right) \frac{\sigma_{m\Omega}(\Omega)}{\sigma_0}. \quad (10)$$

Использование соотношений (8),(9) для нахождения математического ожидания $M\{\alpha_{\Omega}(\Omega)\varphi_{\Omega}^*(\Omega_1)\}$ и подстановка его в равенство, определяющее взаимную спектральную плотность $S_{\alpha\varphi_{lf}}(\Omega)$ флуктуаций амплитуды и фазы

$$M\{\alpha_{\Omega}(\Omega)\varphi_{\Omega}^*(\Omega_1)\} = S_{\alpha\varphi_{lf}}(\Omega)\delta(\Omega-\Omega_1),$$

приводит к выражению для $S_{\alpha\varphi_{lf}}(\Omega)$, которое при $(\Omega/\omega) \ll 1$ имеет вид

$$S_{\alpha\varphi_{lf}}(\Omega) = \left(- \frac{d\omega^2}{16\Omega^2} + j\omega \frac{1+4d^2}{8\Omega} \right) S_{\sigma}(\Omega). \quad (11)$$

Абсолютные величины действительной и мнимой частей взаимной спектральной плотности

$S_{\alpha\varphi\text{lf}}(\Omega)$ возрастают с уменьшением частоты флуктуаций Ω и увеличением несущей частоты ω и параметра распределенных потерь d . При этом действительная часть $S_{\alpha\varphi\text{lf}}(\Omega)$ зависит от указанных параметров более резко. В отсутствие потерь она обращается в ноль, и взаимный спектр флуктуаций оказывается чисто мнимым. Мнимая часть взаимной спектральной плотности отлична от нуля при любых значениях перечисленных параметров и, следовательно, спектр генерируемого колебания несимметричен. При прочих равных условиях степень асимметрии спектральной линии тем выше, чем ниже частота отстройки Ω от несущей.

Наличие корреляции флуктуаций α и φ означает коррелированность флуктуаций α и ν . Нетрудно показать [4], что взаимные спектры амплитудно-частотных $S_{\alpha\nu\text{lf}}(\Omega)$ и амплитудно-фазовых $S_{\alpha\varphi\text{lf}}(\Omega)$ флуктуаций связаны соотношением

$$S_{\alpha\nu\text{lf}}(\Omega) = -j\Omega S_{\alpha\varphi\text{lf}}(\Omega). \quad (12)$$

Подставив (11) в (12), получим:

$$S_{\alpha\nu\text{lf}}(\Omega) = \omega \left[\frac{1}{8}(1+4d^2) + j\frac{\omega d}{16\Omega} \right] S_{\sigma}(\Omega). \quad (13)$$

Действительная и мнимая части взаимного спектра (13) флуктуаций амплитуды и частоты положительны. Его действительная часть не зависит от частоты флуктуаций Ω и возрастает с повышением несущей частоты ω и параметра распределенных потерь d . Мнимая часть зависит от частоты флуктуаций и возрастает с уменьшением Ω , повышением несущей частоты и увеличением параметра распределенных потерь. В отсутствие распределенных потерь мнимая часть обращается в ноль, и взаимная спектральная плотность становится чисто действительной и одинаковой для всех частот флуктуаций.

Для более детальной и наглядной характеристики степени корреляции $\alpha(t)$ и $\varphi(t)$ целесообразно определить функцию когерентности амплитудно-частотных флуктуаций

$$\gamma_{\alpha\varphi\text{lf}}^2(\Omega) = \frac{|S_{\alpha\varphi\text{lf}}(\Omega)|^2}{S_{\alpha\text{lf}}(\Omega)S_{\varphi\text{lf}}(\Omega)}, \quad (14)$$

которая, как известно, совпадает с функцией когерентности амплитудно-частотных флуктуаций сигнала.

Подстановка в (14) соотношений (3),(4) и (11) приводит к следующему выражению для функции когерентности $\gamma_{\alpha\varphi\text{lf}}^2(\Omega)$ амплитудно-фазовых флуктуаций сигнала ЛОВМ, вызванных НЧ-шумами электронного пучка:

$$\gamma_{\alpha\varphi\text{lf}}^2(\Omega) = \frac{d^2 \left[1 + 16 \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^2 \right] + 4 \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^2}{4 \left[4d^2 + \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^2 \right]}. \quad (15)$$

Выражение (15) позволяет исследовать степень корреляции флуктуаций в зависимости от параметра распределенных потерь d и частоты Ω . В отсутствие потерь $\gamma_{\alpha\varphi\text{lf}}^2(\Omega) = 1$ на всех частотах, и флуктуации полностью когерентны, т.е. коррелированы. При $d \neq 0$ степень когерентности зависит от Ω/ω . Для $(\Omega/\omega) \ll d$ степень когерентности мала и $\gamma_{\alpha\varphi\text{lf}}^2(\Omega) \cong 1/16$. С увеличением Ω/ω функция когерентности возрастает и при $(\Omega/\omega) \gg d$ приближается к 1.

Таким образом, особенность физического механизма возбуждения регулярного колебания ЛОВМ такова, что, начиная со стартового режима работы системы, когда степень ее нелинейности еще пренебрежимо мала, низкочастотные флуктуации тока электронного пучка вызывают интенсивные коррелированные флуктуации амплитуды и фазы (частоты) сигнала

Библиографический список

1. Трубецков Д.И., Рожнев А.Г., Соколов Д.В. Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов, 1996.
2. Игнатьев А.А. и др. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями. Саратов, 1983.
3. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., 1968.
4. Пугачев В.С. Теория случайных функций. М., 1957.

A MAGNETRON'S BWT GENERATOR MODULATION NOISE SPECTRA

A.S. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

It is determined and analyzed the output signal fluctuation's spectra of a magnetron's BWT generator in start stage operation. It is considered LF electronic beam noise as the fluctuations source.

ФЛУКТУАЦИИ СИГНАЛА И ИХ СПЕКТРЫ, ВЫЗВАННЫЕ СВЧ-ШУМАМИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ МАГНЕТРОННОГО ТИПА

А.С. Шаповалов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Определяются и анализируются спектры флуктуаций выходного сигнала в стартовом режиме работы генератора обратной волны магнетронного типа. В качестве источника флуктуаций рассматриваются СВЧ-шумы электронного пучка.

Генератор обратной волны магнетронного типа всегда привлекал внимание исследователей спецификой протекающих в нём физических процессов и перспективой создания на его основе автоколебательной системы, выгодно отличающейся от других по комплексу выходных параметров [1].

Исследование характерных режимов работы ЛОВМ показали, что наибольший уровень шумов выходного сигнала наблюдается в стартовом режиме. Спектры амплитудных и фазовых флуктуаций СВЧ-происхождения в этом режиме приведены в работе [1]. Однако они получены в частном случае, когда корреляция квадратурных компонент СВЧ-шума отсутствует. Спектры флуктуаций амплитуды, фазы и частоты сигнала в общем случае, а также корреляция этих флуктуаций остались не исследованными.

Данная работа посвящена решению этих вопросов, так как оно придаёт теории шумов в стартовом режиме работы ЛОВМ законченный характер.

Дифференциальные уравнения, описывающие флуктуации амплитуды α и фазы φ генерируемого сигнала, вызванные СВЧ (HF) флуктуациями тока (поверхностной плотности пространственного заряда) электронного пучка, имеют вид [1]:

$$\alpha' = -p(\omega\sigma_c - 2\sigma'_c), \tag{1}$$

$$\varphi' = p(\omega\sigma_s + 2\sigma'_s). \tag{2}$$

Здесь

$$p = \frac{\text{sh}\beta_0 y_a}{3 \left(\frac{E(0)}{E_0 D} \right)^2 \text{ch}\beta_0 y_0}$$

параметр, определяемый геометрическими характеристиками системы и нормированной амплитудой генерируемого сигнала $E(0)/E_0 D$; $E(0)$ – амплитуда колебания несущей частоты ω на выходе ЛОВМ; E_0 – напряженность постоянного электрического поля в системе; D – параметр усиления [1]; y_0 – расстояние между отрицательным электродом и плоскостью луча; y_a – расстояние между отрицательным электродом и замедляющей системой; β_0 – фазовая постоянная волны в системе в отсутствие пучка; σ_c и σ_s – квадратурные компоненты относительных флуктуаций поверхностной плотности пространственного заряда пучка [2].

Спектральные $S_{\sigma_c}(\Omega), S_{\sigma_s}(\Omega)$ и взаимная спектральная $S_{\sigma_c, \sigma_s}(\Omega)$ плотности квадратурных компонент равны [2]:

$$S_{\sigma_c}(\Omega) = S_{\sigma_s}(\Omega) = S_{\sigma_c}(\omega + \Omega) + S_{\sigma_c}(\omega - \Omega), \tag{3}$$

$$S_{\sigma_c, \sigma_s}(\Omega) = -j[S_{\sigma_c}(\omega + \Omega) - S_{\sigma_c}(\omega - \Omega)], \tag{4}$$

где $S_{\sigma_c}(\omega)$ – спектральная плотность относительных флуктуаций поверхностной плотности пространственного заряда; Ω – частота флуктуаций.

Для определения спектров флуктуаций воспользуемся спектральными разложениями случайных функций $\alpha(t), \varphi(t), \sigma_c(t)$ и $\sigma_s(t)$ в виде [3]

$$\alpha(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_{\Omega}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega, \tag{5}$$

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{\Omega}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega, \tag{6}$$

$$\sigma_c(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{c\Omega}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega, \tag{7}$$

$$\sigma_s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{s\Omega}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega. \tag{8}$$

Спектральные $S_x(\Omega), S_y(\Omega)$ и взаимные спектральные $S_{xy}(\Omega)$ плотности стационарных случайных функций $x(t), y(t)$ выражаются через их комплексные амплитудные плотности $x_{\Omega}(\Omega), y_{\Omega}(\Omega)$ таким образом [3]:

$$M\{x_{\Omega}(\Omega)x_{\Omega}^*(\Omega_1)\} = S_x(\Omega)\delta(\Omega - \Omega_1), \tag{9}$$

$$M\{x_{\Omega}(\Omega)y_{\Omega}^*(\Omega_1)\} = S_{xy}(\Omega)\delta(\Omega - \Omega_1). \tag{10}$$

Подстановка (5) – (8) в уравнения (1), (2) даёт соотношения связи комплексных амплитудных плотностей $\alpha_{\Omega}(\Omega), \varphi_{\Omega}(\Omega), \sigma_{c\Omega}(\Omega)$ и $\sigma_{s\Omega}(\Omega)$. Используя эти соотношения в выражениях типа (9), (10) и учитывая (3), (4), получаем спектральные плотности флуктуаций амплитуды $S_{\alpha_{hf}}(\Omega)$ и фазы $S_{\varphi_{hf}}(\Omega)$ сигнала, а также взаимную спектральную плотность $S_{\alpha\varphi_{hf}}(\Omega)$ амплитудно-фазовых флуктуаций, вызванных СВЧ-шумами электронного пучка,

$$S_{\alpha_{hf}}(\Omega) = S_{\varphi_{hf}}(\Omega) = p^2 \times \frac{\left(1 + 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma_c}(\omega + \Omega) + \left(1 - 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma_c}(\omega - \Omega)}{\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2}, \tag{11}$$

$$S_{\alpha\phi\text{ hf}}(\Omega) = jp^2 \times \frac{\left(1 + 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega + \Omega) - \left(1 - 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega - \Omega)}{\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2} \quad (12)$$

При $S_{\sigma}(\omega + \Omega) = S_{\sigma}(\omega - \Omega)$ (корреляция квадратурных компонент шума отсутствует) и малых относительных частотах флуктуаций ($\Omega/\omega \ll 1$) выражения (11) совпадают с теми, которые приведены и проанализированы в [1]. При сильной корреляции квадратурных компонент

$$S_{\alpha\text{ hf}}(\Omega) = S_{\phi\text{ hf}}(\Omega) = p^2 \frac{S_{\sigma}}{\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2},$$

где $S_{\sigma} = \max[S_{\sigma}(\omega + \Omega), S_{\sigma}(\omega - \Omega)]$. Сравнение указанных выражений показывает, что в условиях равенства S_{σ} в обоих случаях эффект корреляции квадратурных компонент может приводить к уменьшению уровня $S_{\alpha\text{ hf}}(\Omega)$, $S_{\phi\text{ hf}}(\Omega)$ в 2 раза.

Согласно (12) взаимный спектр $S_{\alpha\phi\text{ hf}}(\Omega)$ содержит только мнимую часть, которая придает спектру выходного колебания несимметричный характер.

При сильной корреляции квадратурных компонент шума

$$S_{\alpha\phi\text{ hf}}(\Omega) = jp^2 \frac{S_{\sigma}}{\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2} \text{sign}[S_{\sigma}(\omega + \Omega) - S_{\sigma}(\omega - \Omega)].$$

При слабой корреляции квадратурных компонент шума, когда $S_{\sigma}(\omega + \Omega) \cong S_{\sigma}(\omega - \Omega)$, взаимный спектр

$$S_{\alpha\phi\text{ hf}}(\Omega) = jp^2 \frac{8S_{\sigma}(\omega)}{\Omega}.$$

Абсолютная величина взаимной спектральной плотности амплитудно-фазовых флуктуаций в $\omega/4\Omega$ раз уступает величине спектральной плотности флуктуаций фазы и амплитуды. В таком же соотношении находятся вклады указанных спектральных плотностей в спектр выходного сигнала.

Рассмотрим функцию когерентности амплитудно-фазовых флуктуаций сигнала, вызванных СВЧ-шумами электронного пучка. Используя выражения (11), (12), функцию когерентности

$$\gamma_{\alpha\phi\text{ hf}}^2(\Omega) = \frac{|S_{\alpha\phi\text{ hf}}(\Omega)|^2}{S_{\alpha\text{ hf}}(\Omega)S_{\phi\text{ hf}}(\Omega)}$$

можно представить так:

$$\gamma_{\alpha\phi\text{ hf}}^2(\Omega) = \frac{\left[\left(1 + 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega + \Omega) - \left(1 - 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega - \Omega) \right]^2}{\left[\left(1 + 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega + \Omega) + \left(1 - 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega - \Omega) \right]} \quad (13)$$

Отсюда следует, что при сильной корреляции квадратурных компонент шума, когда $S_{\sigma}(\omega + \Omega) \gg \gg S_{\sigma}(\omega - \Omega)$ или $S_{\sigma}(\omega + \Omega) \ll S_{\sigma}(\omega - \Omega)$, функция когерентности практически равна 1 на всех частотах, и флуктуации амплитуды и фазы полностью когерентны, т. е. коррелированы. По мере ослабления корреляции квадратурных компонент и уменьшения модуля разности $S_{\sigma}(\omega + \Omega) - S_{\sigma}(\omega - \Omega)$ функция когерентности также уменьшается. При слабой корреляции квадратурных компонент, когда $S_{\sigma}(\omega + \Omega) \cong \cong S_{\sigma}(\omega - \Omega)$, она определяется приближенным соотношением:

$$\gamma_{\alpha\phi\text{ hf}}^2(\Omega) \cong 16\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2.$$

В этом случае на всех реальных частотах Ω функция когерентности незначительна и уменьшается с понижением Ω .

Спектральную плотность флуктуаций частоты генерируемого сигнала $S_{\nu\text{ hf}}(\Omega)$ и взаимную спектральную плотность амплитудно-частотных флуктуаций $S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega)$ нетрудно определить на основе известных соотношений [3]:

$$S_{\nu\text{ hf}}(\Omega) = \Omega^2 S_{\phi\text{ hf}}(\Omega), \quad (14)$$

$$S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega) = -j\Omega S_{\alpha\phi\text{ hf}}(\Omega). \quad (15)$$

Подставляя (11) в (14), находим:

$$S_{\nu\text{ hf}}(\Omega) = p^2 \omega^2 \times \left[\left(1 + 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega + \Omega) + \left(1 - 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega - \Omega) \right] \quad (16)$$

В случае сильной корреляции квадратурных компонент шума и $\Omega/\omega \ll 1$ спектральная плотность флуктуаций частоты $S_{\nu}(\Omega)$ принимает вид

$$S_{\nu\text{ hf}}(\Omega) = p^2 \omega^2 S_{\sigma}(\omega), \quad (17)$$

а при слабой корреляции

$$S_{\nu\text{ hf}}(\Omega) = 2p^2 \omega^2 S_{\sigma}(\omega), \quad (18)$$

Из выражений (16), (17), (18) следует, что уровень флуктуаций частоты генерируемого сигнала возрастает с увеличением несущей частоты, параметра p и интенсивности СВЧ-флуктуаций тока.

На основе соотношений (12) и (15) взаимная спектральная плотность флуктуаций амплитуды и частоты сигнала запишется так:

$$S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega) = p^2 \frac{\omega^2}{\Omega} \times \left[\left(1 + 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega + \Omega) - \left(1 - 2\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 S_{\sigma}(\omega - \Omega) \right] \quad (19)$$

В случае сильной корреляции квадратурных компонент и $\Omega/\omega \ll 1$ выражение (19) принимает вид

$$S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega) = p^2 \frac{\omega^2}{\Omega} S_{\sigma} \text{sign} [S_{\sigma}(\omega + \Omega) - S_{\sigma}(\omega - \Omega)].$$

Уровень взаимной спектральной плотности $S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega)$ значителен, пропорционален квадрату несущей частоты и обратно пропорционален частоте флуктуаций. Функция когерентности амплитудно-частотных флуктуаций $\gamma_{\alpha\nu\text{ hf}}^2(\Omega)$, совпадающая с $\gamma_{\alpha\varphi\text{ hf}}^2(\Omega)$, в этом случае равна 1.

С уменьшением корреляции квадратурных компонент уровень взаимной спектральной плотности $S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega)$ снижается и при слабой корреляции становится значительно меньше величины, соответствующей предыдущему случаю:

$$S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega) = 8p^2 \omega S_{\sigma}(\omega).$$

Зависимость $S_{\alpha\nu\text{ hf}}(\Omega)$ от несущей частоты становится линейной, а зависимость от частоты флуктуаций практически исчезает. Как следует из анализа функции когерентности амплитудно-частотных флуктуаций $\gamma_{\alpha\nu\text{ hf}}^2(\Omega)$, степень корреляции флуктуаций $\alpha(t)$ и $\nu(t)$ в этом случае становится незначительной.

Система полученных спектральных характеристик (11-13), (16), (19) доставляет полную информацию об особенностях и результатах процесса трансформации СВЧ-шумов электронного пучка в флуктуации сигнала, генерируемого ЛОВМ в стартовом режиме работы.

Библиографический список

1. Игнатъев А.А. и др. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями. Саратов, 1983.
2. Жалуд В., Кулепов В.Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. М., 1977.
3. Пугачев В.С. Теория случайных функций. М., 1957.

SIGNAL FLUCTUATIONS AND THEIR SPECTRA, PRODUCED BY UHF ELECTRONIC BEAM NOISE OF A MAGNETRON'S BWT GENERATOR

A.S. Shapovalov

Saratov State University, Saratov

It is determined and analyzed the output signal fluctuation's spectra of a magnetron's BWT generator in start stage operation. It is considered UHF electronic beam noise as the fluctuations source.

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ВЕРШИНЫ КОРОТКИХ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В.В.Каштанов, А.В.Сапрыгин, В.Г.Андрианов

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Описано устройство для осциллографического измерения компенсационным методом малой (менее 1%) неравномерности вершины высоковольтных импульсов длительностью в десятые доли микросекунды. Приведены результаты экспериментальных исследований и используемые при измерениях расчетные соотношения. Указаны пути существенного уменьшения негативного влияния паразитных параметров примененных элементов и цепей устройства. Измерена неравномерность вершины импульсов $\sim 0,2\%$ при длительности 0,4 мкс и амплитуде 16 кВ.

При разработке и экспериментальном исследовании мощных импульсных генераторов, применяемых в радиолокации, технике ускорителей элементарных частиц и других областях прикладной физики, необходимо достоверное измерение малой неравномерности вершины коротких квазипрямоугольных импульсов высокого напряжения. Форма таких импульсов регистрируется, как правило, с помощью делителей напряжения различных типов, сигналы с которых подаются непосредственно на пластины электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) осциллографа [1-3]. Применяются также специальные высоковольтные импульсные осциллографы [3]. При таких измерениях непосредственно можно регистрировать лишь те изменения напряжения на вершине импульса, величина которых достигает единиц процентов. Астигматизм, а также большая ($\sim 1-2\%$ от амплитуды наблюдаемого на экране ЭЛТ импульса) относительная ширина линии осциллограммы ограничивают измерения более мелких девиаций вершины.

Известны различные методы измерения малой (менее 1%) неравномерности вершины. В [4] предлагается использовать автоэмиссионные диоды с острым катодом. Изменение тока на вершине импульса автоэмиссионного тока усилено в известное число раз по сравнению с изменением исследуемого напряжения.

Такой метод позволяет регистрировать короткие импульсы, но требует применения осциллографов обязательно с широкополосными усилителями, чувствительными к наводкам, которые неизбежно вносят искажения сигнала. Кроме того, изготовление мало искажающих автоэмиссионных диодов с острым катодом является сложной технологической задачей, что ограничивает их использование.

Компенсационный метод, широко применяемый для измерения амплитуд импульсов [5,6], используется также и для измерения малых девиаций их вершины [7-9]. Высоковольтные импульсы подаются на последовательный диодный ограничитель (диодный ключ). При этом верхняя часть импульса, содержащая девиации и превышающая пороговое напряжение, выделяется и регистрируется осциллографом.

Наиболее высокая точность осциллографического измерения малых девиаций вершины высоко-

вольтных импульсов компенсационным методом может быть получена при пороговом напряжении, близком к амплитуде импульсов. При этом отклонение луча осциллографической трубки, определяемое абсолютной величиной напряжения неравномерности вершины, при обычной чувствительности Y-пластин порядка 0,5—1 мм/В и напряжении импульсов более 10 кВ дает изображение неравномерности $\sim 0,1\%$ величиной более 5 мм. Однако в этом случае необходимо использование высоковольтных конденсаторов большой емкости и вакуумных отсекающих диодов, имеющих высокое допустимое обратное напряжение. Такие диоды обладают значительным прямым сопротивлением и требуют высокопотенциального малоемкостного трансформатора накала. При подключении измерителя к генератору импульсов емкость накального трансформатора увеличивает паразитную емкость нагрузки. Кроме этого, вакуумные диоды обладают большой паразитной проходной емкостью "анод-катод", образующей дифференцирующую цепь с выходным сопротивлением измерителя неравномерности и искажающей начальную часть вершины и срез отсеченного импульса [7,9]. Полупроводниковые диоды обладают относительно малым допустимым обратным напряжением и могут быть использованы в качестве отсекающих диодов лишь при последовательном соединении их большого числа, что также приводит к неприемлемому увеличению прямого сопротивления всей цепи диодов.

Указанные трудности могут быть преодолены, если напряжение измеряемых импульсов предварительно уменьшать активным делителем до величины, позволяющей применять полупроводниковые отсекающие диоды. При этом желательно использовать делитель с малым коэффициентом деления и подавать напряжение отсеченных импульсов непосредственно на пластины ЭЛТ осциллографа.

Таким образом исключается широкополосный усилитель - устройство, особенно чувствительное к наводкам с увеличением коэффициента усиления и полосы пропускания, что крайне важно, так как для неискаженной передачи тонкой структуры вершины коротких импульсов потребовалось бы резкое расширение полосы пропускания усилителя. При коротких длительностях импульсов ($\sim 0,1$ мкс) применение компенсационного метода дополнительно осложняется негативным влиянием наводок

а пластины ЭЛТ, накладывающихся на действительную неравномерность вершины, а также искажением вершины, обусловленным рассогласованием подводящего кабеля. Для достоверной осциллографии требуется «глухое» экранирование измерительного ограничителя.

Нестабильность прямых сопротивлений отсекающих полупроводниковых диодов затрудняет тщательное согласование подводящего кабеля по выходу, поэтому при большой длине кабеля необходимо его двухстороннее согласование.

На рис. 1 приведена схема устройства для измерения малой неравномерности вершины выходных отрицательных импульсов мощного лампового модулятора. Импульсы длительностью ~ 0,4 мкс и амплитудой ~ 16 кВ формируются на активной нагрузке $R_H=978 \text{ Ом}$, являющейся делителем напряжения R_1, R_2 с коэффициентом деления $K_A=(R_1+R_2)/R_2=16,275$ ($R_1 = 918 \text{ Ом ТВО - 60 - 750м, 12 шт.}$ последовательно; $R_2 = 60,1 \text{ Ом ТВО - 60; } R_3 = 89,4 \text{ Ом МЛТ - 2; } R_4 = 130 \text{ Ом МЛТ - 2; } R_5 = 560 \text{ Ом ВС - 2; } R_6 - R_9 62 \text{ кОм МЛТ-2; } C_1 = 4 \text{ мкФ К73П - 2, 1000 В; } C_2 = 0,1 \text{ мкФ КСО - 8 по 10нФ 1000 В, 10шт.}$ параллельно; $C_3 = 560 \text{ пФ КСО - 7 2500 В; } D_1 - D_5 \text{ Д247Б; } Z = 150 \text{ Ом}$ волновое сопротивление кабеля; $U_H \sim 16 \text{ кВ; } U_0 = 0 \div 1,5 \text{ кВ}$).

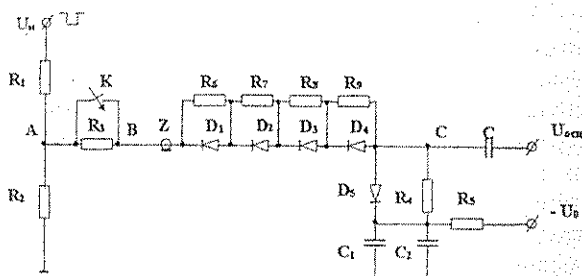


Рис. 1

Импульсное напряжение точки А делителя подается кабелем с волновым сопротивлением $Z = 150 \text{ Ом}$ длиной ~ 1,5 м на последовательный диодный ограничитель с регулируемым отрицательным пороговым напряжением U_0 . Изменением напряжения U_0 осуществляется регулировка амплитуды выделенного импульса. Передающий кабель лучше согласовать по входу и выходу. При этом

$$R_2 + R_3 \approx Z \approx r + R_4,$$

где r - общее прямое сопротивление диодов $D_1 - D_4$.

Однако из-за малой длины кабеля, удвоенное время пробега волны напряжения по которому составляет лишь ~0,05 длительности импульса, возможно и одностороннее согласование по выходу. Для этого ключ К замыкается, что устраняет также падение напряжения выделенной части импульса на согласующем сопротивлении R_3 . Последовательное включение диодов $D_1 - D_4$ типа Д247Б с уравнивающими сопротивлениями $R_6 - R_9$ увеличивает суммарное допустимое обратное напряжение до 2000 В и уменьшает паразитную проходную емкость.

Пригодность различных полупроводниковых диодов для передачи коротких квазипрямоугольных импульсов предварительно оценивалась путем сравнения в рабочем режиме формы входного (до

цепочки диодов) и выходного импульсов с амплитудой 30-60 В и длительностью 0,4 мкс при нагрузке диодов на сопротивление ~130 Ом.

Величина сопротивления выбиралась из условия равенства суммы прямых сопротивлений диодов и их нагрузки волновому сопротивлению подводящего кабеля.

Амплитуда импульсов соответствовала величине выделенной части импульса модулятора, наблюдаемой на экране осциллографа (20-40 мм). Экспериментально установлено, что силовые низкочастотные диоды Д247Б в указанном импульсном режиме имеют прямое сопротивление ~5 Ом и передают импульсы длительностью в десятки доли микросекунды без видимых искажений их формы.

Проходная ёмкость отсекающих диодов $D_1 - D_4$ образует с выходным сопротивлением R_4 паразитную дифференцирующую цепь, формирующую короткий импульс напряжения противоположной полярности. Этот импульс соответствует во времени срезу измеряемого импульса и существенно превышает амплитуду его выделенной части.

На рис. 2 приведена, выделенная ограничителем, верхняя часть высоковольтного импульса. Показаны характерные искажения ее формы, возникающие при измерениях в случаях, когда устройство содержит (сплошная линия), и устройство не содержит диод D_5 и резистор R_5 (пунктирная линия).

Для устранения обратного импульса, показанного пунктиром на рис. 2, параллельно выходному сопротивлению R_4 включён диод D_5 типа Д247Б.

Источником порогового напряжения U_0 диодного ограничителя является регулируемый в пределах от 0 до 1500 В стабилизированный выпрямитель, выполненный отдельным блоком. Экспериментально установлено, что потенциальный провод, соединяющий клемму рабочей полярности выходного напряжения выпрямителя с конденсаторами C_1 и C_2 , существенно влияет на форму наблюдаемых на экране послеимпульсных процессов.

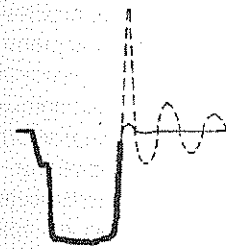


Рис. 2

Как показано на рис. 2, даже при небольшой длине потенциального провода (~ 30 см) размах паразитных послеимпульсных колебаний, изображённых пунктиром, сравним с амплитудой выделенной части импульса. Для уничтожения этих колебаний последовательно с потенциальным проводом к вводам конденсаторов C_1, C_2 включено гасящее сопротивление $R_5 = 560 \text{ Ом}$. Ёмкость C_1 выполняет функцию идеального источника порогового напряжения ограничителя.

Величина C_1 должна быть достаточно большой, для того чтобы приращение её зарядного напряжения Δu_0 во время импульса t_H было значительно меньше абсолютной неравномерности вершины $\Delta u_{ocн}$ наблюдаемой на экране осциллографа части импульса $u_{ocн}$, т.е. $\Delta u_0 \ll \Delta u_{ocн}$. Пренебрегая влия-

нием разряда ёмкости C_1 , уменьшающем величину Δu_0 , через выпрямитель, получаем:

$$C_1 \gg (u_{осц} \cdot t_{И}) / (R_4 \cdot \Delta u_{осц}). \quad (1)$$

Паразитная индуктивность вводов низкочастотного конденсатора C_1 типа К73П-2 резко искажает форму выделенного импульса. Для устранения её негативного влияния параллельно ёмкости C_1 подключена ёмкость C_2 , представляющая собой группу из 10 параллельно включённых высокочастотных конденсаторов типа КСО-8 с малой индуктивностью вводов. Экспериментально установлено, что включение меньшего числа конденсаторов КСО-8 недопустимо, так как в этом случае общая индуктивность их вводов всё же недостаточно мала.

Выделенная верхняя часть измеряемого импульса подаётся через разделительный конденсатор C_3 непосредственно на вертикально-отклоняющие пластины ЭЛТ двухлучевого осциллографа С1-17, минуя усилитель. Электрический монтаж элементов экранированного диодного ограничителя выполнен трехмиллиметровыми медными полосами на малоиндуктивной трехмиллиметровой медной шине размером 420 x 80 мм, размещенной и заземленной у входа на Y-пластины осциллографа.

На рис.3 приведена эквивалентная схема измерительной цепи ($R_1=918$; $R_2=60,1$; $R_3=89,4$; $R_4=130$; $r \approx 20$; $Z=150$ Ом).

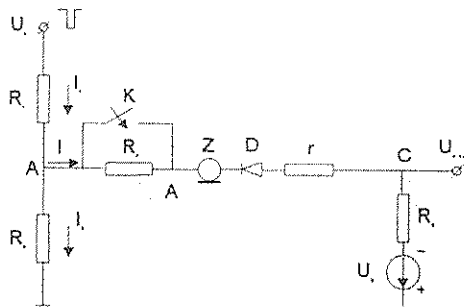


Рис. 3

При пороговом напряжении U_0 , превышающем по абсолютной величине импульсное напряжение точки А U_A , ток в цепи ограничивающего диода D не течет. В этом случае $U_A = U_{И} / K_A$, где $U_{И}$ - напряжение высоковольтного импульса; $K_A = (R_1 + R_2) / R_2$ - коэффициент деления напряжения в точке А при $|U_0| \geq |U_A|$. В рабочем режиме при $|U_A| > |U_0|$ в цепи диода D протекает ток $I = (U_A - U_0) / R_{\Sigma} = u_A / R_{\Sigma}$, где u_A - напряжение выделенной части импульса U_A ; $R_{\Sigma} = R_3 + r + R_4$.

Так как ток I течет параллельное сопротивление $R_2^* = U_A / (I + I_2)$, величина которого определяется как

$$R_2^* = \left(\frac{1 - U_0 / U_A}{R_{\Sigma}} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1} = \left(\frac{u_A / U_A}{R_{\Sigma}} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1}. \quad (2)$$

В этом случае коэффициент деления

$$K_A^* = K_A (1 + R_1 / R_2^*). \quad (3)$$

Из выражений (2), (3) следует, что K_A^* не является постоянной величиной, она зависит от отношения напряжений U_0 / U_A (или u_A / U_A). При $|U_A| > |U_0|$

$$U_A = U_{И} / K_A^*. \quad (4)$$

Подставляя в (3) соотношения (2) и (4), получаем, что

$$K_A^* = (K_A + R_1 / R_2) / [1 + R_1 \cdot U_0 / (R_{\Sigma} \cdot U_{И})] \quad (5)$$

или

$$K_A^* = K_A / [1 - R_1 \cdot u_A / (R_{\Sigma} \cdot U_{И})]. \quad (6)$$

Выделенное ограничителем напряжение $u_A \ll U_A$ и $u_A \ll U_{И}$. Поэтому $K_A^* \approx K_A$. В описанном измерительном устройстве $R_{\Sigma} \approx 239,4$ Ом; $R_1 / R_{\Sigma} \approx 3,83$; $K_A \approx 16,275$. При $u_A \approx 50$ В; $U_{И} \approx 16$ кВ; $U_0 \approx 920$ В получаем из (5) и (6), что $K_A^* \approx 1,012$; $K_A \approx 16,47$.

Приравняв выражения (5) и (6), находим:

$$u_A = (U_{И} - K_A \cdot U_0) / (K_A + R_1 / R_2). \quad (7)$$

Согласованный по выходу кабель имеет входное сопротивление, равное волновому, поэтому напряжение точки В $u_B = u_A / K_B$, где

$$K_B = (R_3 + Z) / Z = (R_3 + r + R_4) / (r + R_4) = \frac{R_{\Sigma}}{r + R_4}.$$

Сопротивления r и R_4 образуют делитель напряжения u_B , т.е. напряжение точки С: $u_C = u_B / K_C = u_A / (K_B K_C)$, где $K_C = (r + R_4) / R_4$. Таким образом, с учетом (7) выделенное импульсное напряжение, подаваемое на Y-пластины осциллографа

$$u_{осц} = u_C = K_B \cdot K_C \cdot (U_{И} - K_A \cdot U_0) / (K_A + \frac{R_1}{R_{\Sigma}}). \quad (8)$$

Абсолютная неравномерность вершины высоковольтного импульса $\Delta U_{И} = K \cdot \Delta u_{осц}$, где $K = K_A^* \cdot K_B \cdot K_C$.

Выражая величину $U_{И}$ из (8), находим относительную неравномерность вершины:

$$\frac{\Delta U_{И}}{U_{И}} = \frac{K_A^* \cdot K_B \cdot K_C \cdot \Delta u_{осц}}{\left(K_A + \frac{R_1}{R_{\Sigma}} \right) \cdot K_B \cdot K_C \cdot u_{осц} + K_A \cdot U_0}. \quad (9)$$

Так как $u_A = K_B \cdot K_C \cdot u_{осц} = \frac{R_{\Sigma}}{R_4} \cdot u_{осц}$, то выражение (6) преобразуется к виду

$$K_A^* = K_A / [1 - R_1 \cdot u_{осц} / (R_4 \cdot U_{И})]. \quad (10)$$

Таким образом, соотношение (9) совместно с (5) или (10) позволяет вычислять величину $\Delta U_{И} / U_{И}$ через напряжения, легко определяемые экспериментально. На рис. 4 - 6 приведены совмещенные осциллограммы выходных импульсов модулятора с амплитудой $U_{И} = 16$ кВ и их верхних частей, выделенных ограничителем.

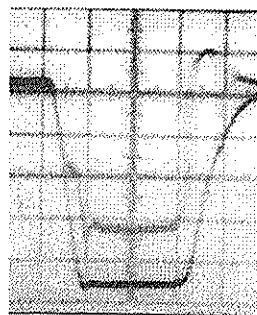


Рис.4

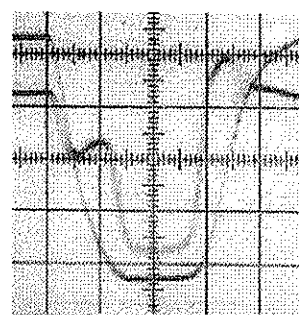


Рис.5

Импульсы формируются на активной нагрузке при различных режимах работы модулятора, определяющих крутизну фронта и неравномерность вершины, и регистрируются с емкостного делителя напряжения. На рис.7 показаны совмещенные осциллограммы выделенной верхней части в основном режиме (рис. 4) и выходных импульсов измерительной дифференцирующей цепи, используемой для точной регистрации длительностей фронта и вершины высоковольтного импульса.

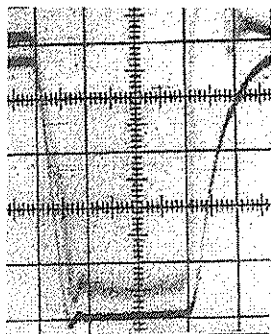


Рис.6

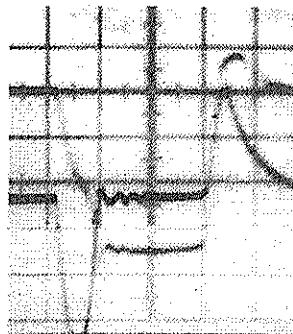


Рис.7

Величина порогового напряжения $U_0 = -920$ В, чувствительность Y - пластин ЭЛТ осциллографа $S=0,75$ мм/В, масштаб по горизонтали - $0,2$ мкс/см.

Как видно из приведенных осциллограмм, ступенька на фронте выделенной верхней части соответствует во времени фронту высоковольтного импульса.

Напряжение рабочей части выделенного импульса (измеряемой вершины) превышает напряжение ступеньки, являющейся результатом действия паразитной дифференцирующей цепи, образованной проходной емкостью диодов $D_1 - D_4$ ограничителя и его выходным сопротивлением R_4 . Импульс модулятора на рис.5 имеет более пологий фронт, а на рис.6 более крутой, чем импульс рис.4. Поэтому при пологом фронте (рис.5) паразитная ступенька меньше по напряжению и больше по длительности. При крутом фронте (рис.6) она становится короче по длительности и растет по напряжению, почти сливаясь с фронтом выделенной части. Изменение величины порогового напряжения U_0 приводит на экране осциллографа к изменению положения вершины выделенного импульса по вертикали, при неизменном положении ступеньки фронта.

Приведенные осциллограммы выделенного импульса получены при одностороннем согласовании подводящего кабеля, когда $R_3 = 0$, $K_B = 1$. Относительная неравномерность вершины $\Delta U_{и}/U_{и}$ импульса (рис.4), рассчитанная на основе соотношений (9) и (10) равна $0,23\%$.

При повышении порогового напряжения до 2 кВ описанное устройство позволяет измерять относительную неравномерность вершины импульсов длительностью в десятые доли микросекунды до $0,1\%$.

Библиографический список

1. Детали и элементы радиолокационных станций / Под ред. А.Я. Брейтбарта. М., 1952. Т.2.
2. Кужикин И.П. Испытательные установки и измерения на высоком напряжении. М., 1980.
3. Рябов Б.М. Измерение высоких импульсных напряжений. Л., 1983.
4. Дульзон А.А., Месяц Г.А., Фурсей Г.Н. // ПТЭ. 1969. №6.
5. Грязнов М.И., Гуревич М.Л., Маграчев З.В. Измерение импульсных напряжений. М., 1969.
6. Заболотских В.Г., Могилевский Е.Д., Столович Н.Н. Измерение импульсных напряжений. Ижевск, 1967.
7. Каптанов В.В., Шавочкин Ю.И., Крылов Г.С., Ермоленко Б.Т. // Электронная техника. Сер.10. 1967. №4.
8. Любугин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г. // ПТЭ. 1992. №5.
9. Муфель В.Б. // ПТЭ. 1969. №3.

MEASUREMENT OF SMALL NONUNIFORMITY OF TOP SHORT HIGH-VOLTAGE IMPULSES

V.V. Kashtanov, A.V. Saprygin, V.G. Andrianov

Saratov State University, Saratov

The compensatory electrical scheme for oscillographical measurement with a small (less than 1 %) nonuniformity of high-voltage impulse's top by duration in the tenth long of a microsecond is circumscribed. The outcomes of experimental researches and calculated relations, used at measurements, are reduced. To an essential diminish the negative influence of parasitic parameters due to using the elements and circuits in electrical scheme the paths are specified. The nonuniformity of impulse's top $\sim 0,2\%$ is measured at duration of $0,4$ mcs and amplitude 16 kV.

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ДВОЙНОЙ ЛИНИЕЙ

В.В. Каштанов, А.В. Сапрыгин, А. Ю. Цаплин

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Методом Рунге-Кутты 4-го порядка на ЭВМ проведён расчёт нормированной системы дифференциальных уравнений нагруженной двойной формирующей линии (ДФЛ) в режимах согласованного и несогласованного разрядов. Показано, что неравномерность вершины импульсов однородной ДФЛ может быть уменьшена до единиц процентов при увеличении первых индуктивностей линий ДФЛ до их оптимальных величин. При рассогласовании с сопротивлением нагрузки ДФЛ формирует "пакет" импульсов уменьшающейся амплитуды.

В радиолокации, технике ускорителей элементарных частиц и прикладной физике широко применяются искусственные ДФЛ - двойные линии, формирующие мощные импульсы для модуляции СВЧ-генераторов. Получение с помощью искусственной ДФЛ импульсов с крутыми фронтами и плоской вершиной затруднено, так как процесс формирования протекает в течение большего времени, чем у обычной импульсной линии (ИЛ). Поэтому для достижения хорошей квазипрямоугольной формы мощных импульсов требуются сложные технические решения [1]. Усложнения генерирующих устройств желательно избежать, оптимизируя параметры ДФЛ. Формированию импульсов пассивными линейными цепями и оптимизации их параметров посвящено сравнительно много работ отечественных и зарубежных авторов. Однако форма импульсов искусственной ДФЛ не рассчитана.

Разрядные кривые различных нагруженных ИЛ можно рассчитать, решая системы линейных дифференциальных уравнений, получаемые для таких схем методами анализа электрических цепей с сосредоточенными параметрами. Значительный практический интерес представляет исследование формы импульсов, прежде всего однородной цепочечной ДФЛ как в согласованном, так и в рассогласованном режимах разряда.

Для перехода к нормированной форме системы дифференциальных уравнений контурных токов примем за базовые величины индуктивность и ёмкость ячейки ДФЛ $L_0=L$, $C_0=C$ [2]. Как производное получаем базовое сопротивление

$$R_0 = \sqrt{L_0 / C_0} = \sqrt{L / C}.$$

Примем за базовое напряжение $u_0 = u_c(0)$, за базовый ток $i_0 = u_c(0) / R_0$. Тогда безразмерные первые индуктивности линий ДФЛ равны $\ell_1 = L_1 / L_0$, $\ell_1^n = L_1^n / L_0$. Безразмерное сопротивление нагрузки

$$r_n = R_n / R_0 = R_n / \sqrt{L / C}.$$

При согласованном разряде линии $r_n=2$, несогласованный разряд соответствует $r_n \neq 2$. Нормированная система уравнений численно решена методом Рунге-Кутты 4-го порядка [3].

Проведённое сравнение параметров формы импульсов однородных двойной и обычной ИЛ [2] показало, что неравномерность вершины $\Delta U / U$ импульсов ДФЛ несколько больше. Длительности фронта τ_ϕ и среза τ_c импульсов ДФЛ также больше и увеличиваются с ростом числа ячеек n . Однако относительные длительности фронта τ_ϕ / τ_n и среза τ_c / τ_n уменьшаются с увеличением n .

Первая индуктивность L_1 замыкаемой накоротко линии ДФЛ (левой) существенно влияет на форму импульса. Увеличение ℓ_1 приводит к сглаживанию девиаций вершины, особенно первого выброса ΔU^+ , а также к растяжению фронта и среза. При $\ell_1 = 1,748$ величины первого и второго положительных выбросов на вершине равны и дальнейшее увеличение ℓ_1 , растягивая фронт и срез, практически не уменьшает величину $\Delta U / U$ менее чем на 8% (для $n=6$). Дальнейшее увеличение ℓ_1 ведет к сокращению плоской части импульса и значительному искажению верхней части фронта. Уменьшение ℓ_1 ниже 1,748 медленно понижает длительность фронта, но резко повышает неравномерность вершины. Всё это позволяет считать $\ell_{1opt} = 1,748$ оптимальной величиной первой индуктивности левой линии для $n=6$. Значение ℓ_{1opt} изменяется в зависимости от n .

Отрицательное влияние повышенной величины $\ell_1 > \ell_{1opt}$ сказывается не только в растяжении и искажении фронта и среза, но и в увеличении амплитуды максимального обратного выброса. Как и у импульсов обычной ИЛ, максимальное обратное напряжение при $\ell_1 = 1$ соответствует первому отрицательному пику напряжения, следующему непосредственно за срезом. При $\ell_1 > 1$ задержка между срезом и максимальным обратным выбросом напряжения устраняется, если волновые сопротивления левой Z_n и правой Z_n линий ДФЛ различны при соблюдении условий $Z_n + Z_n = R_n$ и $Z_n < Z_n$. При $Z_n > Z_n$ форма импульса недопустимо искажается.

Увеличение L_1^n - первой индуктивности правой линии, также приводит к сглаживанию девиаций вершины, увеличению длительностей фронта и среза

импульсов. Однако влияние ℓ_1^n значительно слабее, чем индуктивности ℓ_1 .

Отрицательное действие увеличенной индуктивности ℓ_1^n проявляется в резком росте амплитуд коротких паразитных импульсов напряжения рабочей и обратной полярностей, появляющихся спустя некоторое время после завершения формирования основного импульса.

При $\gamma_n > 2$ на нагрузке формируется серия однополярных импульсов, между которыми в отличие от обычной ИЛ есть временная пауза. Амплитуда импульсов этой серии убывает с течением времени. В случае $\gamma_n < 2$ чётные импульсы меняют полярность на противоположную рабочей. Указание на формирование таких пакетов импульсов с помощью ДФЛ в литературе отсутствует.

Библиографический список

1. Филиппов В. Г. // ПТЭ. 1981. №1.
2. Каштанов В.В. // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1976. Т.19, № 7.
3. Бахвалов Н.С. Численные методы. М., 1973.

SHAPING OF IMPULSES BY A DOUBLE LINE

V.V. Kashtanov, A.V. Saprygin, A.Y. Tzaplin

Saratov State University, Saratov

By Ranger - Cutter 4-th order method on the normalized system of the differential equations of a loaded double forming line (DFL) in conditions agreed and unmatched of discharges is computed. It is shown, that the nonconformity of impulse top of homogeneous DFL can be reduced up to units of percents by increasing of first DFL line inductance up to their optimum magnitudes. At a mismatch with a load resistance DFL forms a "package" of decreasing amplitude impulses.

В расчетах использовались численные значения параметров и величин, характерные для *n*-GaAs: $\epsilon = 12,5$; для $E_0 = 5,5$ кВ/см, $v_0 = 1,7 \cdot 10^7$ см/с и $D = 200$ см²/с. Указанному значению E_0 соответствуют и величины κ , рассчитанные по данным работы [4].

Параметром в расчетах была концентрация электронов в полупроводнике $n_0 = 10^{14}$, $5 \cdot 10^{14}$, 10^{15} см⁻³ (сплошные линии 1, 2, 3 соответственно). На рисунке для сравнения приведена зависимость v_{ph} от f для $D = 400$ см²/с и $n_0 = 10^{14}$ см⁻³ (пунктирная кривая 2). Все зависимости получены с учетом частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов за исключением зависимости (пунктирная кривая 1), которая получена без учета зависимости μ_d от f для $D = 200$ см²/с и $n_0 = 10^{14}$ см⁻³. Тонкая горизонтальная пунктирная прямая показывает значение дрейфовой скорости электронов $v_0 = 1,7 \cdot 10^7$ см/с. Из приведенных зависимостей видно, что фазовая скорость ВПЗ может заметно отличаться от дрейфовой скорости электронов (рисунок). При этом на частотах ниже некоторой частоты $f = f_c$ фазовая скорость ВПЗ v_{ph} меньше, чем дрейфовая скорость электронов v_0 , а для частот $f > f_c$ фазовая скорость становится больше v_0 .

Частота f_c , при которой $v_{ph} = v_0$ есть не что иное, как граничная частота усиливаемых ВПЗ [2]. Анализ

показывает, что отличие фазовой скорости ВПЗ от v_0 непосредственно связано с влиянием диффузии.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о том, что диффузия замедляет нарастающие ВПЗ и ускоряет затухающие. Различие v_{ph} и v_0 возрастает с ростом концентрации электронов n_0 и, в частности, для частот, меньших f_c , может достигать 30-40%.

Отметим также, что различие между v_{ph} и v_0 становится еще более существенным при увеличении D (сплошная и пунктирная кривые 2) и при учете частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов (сплошная и пунктирная кривые 1).

Полученные в данной работе результаты необходимо учитывать при определении геометрических размеров элементов связи, служащих для преобразования электромагнитных сигналов в ВПЗ и обратно. Это становится особенно важным при разработке функциональных устройств на ВПЗ в ТПС с ОДП для коротковолновой части СВЧ диапазона, предназначенных для работы в режиме преобразования частот и требующих создания частотно-избирательных элементов связи.

Следует отметить, что аналогичные результаты получаются и для *n*-InP. Однако различие между v_{ph} и v_0 для этого полупроводника является меньшим, что связано с меньшей величиной коэффициента диффузии электронов D у *n*-InP по сравнению с *n*-GaAs.

Библиографический список

1. Барыбин А. А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М., 1986.
2. Михайлов А. И. // Письма в ЖТФ. 1995. Т.21, вып.21.
3. Кэррол Дж. СВЧ - генераторы на горячих электронах. М., 1972.
4. Rees H. D. // Solid State Comm. 1969. Vol.7, №2.

PHASE VELOCITY OF SPACE CHARGE WAVES IN SEMICONDUCTORS WITH NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY

A.I. Mikhailov, S.A. Sergeev

Saratov state university, Saratov

It was carried out theoretical calculation of frequency dependency of phase velocity of space charge waves in semiconductors with the negative differential conductivity with provision for diffusion and frequency dispersion of electrons differential mobility. It was shown that phase velocity of space charge waves can greatly differ from drift velocity of electrons.

ОПТИКА

УДК 621.315.59

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ
НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ФОСФИДА ГАЛЛИЯ

В.Г. Гайворон, Р.Р. Салимзянов

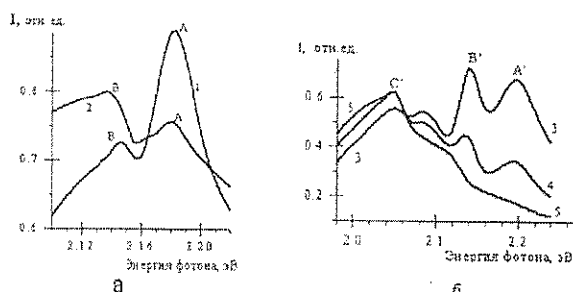
Московская государственная академия приборостроения и информатики, г. Москва

Обнаружено, что при уменьшении интенсивности оптического возбуждения фосфида галлия, охлажденного до азотных температур, изменяется структура спектра фотолюминесценции.

В работе исследовано влияние интенсивности оптического возбуждения на фотолюминесценцию фосфида галлия, охлажденного до азотных температур.

В качестве источников оптического возбуждения использовались непрерывный гелий-кадмиевый лазер ($\lambda=0,442$ мкм) и импульсный азотный лазер ($\lambda=0,337$ мкм). Исследовались два типа образцов GaP n-типа при $T=90$ К с концентрацией носителей порядка $10^{16}-10^{17}$ см⁻³ при $T=300$ К.

На рисунке (а) представлен фрагмент коротковолновой части спектра интенсивности I фотолюминесценции GaP, легированного Zn.



Возбуждение этого образца осуществлялось гелий-кадмиевым лазером. Кривая 1 (рисунок) соответствует максимальной интенсивности возбуждения, кривая 2 - интенсивности на порядок меньше. В этом образце рядом с зеленой полосой наблюдалась интенсивная красная фотолюминесценция с максимумом при $h\nu_{\lambda} \approx 1,85$ эВ.

На рисунке (б) представлен фрагмент коротковолновой части спектра интенсивности фотолюминесценции 2-го нелегированного образца при $T=77$ К. Фотолюминесценция возбуждалась импульсным азотным лазером. Для этого образца красная фотолюминесценция не наблюдалась. Кривая 3 соответствует максимальной интенсивности оптического возбуждения, кривая 4 - интенсивности возбуждения в 2,6 раза, кривая 5 - в 6,6 раза меньше по сравнению с максимальной интенсивностью возбуждения.

Для образца 1, легированного цинком (рисунок, а), с уменьшением интенсивности возбуждения соотношение между максимумами пиков А и В уменьшается. Энергетическое расстояние между

пиками А и В порядка 0,04 эВ, что соответствует энергии оптического фонона.

Структура спектра фотолюминесценции, приведенного на рисунке (б), более сложная. Однако и здесь прослеживается четкая зависимость отношения интенсивности максимума узкой полосы В' и максимума широкой полосы С'. Полоса С' имеет два небольших пика, расположенных на энергетическом расстоянии 0,06 и 0,09 эВ от пика В', что может указывать на то, что излучательные переходы происходят с участием оптического и акустического фононов [1]. Кривая 4 соответствует уменьшению интенсивности возбуждения в 2,6 раза, при этом соотношение между $I_{B'}$ и $I_{C'}$ уменьшается. Полосы В' и А' практически исчезают и наблюдается лишь полоса С' (кривая 5).

Механизм фотолюминесценции связан с межпримесной излучательной рекомбинацией электронов и дырок, захваченных на донорно-акцепторные пары. Для образца 1 (рисунок, а) этими парами являются донор Si, акцептор Zn, а для 2-го образца (рисунок, б) - донор Si, а акцептор С.

Как было показано в работах [2-4], при межпримесной излучательной рекомбинации положение и форма полос излучения зависят от расстояния между донорами и акцепторами.

Поэтому увеличение интенсивности оптического возбуждения сдвигает спектр фотолюминесценции в сторону фотонов больших энергий, что и наблюдается в эксперименте. Это связано с тем, что сечение захвата свободных носителей заряда на пару донор-акцептор изменяется с расстоянием между центрами пропорционально r^2 , а энергия фотона, испускаемого при рекомбинации носителей этой пары [2]:

$$h\nu = E_g - (E_d + E_a) + e^2 / (4\pi\epsilon_0 r) \pm h\nu_{\phi}$$

где $h\nu_{\phi}$ - энергия фонона; E_g - ширина запрещенной зоны; E_d и E_a - энергии ионизации донора и акцептора,

Возможно, изменение структуры спектра связано и с зависимостью числа решеточных, а также локальных фононов от интенсивности возбуждения.

Авторы благодарят В.Г. Бару и Д.И. Биленко за полезные дискуссии

Библиографический список

1. Morgan T.N. // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol.21. P.819.
2. Thomas D.G., Hopfield J.J. Augustyniak W.W. // Phys. Rev. 1965. Vol.140. P.202.
3. Shaffer J., Williams F.W. // Proc. 7-th Int. Conf. Phys. Semicond. Dunod. Paris, 1964. P. 811.
4. Гайворон В.Г., Сидоров В.И. // ФТП. 1970. Т.4. С. 702-707.

AN INFLUENCE OF PHOTOEXCITATION INTENSITY ON PHOTOLUMINESCENCE OF GALLIUM PHOSPHIDE

V.G. Gaivoron, R.R. Salimzianov

Moscow State Academy of Device Construction and Information, Moscow

It is found, that the photoluminescence spectrum structure changes when intensity of photoexcitation of gallium phosphide, cooled to nitrogen temperatures, diminishes.

УДК 535.2/ 772.19

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЦВЕТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА ФТП-МАТЕРИАЛЕ

В. А. Климов

Саратовская государственная академия права, г. Саратов

Н. Г. Олейник

Саратовский государственный университет, г. Саратов

В. А. Павлючук

НИИ механики и физики Саратовского государственного университета, г. Саратов

Разработана математическая модель процесса воспроизведения фазовых изображений цветных тест-объектов периодической формы в теневых системах, использующих фильтрацию пространственных частот. На основе этой модели можно оценивать нелинейные и цветовые искажения.

При использовании фототермопластических (ФТП) сред для регистрации информации (голография, микрофильмирование) широкое применение нашли теневые системы воспроизведения информации, основанные на фильтрации пространственных частот, в частности, на методах темного и светлого поля, ножа Фуко [1]. Эти системы обычно состоят из источника светового потока, транспаранта с записанной на нем информацией, первого объектива, в фокальной плоскости которого находится фильтр пространственных частот, второго объектива и экрана.

Нелинейное преобразование в теневых системах, связанное с изменением фазы волны, прошедшей через ФТП транспарант, затрудняет их анализ. Такой анализ был проведен для одномерных полутоновых черно-белых изображений тест-объектов периодической формы [2].

В данной работе предлагается математическая модель процесса воспроизведения изображений для цветных тест-объектов периодической формы, на основе которой можно исследовать любую теневую

систему, использующую фильтрацию пространственных частот, учитывая ее нелинейность.

Процесс воспроизведения можно разбить на следующие этапы: прохождение светового потока через фазовый транспарант, на котором зарегистрировано изображение тест-объекта, преобразование Фурье, осуществляемое первым объективом, фильтрация по длинам волн и пространственным частотам и преобразование Фурье вторым объективом. При построении модели предполагалось, что объективы идеальные и безабберационные [3], а фильтр бесконечно тонкий. Для простоты был выбран тест-объект с синусоидальным распределением экспозиции:

$$H(x, y, \lambda) = H_0 + H_m \cos(\omega_{cx}x + \omega_{cy}y),$$

где λ - длина волны светового потока, окрашивающего изображение тест-объекта в определенный цвет с помощью цветных светофильтров.

Математическая модель фазового транспаранта должна учитывать основные особенности записи

цветных изображений на ФТП материал. Во-первых, для регистрации полутонных оптических изображений на ФТП материал при экспонировании используется оптическая модуляция, осуществляемая с помощью контактного раstra с заданным коэффициентом пропускания. Предполагалось, что коэффициент пропускания раstra изменяется по синусоидальному закону:

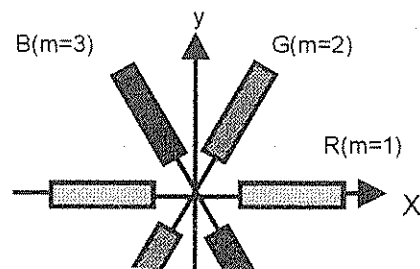
$$K(x,y) = \frac{1}{2} \left[1 + M \cos(\pi p_x x + \pi p_y y) \right],$$

где M - коэффициент модуляции раstra.

Во-вторых, кодирование цвета в процессе получения трех цветоделенных изображений в одном кадре происходит за счет поворота раstra (обычно на 60°) при экспонировании тест-объекта каждой из трех световых волн с длинами волн, соответствующими, например, красному, синему и зеленому цветам. Это приводит к тому, что изображение, зарегистрированное на ФТП материале, даже для случая

где $\beta_1 = k/F_1$; $\alpha_1 = \beta_1(1 - a_1/F_1)/2$; F_1 - фокусное расстояние объектива; a_1 - расстояние от транспаранта до первого объектива.

В фокальной плоскости первого объектива осуществляется фильтрация по пространственным частотам и по длинам волн. Фильтрация по пространственным частотам происходит за счет формы и размеров окон диафрагмы, пропускающих определенные дифракционные порядки в соответствии с одним из используемых методов - темного поля, светлого поля, ножа Фуко.



ОПЕЧАТКИ

Стр.	Напечатано	Следует читать
79	$K(x,y) = \frac{1}{2} \left[1 + M \cos(\pi p_x x + \pi p_y y) \right],$	$K(x,y) = \frac{1}{2} \left[1 + M \cos(\omega_{p_x} x + \omega_{p_y} y) \right],$
79	$h(x,y,\lambda) = d + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^3 h_m(\lambda) \cos(\pi p_x x + \pi p_y y) + \frac{M h_m(\lambda)}{2} \left\{ \cos \left[(\pi p_x \cos \varphi_m + \pi c_x) x + (\pi p_y \sin \varphi_m + \pi c_y) y \right] + \frac{M h_m(\lambda)}{2} \left\{ \cos \left[(\pi p_x \cos \varphi_m - \pi c_x) x + (\pi p_y \sin \varphi_m - \pi c_y) y \right] \right\} \right\},$	$h(x,y,\lambda) = d + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^3 h_m(\lambda) \cos(\omega_{p_x} x + \omega_{p_y} y) + \frac{M h_m(\lambda)}{2} \left\{ \cos \left[(\omega_{p_x} \cos \varphi_m + \omega_{c_x}) x + (\omega_{p_y} \sin \varphi_m + \omega_{c_y}) y \right] + \frac{M h_m(\lambda)}{2} \left\{ \cos \left[(\omega_{p_x} \cos \varphi_m - \omega_{c_x}) x + (\omega_{p_y} \sin \varphi_m - \omega_{c_y}) y \right] \right\} \right\},$
79	$\varphi(x,y,\lambda) = \begin{cases} \frac{\varphi_R}{\sqrt{1+k_R^2(\lambda-\lambda_R)^2}}, & \text{если окну R} \\ \frac{\varphi_G}{\sqrt{1+k_G^2(\lambda-\lambda_G)^2}}, & \text{если окну G,} \\ \frac{\varphi_B}{\sqrt{1+k_B^2(\lambda-\lambda_B)^2}}, & \text{если окну B.} \end{cases}$	$\tau(x,y,\lambda) = \begin{cases} \frac{\tau_R}{\sqrt{1+k_R^2(\lambda-\lambda_R)^2}}, & \text{если окну R} \\ \frac{\tau_G}{\sqrt{1+k_G^2(\lambda-\lambda_G)^2}}, & \text{если окну G,} \\ \frac{\tau_B}{\sqrt{1+k_B^2(\lambda-\lambda_B)^2}}, & \text{если окну B.} \end{cases}$
80	$\Pi_{Nx} = n_1 \pi_{x1} + n_2 \pi_{x2} + \dots + n_L \pi_{xL}, \quad \Pi_{Ny} = n_1 \pi_{y1} + n_2 \pi_{y2} + \dots + n_L \pi_{yL},$	$\Omega_{Nx} = n_1 \omega_{x1} + n_2 \omega_{x2} + \dots + n_L \omega_{xL}, \quad \Omega_{Ny} = n_1 \omega_{y1} + n_2 \omega_{y2} + \dots + n_L \omega_{yL},$

$$P_1(x,y,\lambda) = \sqrt{\frac{\beta_1}{2\pi}} \exp[-\alpha_1(x^2 + y^2)] \times \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int P(x_1,y_1,\lambda) \exp[i\beta_1(x x_1 + y y_1)] dx_1 dy_1, \quad (1)$$

то в результате получим

$$P_3(x,y,\lambda) = A \sqrt{\frac{F_1}{F_2}} S(x,y) \sum_{n1=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{nL=-\infty}^{\infty} P_N \tau \left(\frac{\Omega_{Nx}}{\beta_1}, \frac{\Omega_{Ny}}{\beta_1}, \lambda \right) \times \exp \left\{ -i \frac{\beta_2}{\beta_1} (\Omega_{Nx} x + \Omega_{Ny} y) + \frac{\alpha_1}{\beta_1} (\Omega_{Nx}^2 + \Omega_{Ny}^2) \right\}, \quad (2)$$

где

$$N = n_1 + n_2 + \dots + n_L, \quad P_N = J_{n_1}(h_1) \cdot J_{n_2}(h_2) \cdot \dots \cdot J_{n_L}(h_L),$$

$$\Pi_{N_x} = n_1 \Pi_{x_1} + n_2 \Pi_{x_2} + \dots + n_L \Pi_{x_L}, \quad \Pi_{N_y} =$$

$$= n_1 \Pi_{y_1} + n_2 \Pi_{y_2} + \dots + n_L \Pi_{y_L},$$

$$b_2 = \frac{k}{F_2}, \quad \bar{b}_2 = \frac{b_2}{2} \left(1 - \frac{a_2}{F_2}\right), \quad S(x,y) = \exp\left[i\bar{b}_2(x^2 + y^2)\right];$$

F_2 - фокусное расстояние второго объектива; a_2 - расстояние от плоскости фильтра до второго объектива; $J_n(x)$ - функция Бесселя 1-го рода n-го порядка.

Распределение $P_3(x,y,\lambda)$ представляет собой сумму бесконечного числа комбинационных гармонических составляющих со своими частотами (Ω_{Nx}, Ω_{Ny}) и амплитудами P_N , что является следствием нелинейности системы. Полученное соотношение (2) позволяет рассчитывать двумерный спектр интенсивности

$$I(x,y,\lambda) = \frac{P_3(x,y,\lambda) \cdot P_3^*(x,y,\lambda)}{A \cdot A^*}$$

и ее распределение в плоскости экрана. Каждая составляющая в спектре интенсивности есть результат интерференции волн с различными комбинационными пространственными частотами. С помощью соотношения (2) можно анализировать различные системы визуализации, основанные на методе темного поля, светлого поля, с ножом Фуко, задавая соответствующий вид функции $\tau(x,y,\lambda)$. Для примера на рис.2 приведены результаты расчета спектра относительной интенсивности $I(x,y,\lambda)$ в плоскости эк-

рана при малых (рис. 2,а) и больших (рис.2,б) наблюдениях фаз в транспаранте.

В расчетах предполагалось, что:

- фильтр пропускает по три дифракционных порядка в каждом окне диафрагмы;

- тест - объект имеет следующие параметры:

$\lambda_R = 0,0007$ мм, $\lambda_G = 0,0005$ мм, $\lambda_B = 0,00045$ мм мм;

$\omega_{ex} = 20$ мм⁻¹, $\omega_{ey} = 0$;

- параметры растра: $M=1$, при $m=1$ (рис.1) пространственная частота $\omega_{Px} = 100$ мм, $\omega_{Py} = 0$.

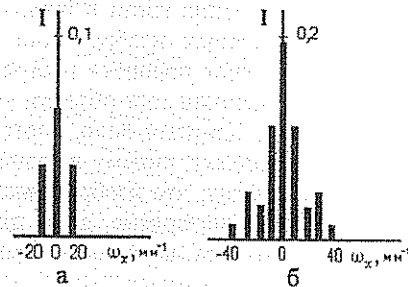


Рис.2. Спектры относительной интенсивности в плоскости $\omega_y = 0$; а - линейный режим ($h_m = 0,0001$ мм); б - нелинейный режим ($h_m = 0,005$ мм)

Разработанная математическая модель позволяет исследовать влияние нелинейности, формы и размеров окон диафрагмы на воспроизведенное изображение и подбирать оптимальные размеры фильтра, количественно оценивать нелинейные и цветовые искажения в различных системах визуализации, основанных на пространственной фильтрации.

Библиографический список

1. Несеребряные отографические материалы / Под ред. А. Л. Картужанского. Л., 1984.
2. Гамалеев О. Н., Олейник Н. Г., Черкасов Ю. А. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 67, вып. 3.
3. Зверев В. А. Радиооптика. М., 1975.

MATHEMATICAL MODEL FOR PROCESS OF COLOR IMAGES VISUALIZATION CONFORMABLY TO PHOTOTHERMOPLASTIC MATERIALS

V. A. Klimov

Saratov Academy of Law, Saratov

N. G. Oleynik

Saratov State University, Saratov

V. P. Pavlyuchyk

Saratov State University Institute of Mechanics and Physics, Saratov

It is described the mathematical model for process of color phase images visualization conformably to colour periodical forming test - object in shadow systems used space frequency filtration. The model allows us to value the level of nonlinear and color displacements.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И МАТЕРИАЛЫ

УДК 621.372

ТЕНЗОР ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СИЛЬНО АНИЗОТРОПНОГО ФЕРРИТА С ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский

Саратовский государственный университет, г. Саратов

В работе получено выражение для усредненного тензора высокочастотной магнитной проницаемости произвольно намагниченного слоя одноосного сильно анизотропного феррита с полосовой доменной структурой. Полученный тензор может быть использован при исследовании распространения электромагнитных волн в ненасыщенных ферритовых слоях при условии $\lambda \gg 1$.

Введение

В монокристаллических ферритах могут распространяться электромагнитные волны с разнообразными дисперсионными характеристиками, зависящими от параметров феррита (намагниченности, кристаллографической анизотропии), состояния феррита (моногоменного или многодоменного), взаимной ориентации внешнего магнитного поля и волнового вектора [1]. Исследование распространения электромагнитных волн в феррите в общем случае основывается на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау-Лифшица, описывающего движение вектора магнитного момента в заданном магнитном поле. Решение данной задачи значительно упрощается, если удастся в явном виде получить выражения для тензора высокочастотной магнитной проницаемости μ .

Для феррита, находящегося в моногоменном состоянии, тензор μ получен для произвольного направления намагничивания с учетом различных типов анизотропии [2]. Для многодоменного состояния феррита тензор μ получен лишь в некоторых случаях, в частности, для феррита с одноосной анизотропией и полосовой доменной структурой в отсутствие внешнего магнитного поля [3] и при намагничивании феррита вдоль оси анизотропии [4].

Целью данной работы является определение тензора μ произвольно намагниченного слоя одноосного сильно анизотропного феррита с полосовой доменной структурой.

Статическая модель

Задача решается при следующих условиях: феррит обладает одноосной кристаллографической анизотропией с осью легкого намагничивания S и относится к классу сильно анизотропных ферритов, для которого выполняется условие $H_a/4\pi M_0 \geq 2$, где H_a - поле одноосной анизотропии; M_0 - намагниченность насыщения феррита. Величина намагниченности M_0 постоянна по всему объему феррита и не зависит от величины и направления внешнего магнитного поля H .

При выбранных условиях в феррите реализуется следующая статическая модель [5-6]: доменная структура в феррите существует при внешних маг-

нитных полях H , меньших некоторого критического поля H^* ; в ферритовом слое реализуется доменная структура открытого типа при любой толщине ферритового слоя; домены разделены блоховскими доменными стенками параллельными оси анизотропии S и с толщиной много меньшей ширины доменов; намагниченность имеет однородное распределение по объему доменов.

В реальных одноосных сильно анизотропных ферритах при отсутствии внешнего магнитного поля реализуется лабиринтная доменная структура с изогнутыми доменными границами [7,8]. Расчет параметров таких доменных структур представляет сложную задачу и проведен лишь для достаточно простых моделей. В настоящее время наиболее хорошо изучена модель полосовой доменной структуры (ПДС) с параллельными доменными границами в неограниченном плоском слое феррита [9].

Согласно этой модели, рассмотрим слой сильно анизотропного феррита толщиной d , безграничный в плоскости xy , и с ПДС ориентированной вдоль оси y . Домены разделены бесконечно узкими доменными границами. Ширина доменов - l_1, l_2 , период доменной структуры - l . Плотности намагниченности в каждом домене равны ($|M_1|=|M_2|=M_0$) и их пространственное распределение однородно. Удельный нормированный объем доменов, приходящийся на единицу поверхности, соответственно равен: $n_1=l_1/l, n_2=l_2/l, n_1+n_2=1$. Внешнее постоянное магнитное поле H лежит в плоскости xOy и составляет угол Θ_h с осью x (рис. 1).

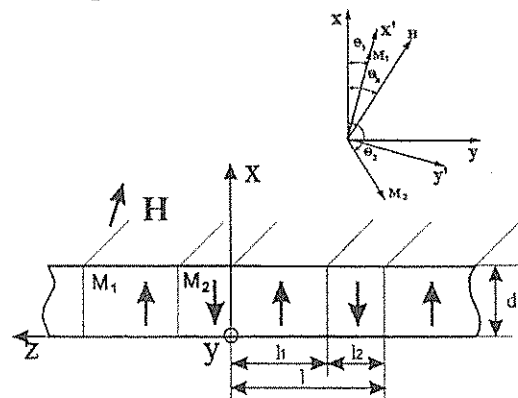


Рис. 1. Геометрия полосовой доменной структуры в ферритовом слое

Для определения компонент тензора высокочастотной магнитной проницаемости предварительно решается статическая задача нахождения равновесных направлений векторов намагниченностей M_1, M_2 в доменах и характеристик ПДС при произвольном направлении намагничивания феррита внешним статическим магнитным полем $H = H_0$.

Полная удельная плотность энергии, приходящаяся на единицу поверхности феррита в доменном режиме без учета магнитоупругой и обменной энергии, имеет вид $E_0 = E_h + E_a + E_m + E_w$, где зеемановская энергия E_h определяется следующим образом:

$$E_h = -H(n_1 M_1 + n_2 M_2) \quad (1)$$

Энергия одноосной анизотропии

$$E_a = K[n_1(1 - (M_1, e_x)^2/M_0^2) + n_2(1 - (M_2, e_x)^2/M_0^2)], \quad (2)$$

где K - константа одноосной анизотропии; $e_{x,y,z}$ - орты декартовой системы координат, связанной с геометрией ферритового слоя.

В случае произвольного намагничивания слоя феррита, усредненная по объему феррита, магнитоэлектрическая энергия доменной структуры E_m представляет собой сумму двух слагаемых, т.е. $E_m = E_{ms} + E_{mv}$, где E_{ms} , E_{mv} - магнитоэлектрическая энергия, связанная со скачками намагниченности (статическими и динамическими) на поверхности феррита и на границах между доменами соответственно. В этом случае E_{ms} и E_{mv} определяются следующими выражениями:

$$E_{ms} = 2\pi[n_1(M_1, e_x) + n_2(M_2, e_x)]^2 + 2l[(M_1, e_x) - (M_2, e_x)]^2 F_1(n_1, l, d)/\pi^2 d, \quad (3)$$

$$E_{mv} = 4[(M_1, e_x) + (M_2, e_x)]^2 F_2(n_1, l, d)/\pi, \quad (4)$$

где

$$F_1(n_1, l, d) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2(\pi m n_1)}{m^2} (1 - e^{-kd}), \quad (5)$$

$$F_2(n_1, l, d) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2(\pi m n_1)}{m^2} \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd}\right), \quad (6)$$

$$k = 2\pi l/d; E_w = 2\sigma_w/l; \quad (7)$$

E_w, σ_w - объемная и поверхностная плотности энергии доменных границ.

Выражения (3,4) для E_{ms} и E_{mv} в виде сходящихся рядов получены в [10] и в настоящей работе обобщены для случая произвольного угла намагничивания феррита внешним магнитным полем.

Для нахождения направлений векторов статических намагниченностей в доменах Θ_1, Θ_2 и параметров ПДС - l, n_1 (учитывая, что $n_1 + n_2 = 1$) определим минимум полной энергии феррита с доменами во внешнем поле из условий:

$$\frac{\partial E_0}{\partial n_1} = \frac{\partial E_0}{\partial \Theta_1} = \frac{\partial E_0}{\partial \Theta_2} = \frac{\partial E_0}{\partial l} = 0. \quad (8)$$

Выражение (8) дает необходимое, но недостаточное условие существования глобального минимума полной энергии E_0 , определяемой характеристиками ПДС. Поэтому требуется из всех возможных конфигураций ПДС, удовлетворяющих условию (8), выбрать состояние с наименьшей возможной энергией. Такое состояние является основным состоянием феррита с ПДС.

Из (8) с учетом (1-7) получаем систему четырех нелинейных уравнений, определяющую параметры доменной структуры l, n_1 и равновесные углы $\Theta_{1,2}$ векторов $M_{1,2}$ в доменах в зависимости от величины и направления внешнего постоянного магнитного поля H .

Для феррита с параметрами, соответствующими гексаферриту бария (ГФБ) - $BaFe_{12}O_{19}$ [11] ($\sigma_w = 2,8$ эрг/см², $H_a = 16$ кЭ, $M_0 = 347$ Гс), было проведено решение указанной системы уравнений методом итераций.

В частности, показано, что равновесные углы $\Theta_{1,2}$ векторов $M_{1,2}$ являются практически линейными функциями величины магнитного поля H_0 и, за исключением области магнитных полей вблизи критического поля существования доменной структуры H^* , выполняется условие $\Theta_2 = 180^\circ - \Theta_1$.

Таким образом, решенная статическая задача о нахождении основного состояния произвольно намагниченного слоя одноосного сильно анизотропного феррита с полосовой доменной структурой позволяет перейти к решению динамической задачи и определению тензора высокочастотной магнитной проницаемости μ .

Динамическая модель

Задача о движении намагниченности под действием высокочастотного (зависящего от времени по гармоническому закону) магнитного поля решается методом эффективных магнитных полей [12], где эффективное магнитное поле без учета обменного взаимодействия магнитных моментов и пространственной дисперсии представляется как

$$H_j^{eff} = -\frac{1}{n_j} \frac{\partial E_0}{\partial M_j}, \quad j = 1, 2,$$

где E_0 - полная энергия многодоменного феррита без учета энергии доменных границ E_w ; j - индекс домена.

В рассматриваемой модели высокочастотные (динамические) смещения доменных стенок не учитываются, так как их собственные частоты лежат гораздо ниже собственных частот колебаний намагниченности в доменах.

Разделяя намагниченности и эффективные поля на статические и динамические составляющие и учитывая, что

$$M_j = M_{0j} + m_j e^{i\omega t}, \quad |m_j| \ll |M_{0j}|; \quad j = 1, 2,$$

$$H_j^{eff} = H_{0j}^{eff} + h_j^{eff} e^{i\omega t}, \quad |h_j^{eff}| \ll |H_{0j}^{eff}|,$$

получаем систему линеаризованных уравнений Ландау - Лифшица движения намагниченности в доменах с диссипативным членом в форме Гильберта:

$$i\omega \mathbf{m}_j = -\gamma(\mathbf{m}_j \times \mathbf{H}_{0j}^{eff} + \mathbf{M}_{0j} \times \mathbf{h}_j^{eff}) + \frac{i\alpha\omega}{M_0} \mathbf{M}_{0j} \times \mathbf{m}_j, \quad (9)$$

$$\mathbf{H}_{0j}^{eff} = \mathbf{H}_0 + H_a \cos \Theta_j \mathbf{e}_x -$$

$$- 4\pi[n_1(\mathbf{M}_1, \mathbf{e}_x) + n_2(\mathbf{M}_2, \mathbf{e}_x)] \mathbf{e}_x \mp$$

$$\mp \frac{4I}{\pi^2 dn_j} [(\mathbf{M}_1, \mathbf{e}_x) - (\mathbf{M}_2, \mathbf{e}_x)] \mathbf{e}_x F_1(n_1, l, d),$$

$$\mathbf{h}_j^{eff} = \mathbf{h} + \frac{H_a}{M_0} \mathbf{m}_{jx} \mathbf{e}_x \mp$$

$$\mp \frac{8}{\pi n_j} [(\mathbf{m}_1, \mathbf{e}_z) - (\mathbf{m}_2, \mathbf{e}_z)] \mathbf{e}_z F_2(n_1, l, d),$$

где \mathbf{h} - внутреннее высокочастотное магнитное поле; α - параметр ферромагнитных потерь, связанный с шириной линии ферромагнитного резонанса ΔH соотношением $\alpha = \Delta H / H_{0j}$ [13]; $\gamma = 2\pi \cdot 2,8$ МГц/Э - гиромагнитное отношение.

Переходя от векторной формы записи уравнений к координатной, для системы координат $\{xyz\}$ получаем систему шести неоднородных линейных уравнений относительно компонент высокочастотных намагниченностей в доменах.

Из анализа системы следует, что колебания магнитных моментов в соседних доменах связаны через z -составляющие векторов высокочастотной намагниченности \mathbf{m}_j . Система уравнений и дальнейшие выкладки значительно упрощаются путем ввода приближенной замены $\Theta_2 = 180^\circ - \Theta_1$. Возможность применения данного приближения для широкого интервала величин магнитного поля следует из решения статической задачи.

Равенство нулю детерминанта $\Delta(\omega) = 0$ системы линейных однородных ($\mathbf{h} = 0$) уравнений даст биквадратное уравнение, определяющее все собственные частоты колебаний намагниченности в феррите с ПДС:

$$\Delta(\omega) = \omega^4 + A\omega^2 + B = 0, \quad (10)$$

где

$$A = \cos^2 \Theta_1 \omega_a (\omega_{h1} + \omega_{h2}) +$$

$$+ (\omega_{h1}^2 + \omega_{h2}^2 - \omega_{h1} \omega_a - \omega_{h2} \omega_a) +$$

$$+ 2\omega_m F_2(n_1, l, d) / \pi^2 \left(\frac{(\omega_{h2} - \omega_a)}{n_2} + \frac{(\omega_{h1} - \omega_a)}{n_1} \right) +$$

$$+ \cos^2 \Theta_1 \omega_a 2\omega_m F_2(n_1, l, d) / \pi^2 (1/n_1 + 1/n_2),$$

$$B = (2\omega_m F_2(n_1, l, d) / \pi^2 (\omega_{h1} / n_2 + \omega_{h2} / n_1) +$$

$$+ \omega_{h1} \omega_{h2}) (\cos^2 \Theta_1 \omega_a (2\omega_a - \omega_{h1} - \omega_{h2}) -$$

$$- \cos^4 \Theta_1 \omega_a^2 + (\omega_{h1} \omega_a + \omega_{h2} \omega_a - \omega_{h1} \omega_{h2} - \omega_a^2)),$$

$$\omega_{hj} = \gamma |\mathbf{H}_{0j}^{eff}| + i\alpha\omega, \quad \omega_a = \gamma H_a, \quad \omega_m = 4\pi\gamma M_0.$$

Решая систему линейных неоднородных уравнений методом Крамера, получаем два тензора высокочастотной восприимчивости $\chi_j(\omega)$, связывающие намагниченности \mathbf{m}_j в каждом домене с заданным внутренним высокочастотным магнитным полем \mathbf{h} . Проведем операцию усреднения магнитной восприимчивости по периоду ПДС [13]:

$$\langle \chi(\omega) \rangle = n_1 \chi_1(\omega) + n_2 \chi_2(\omega). \quad (11)$$

Тогда из (11) усредненный тензор высокочастотной магнитной проницаемости $\langle \mu(\omega) \rangle$ равен:

$$\langle \mu(\omega) \rangle = \mathbf{I} + 4\pi \langle \chi(\omega) \rangle, \quad (12)$$

где \mathbf{I} - единичный тензор.

Полученный тензор $\langle \mu(\omega) \rangle$ может быть использован в решении электродинамических задач лишь при выполнении условия $k \ll 2\pi/l$ (k - продольное волновое число в ферритовом слое). Как следует из решения статической задачи, период ПДС в сильно анизотропном феррите имеет величину $l \approx 10^{-4}$ см, поэтому указанное условие хорошо выполняется в широком диапазоне частот электромагнитных волн и величин магнитных полей.

Тензор $\langle \mu(\omega) \rangle$ в общем случае произвольного направления внешнего магнитного поля имеет отличными от нуля все девять компонент:

$$\langle \mu(\omega) \rangle = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & i\mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & -i\mu_{23} \\ -i\mu_{31} & i\mu_{32} & \mu_{33} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\mu_{12} = \mu_{21}, \mu_{13} = \mu_{31}, \mu_{32} = \mu_{23}.$$

Поэтому в общем случае выражения для компонент тензора $\langle \mu(\omega) \rangle$ в системе координат $\{xyz\}$ имеют достаточно громоздкий вид. Более компактно компоненты тензора можно представить в системе координат, связанной с равновесным направлением намагниченности в домене (система $\{x'y'z'\}$). Переход от одной системы координат к другой осуществляется с использованием соответствующей матрицы поворота $\psi(\Theta_1)$.

Тензор магнитной проницаемости в штрихованной системе координат имеет вид:

$$\langle \mu'(\omega) \rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu'_{22} & i\mu'_{23} \\ 0 & -i\mu'_{32} & \mu'_{33} \end{pmatrix} \quad (14)$$

с компонентами:

$$\mu'_{22} = 1 + [\omega_m^2 / \pi^2 F_2(n_1, l, d) \times$$

$$\times (\omega_{h1}^2 + \omega_{h2}^2 - 4\omega^2 + \omega_{h1} \omega_{h2} (\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1}))]$$

$$\begin{aligned}
 & + \omega_{h_1} \omega_{h_2} (\omega_{h_1} n_2 + \omega_{h_2} n_1) - \\
 & - \omega^2 \frac{\omega_{h_1} n_1 + \omega_{h_2} n_2}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)}, \\
 \mu'_{23} = \mu'_{32} = & \frac{\omega \omega_m}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} [\omega_m F_2(n_1, l, d) \times \\
 & \times \left(\omega_{h_2} \left(1 + \frac{n_1}{n_2} \right) - \omega_{h_1} \left(1 + \frac{n_2}{n_1} \right) \right) + \\
 & + [n_1 (\omega_{h_2}^2 - \omega^2) - n_2 (\omega_{h_1}^2 - \omega^2)], \\
 \mu'_{33} = & 1 + \frac{\omega \omega_m}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)} \times \\
 & \times [\omega_m \frac{2}{\pi^2} F_2(n_1, l, d) \omega_{h_1} \omega_{h_2} \left(2 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right) + \\
 & + \omega_{h_1} \omega_{h_2} (\omega_{h_1} n_2 + \omega_{h_2} n_1) - \omega^2 (\omega_{h_1} n_1 + \omega_{h_2} n_2)],
 \end{aligned}$$

где ω_1, ω_2 - корни характеристического уравнения (10). Для примера, на рис.2 приведены результаты расчета $\text{Re}(\langle \mu_{22}' \rangle)$, $\text{Re}(\langle \mu_{33}' \rangle)$ и $\text{Im}(\langle \mu_{23}' \rangle)$ тензора $\langle \mu' \rangle$ в слое ГФБ с ПДС в зависимости от частоты магнитного поля $f = \omega/2\pi$.

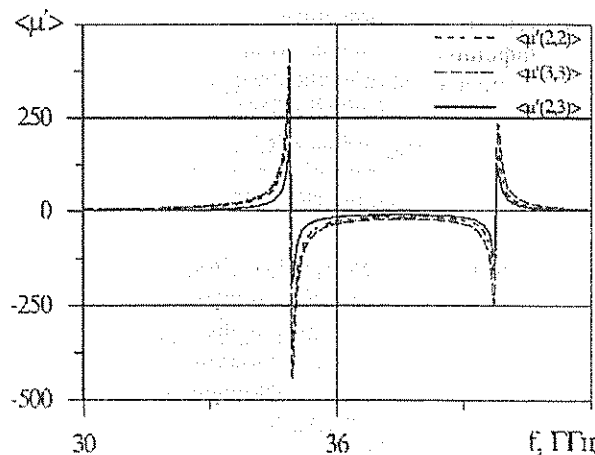


Рис. 2. Частотные характеристики тензора $\langle \mu' \rangle$: $H_0 = 10$ кЭ, $\Theta_n = 80^\circ$, $d = 4$ мкм, $\alpha = 10^{-3}$

Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые получены выражения для компонент усредненного тензора магнитной проницаемости произвольно намагниченного слоя феррита с полосовой доменной структурой. Данные результаты могут быть использованы при решении электродинамической задачи о распространении волновых возмущений в исследуемой модели феррита в длинноволновом приближении.

Библиографический список

1. Моргенталер Ф.Р. // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 2.
2. Кудинов Е.В., Берегов А.С. // Известия вузов. Физика. 1988. Т.31, № 11.
3. Зависяк И.В., Данилов В.В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т.8, №2.
4. Головки Я.Д., Зависяк И.В. // Известия вузов. Радиофизика. 1988. Т.31, №8.
5. Привороцкий И.А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59, №5.
6. Богданов А.Н., Яблонский Д.А. // ФТТ. 1980. Т. 22, № 3.
7. Огрин Ю.Ф., Петрова И.И., Гайворон В.Г. // Письма в ЖТФ. 1990. Т.16, № 12.
8. Соколов Ю.Ф. // ФТТ. 1980. Т.22, №3.
9. Sigal M.A. // Phys. stat. sol. (a). 1979. Vol.51, N151.
10. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М., 1975.
11. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
12. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973.

THE MICROWAVE TENSOR PERMEABILITY OF STRONGLY ANISOTROPIC FERRITE WITH THE STRIPE STRUCTURE

Y.N. Beginin, Y.P. Sharaevsky

Saratov State University, Saratov

The expression is obtained for the microwave tensor permeability of the arbitrarily magnetized layer of uniaxial strongly anisotropic ferrite with the stripe structure. This tensor can be used to investigate the propagation of electromagnetic wave in the non-saturated ferrite layers on condition that $\lambda \gg l$, where λ is electromagnetic wavelength, l is domain spacing.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЯХ

Ю.П. Шараевский, С.В. Гришин

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Приводятся результаты расчёта спектров электромагнитных волн в металлизированных ферромагнитных слоях при нормальном и касательном намагничивании, полученные на основе решения полной системы уравнений Максвелла. Обращается внимание на некоторые особенности трансформации дисперсионных характеристик медленных электромагнитных волн для рассматриваемых случаев и устанавливаются критерии применимости магнитостатического приближения при малых значениях волнового числа.

Введение

В последние два десятилетия интенсивное развитие получили исследования волновых процессов в ферромагнитных плёнках, что связано с возможностями распространения в них медленных электромагнитных волн (ЭМВ) с уникальными дисперсионными характеристиками, свойства которых существенно зависят от направления поля намагничивания и внешних граничных условий (см., например, [1]). Характеристики этих волн в тонких плёнках ($d \leq 1/k$, где d — толщина плёнки; k — волновое число) достаточно хорошо описываются в магнитостатическом приближении и поэтому они получили название магнитостатических волн (МСВ) [2-4].

В то же время интерес могут представлять и медленные ЭМВ, для которых магнитостатическое приближение не всегда справедливо, особенно при переходе в коротковолновый диапазон, и поэтому задача исследования свойств этих волн требует строгого электродинамического подхода. Необходимо отметить, что вопросам изучения полного спектра ЭМВ в ограниченных объёмных образцах ферромагнетика ранее уделялось довольно много внимания (см., например, монографии [3-5] и др.). Однако некоторые аспекты, особенно связанные с трансформацией характеристик медленных ЭМВ применительно к конкретным ферромагнитным структурам при изменении их параметров, изучены недостаточно подробно.

В настоящей работе на основе строгого решения электродинамической задачи рассчитаны дисперсионные характеристики объёмных ЭМВ, распространяющихся в металлизированном ферромагнитном слое при различных направлениях внешнего магнитного поля. Проведено сравнение спектров ЭМВ при касательном и нормальном намагничивании ферромагнетика, а также установлены критерии применимости магнитостатического приближения для этих случаев.

Схема анализа и уравнения

В основу решения задачи положены уравнения Максвелла, в которых переменные составляющие ВЧ-полей в отсутствие сторонних зарядов и токов изменяются по гармоническому закону ($\sim e^{j\omega t}$) и связаны между собой материальным соотношением в виде тензора $\|\mu\|$, описывающим ферромагнитную

среду, намагниченную до насыщения внешним постоянным магнитным полем H_0 .

Компоненты тензора $\|\mu\|$ считаются известными и зависят только от частоты ω , намагниченности насыщения M_0 и величины магнитного поля H_0 [3,4]. Касательно намагниченный ферромагнитный слой расположен в плоскости ZX так, что направление поля H_0 совпадает с осью Z, а направление распространения волны в этой плоскости составляет с осью Z угол θ . Толщина слоя в направлении оси Y равна d (рис. 1).

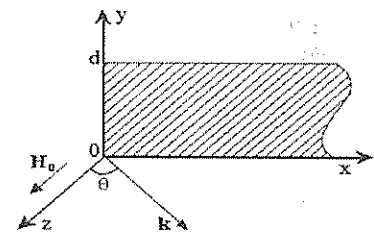


Рис. 1. Схематическое изображение касательно намагниченного ферромагнитного слоя

На основе анализа полной системы уравнений Максвелла для ЭМВ в касательно намагниченном ферромагнитном слое получено следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned}
 & -k_y^2 \{ \mu k_y^2 + k^2 [\mu(1 + \sin^2\theta) + \cos^2\theta] - k_0^2 \varepsilon (\mu^2 + \mu - \mu_a^2) \} = \\
 & = k^4 (\mu \sin^2\theta + \cos^2\theta) - k^2 k_0^2 \varepsilon [\sin^2\theta (\mu^2 - \mu_a^2) + \\
 & + \mu(1 + \cos^2\theta)] + k_0^4 \varepsilon^2 (\mu^2 - \mu_a^2), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где k — волновое число в плоскости XZ; μ и μ_a — диагональная и недиагональная компоненты тензора высокочастотной магнитной проницаемости соответственно [4]; $k_0 = \omega/c$; c — скорость света в свободном пространстве; ε — диэлектрическая проницаемость среды.

Соотношение (1) получено в предположении, что в ферромагнитном слое распространяются волны, для которых распределение амплитуд ВЧ-полей в

поперечном направлении описывается постоянной распространения k_y .

Дисперсионное уравнение (1) для касательно намагниченного ферромагнитного слоя, в котором распространение ЭМВ происходит под произвольным углом к магнитному полю, для удобства анализа представим в виде

$$\begin{aligned} & (1/f_H^2)f^6 - \{2(c_1/f_H)^2(k^2 + k_y^2) + (1 + \Omega_M)^2\}f^4 + \\ & + c_1^2 \{(c_1/f_H)^2(k^2 + k_y^2)^2 + (1 + \Omega_M)[k^2(2 + \Omega_M \sin^2 \theta) + \\ & + k_y^2(2 + \Omega_M)]\}f^2 - c_1^4 \{k^2[k^2(1 + \Omega_M \sin^2 \theta) + \\ & + k_y^2(\Omega_M + \Omega_M \sin^2 \theta + 2)] + k_y^4(1 + \Omega_M)\} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $f = \omega/2\pi$ - линейная частота; $\Omega_M = f_M/f_H$; $f_M = 4\pi\gamma M_0$; $f_H = \gamma H_0$ - частота ферромагнитного резонанса; γ - гиромагнитное отношение, равное 2,8 МГц/Э; $c_1 = c/2\pi\sqrt{\epsilon}$.

В случае металлизированного с обеих сторон ферромагнитного слоя для объёмных ЭМВ имеем [4]

$$k_y = n\pi/d,$$

где $n = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Строгое решение электродинамической задачи для случая нормально намагниченного металлизированного ферромагнитного слоя приводит к следующему дисперсионному соотношению [4]:

$$\begin{aligned} & (1/f_H^2)f^6 - \{2(c_1/f_H)^2(k^2 + k_y^2) + (1 + \Omega_M)^2\}f^4 + \\ & + c_1^2 \{(c_1/f_H)^2(k^2 + k_y^2)^2 + (1 + \Omega_M)[k^2(2 + \Omega_M) + \\ & + 2k_y^2]\}f^2 - c_1^4 (k^2 + k_y^2)[k^2(1 + \Omega_M) + k_y^2] = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

При $k_y \rightarrow 0$ дисперсионные уравнения (2) и (3) описывают распространение ЭМВ в безграничной ферромагнитной среде соответственно вдоль направления H_0 (соотношение (2) при $\theta = 0^\circ$) или по направлению нормали к H_0 (уравнения (2), (3) при $\theta = 90^\circ$).

Результаты расчёта

На рис.2,3,4 (сплошные кривые) представлены зависимости f от k , полученные путем численного решения на ЭВМ соответственно уравнений (2) и (3).

Рисунки дают представление о поведении спектров объёмных ЭМВ при изменении толщины слоя ($d=10; 0,8$ и $0,1$ см) для касательного ($\theta = 0^\circ$ (рис.2) и $\theta = 90^\circ$ (рис.3)) и нормального (рис.4) направления намагничивания при $n=1$.

Величина $\Omega_M = 2$ определяет значение внешнего магнитного поля при заданном M_0 (для железо-

иттриевого граната (ЖИГ) $4\pi M_0 = 1780$ гс, $\epsilon = 16$ [4]).

Критические частоты $f_{кр}$, соответствующие $k=0$, при касательном намагничивании (рис.2,3) не зависят от θ при любых n для всех трёх типов волн и не совпадают со значениями $f_{кр}$ для соответствующих волн при нормальном намагничивании (рис.4).

При больших волновых числах ($k \rightarrow \infty$) предельная частота $f_{пр}$ для медленной волны (кривые 2 на рис.3) в случае касательного намагничивания

$$f_{пр} = f_H \sqrt{1 + \Omega_M \sin^2 \theta}$$

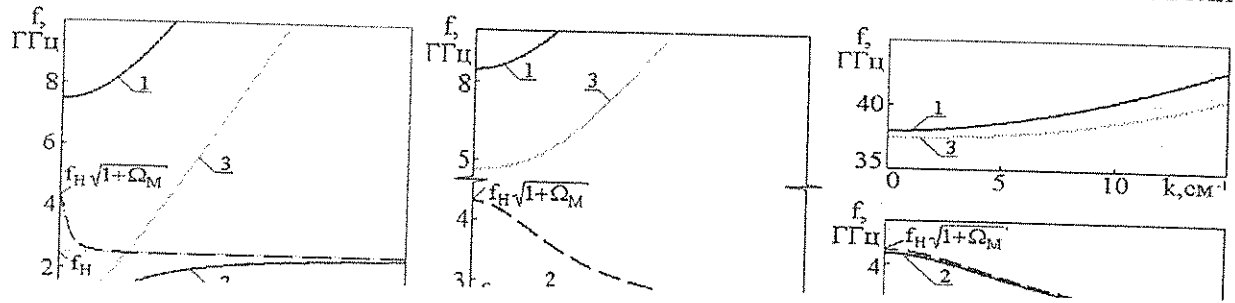
и совпадает при $\theta = 90^\circ$ с $f_{пр}$ для нормального намагничивания (кривые 2 на рис.4).

Для случаев касательного ($\theta = 90^\circ$) и нормального намагничивания качественная картина распространения объёмных ЭМВ в металлизированном ферромагнитном слое одинакова. Она характеризуется нормальной дисперсией для всех трех ЭМВ при рассматриваемых толщинах ферромагнитного слоя, причём значения критических частот $f_{кр}$ ($k=0$) этих волн увеличиваются с уменьшением d .

При $d=10$ см дисперсионные характеристики для касательного и нормального ($\theta = 90^\circ$) намагничивания практически совпадают (рис.3,а и рис.4,а). С уменьшением d до 0,1 см (рис.3,в и 4,в) значения $f_{кр}$ ЭМВ для обоих случаев намагничивания все более расходятся, причём критические частоты $f_{кр}$ для медленных волн (кривые 2) стремятся к следующим значениям: $f_{кр} \rightarrow f_H$ - при нормальном намагничивании и $f_{кр} \rightarrow f_H \sqrt{1 + \Omega_M}$ - при касательном намагничивании. Последнее обстоятельство и равенство значений предельных частот $f_{пр}$ ($k \rightarrow \infty$) медленных волн позволяют считать, что ширина полосы частот возбуждения ($d = \text{const}$) медленных волн при касательном намагничивании ($\theta = 90^\circ$) всегда меньше, чем при нормальном.

Отличительной чертой дисперсионных характеристик при $\theta < 90^\circ$ (касательное намагничивание) является изменение с уменьшением толщины d дисперсии медленных волн от нормальной до аномальной, что связано прежде всего с зависимостью $f_{пр}$ от угла θ . Подобная трансформация дисперсии медленных волн при $\theta = 0^\circ$ отражена на рис.2 (кривая 2), причём переход от нормальной к аномальной дисперсии происходит через область толщин, где наблюдается смешанная дисперсия (рис.2,б).

На рис.5 представлена дисперсионная поверхность медленных волн в металлизированном ферромагнитном слое, демонстрирующая трансформацию дисперсионных характеристик в зависимости от изменения направления распространения волны при заданной толщине ферромагнитного слоя, в различных частотных диапазонах.



Лист исправлений

Считать рисунки 3 и 4 на странице 87 ошибочными, а соответственно рисунки 3 и 4, приводимые в данном листе исправлений - правильными.

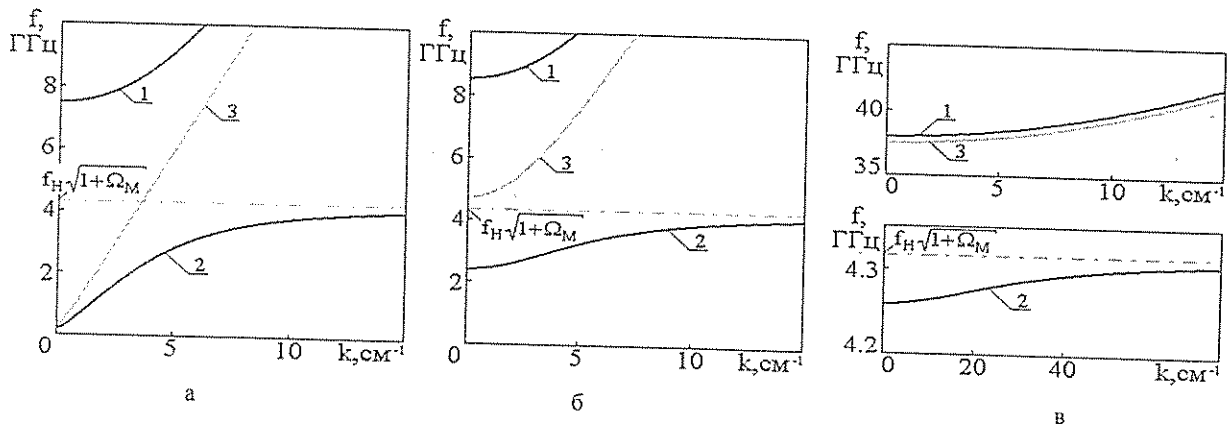


Рис.3. Дисперсионные характеристики медленных волн в касательно намагниченном металлизированном ферромагнитном слое при $\theta = 90^\circ$: а - при $d = 10$ см; б - при $d = 0,8$ см; в - при $d = 0,1$ см

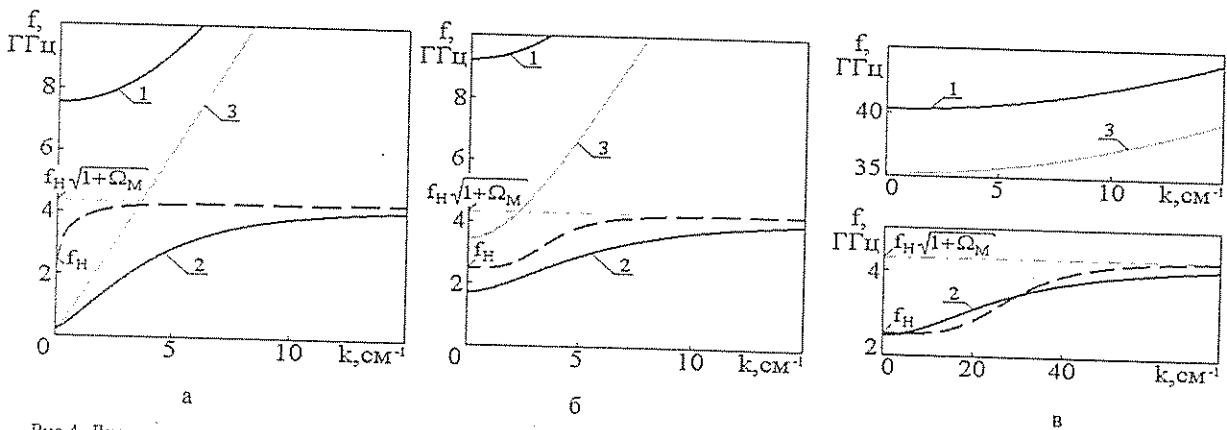


Рис.4. Дисперсионные характеристики медленных волн в нормально намагниченном металлизированном ферромагнитном слое: а - при $d = 10$ см; б - при $d = 0,8$ см; в - при $d = 0,1$ см

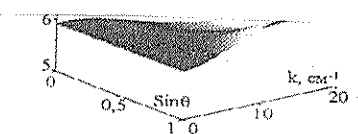


Рис.5. Дисперсионная поверхность медленных волн при касательном намагничивании металлизированного ферромагнитного слоя толщиной $d = 0,3$ см: а - при $\Omega_M = 1$; б - при $\Omega_M = 0,7$; в - при $\Omega_M = 0,1$

мировании волн с одним видом дисперсии в другой при изменении толщины d и угла θ , т.к. в магнито-статическом приближении при изменении угла θ ($0 \leq \theta < \pi/2$) возможно существование только объёмных МСВ с отрицательной дисперсией [6].

С уменьшением k магнито-статическое приближение расходитс со строгим решением и это рас-

хождение будет максимальным при $k=0$ (см. кривые на рис.2,3,4).

Выражение, связывающее толщину слоя d с H_0 и свойствами материала для заданного расхождения (χ в %) между строгим решением и магнитостатическим приближением при касательном намагничивании металлизированного ферромагнитного слоя для $k=0$, имеет следующий вид:

$$d = (cn/2\delta\gamma)\{(1-\delta^2)/[\varepsilon(H_0 + 4\pi M_0)(H_0 + 4\pi M_0 - \delta^2 H_0)]\}^{1/2}, \quad (4)$$

где $\delta = 1 - \chi/100$.

Аналогичное соотношение получено и для нормально намагниченного металлизированного ферромагнитного слоя (рис.6). Кривые рис.6 показывают, что при переходе в более коротковолновый диапазон (большие магнитные поля) значение толщины d , при котором характеристики медленных волн могут рассчитываться из магнитостатического приближения, уменьшается. Причём, начиная с определённых величин магнитного поля (см. кривые 1 и 2 на рис.6), значения толщины d для случаев нормального и касательного намагничивания практически совпадают.

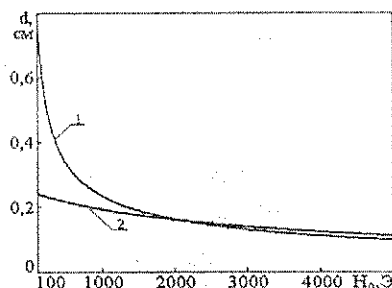


Рис.6. Зависимость толщины d ферромагнитного слоя от величины магнитного поля H_0 при 5%-ном расхождении строгой теории и магнитостатического приближения в случае нормального (1) и касательного (2) намагничивания

Выводы

В результате решения задачи установлено, что при касательном намагничивании, в отличие от нормального, в металлизированном ферромагнитном слое возможно существование объёмных медленных волн с различными видами дисперсии - нормальной, аномальной и смешанной, трансформирующимися одна в другую в зависимости от угла θ , величины внешнего магнитного поля H_0 , толщины ферромагнитного слоя d и свойств материала. Получены аналитические выражения, определяющие границы применимости магнитостатического приближения при малых k .

Работа выполнена при финансовой поддержке программ: "Университеты России - фундаментальные исследования" (грант № 283) и Федеральной целевой программы "Интеграция" (грант № 2.1 - 696.03)

Библиографический список

1. Моргенталер Ф.Р. // ТИИЭР. 1988. Т.76, №2.
2. Adam J.D., Daniel M.R., Emtage P.R., Tilisa S.N. Magnetostatic wave // Thin Film Adv. Electron Devices. Boston, 1991. P.1-141.
3. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973.
4. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов, 1993.
5. Сул Г., Уокер Л. Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах. М., 1955.
6. Damon R.W., Eshbach J.R. // J.Phys. Chem. Solids. 1961. Vol.19, № 3/4.

THE SPECTRUM FEATURES OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN METALLIZED FERROMAGNETIC LAYERS

J.P. Sharaevsky, S.V. Grishin

Saratov State University, Saratov

The calculation results of electromagnetic wave spectrums in metallized ferromagnetic layers for normal and tangent magnetisation are demonstrated. They are obtained from the solution of the complete Maxwell's simultaneous equations. Authors pay attention to some features of transformation of the dispersed characteristics of slow electromagnetic waves for both types of magnetisation. The applicability criteria of the magnetostatic approximation at small values of wavenumber are set.

ТРАНСФОРМАЦИЯ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ МЕАНДРОВОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКОЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

И.А. Накрап, А.Н. Савин, Ю.П. Шараевский

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Построены матрицы сопротивления и рассеяния меандровой линии передачи с ферритовой плёнкой при возбуждении в ней поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) на основе экспериментального исследования входного сопротивления рассматриваемого устройства. Установлено изменение связи комплексных элементов S -матрицы с Z -параметрами меандрового преобразователя при возбуждении в ферритовой плёнке ПМСВ. Полученные частотные зависимости элементов матриц рассеяния исследуемой линии при $H_0=0$ и $H_0 \neq 0$ могут быть использованы для описания характеристик преобразователя электромагнитной волны в магнитостатическую с учётом потерь на излучение и отражение.

Введение

В настоящее время в качестве возбуждающих элементов магнитостатических волн (МСВ) в ферритовых плёнках наибольшее распространение получили преобразователи в виде одиночных отрезков микрополосковой линии [1, 2]. Теория возбуждения МСВ многополосковыми преобразователями (в том числе, типа меандр), учитывающая влияние намагниченности ферритовой пленки и взаимодействия токов в полосковых проводниках на распределение тока в них, изложена в [3, 4]. Однако расчёт характеристик излучения многоэлектродных преобразователей из-за вычислительных трудностей проведён в [3] только в приближении невзаимодействующих между собой токов в полосковых проводниках (ПП). Приближенный расчёт сопротивления излучения симметричной двухполосковой линии с учетом влияния полей намагниченного феррита на распределение взаимодействующих друг с другом токов в ПП выполнен в работе [5]. Экспериментальное исследование сопротивления излучения микрополосковых возбуждателей МСВ проведено в основном для одноэлементных преобразователей (например, [6]).

Известно [7], что характеристики любого преобразующего устройства, заданные в виде матрицы рассеяния $[S]$, позволяют в комплексной форме и достаточно полно описать приемные, передающие и рассеивающие свойства преобразователей.

Целью работы является построение матрицы рассеяния меандровой линии передачи с ферритовой пленкой при возбуждении в ней поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) на основе экспериментального исследования входного сопротивления рассматриваемой линии, сравнение полученной матрицы с матрицей рассеяния обычной меандровой линии с потерями (поле намагничивания равно нулю) и оценка с учётом полученных результатов эффективности преобразования электромагнитной волны в магнитостатическую. Элементы матрицы рассеяния определяются через коэффициенты матрицы сопротивлений (Z -матрицы) для выбранной эквивалентной схемы данного устройства.

Определение параметров матриц $[Z]$ и $[S]$

Схема многоэлементного преобразователя электромагнитной волны в ПМСВ типа меандр показана

на рис. 1. Он представляет из себя нерегулярный отрезок линии передачи вместе с подключенными входной и выходной линиями и рассматривается как четырёхполосник связи или преобразователь [8]. Трансформирующие свойства устройства на ПМСВ определяются экспериментально на основе метода эквивалентных схем четырёхполосника с использованием теории цепей. При условии обратимости несимметричный четырёхполосник задаётся тремя комплексными эквивалентными величинами.

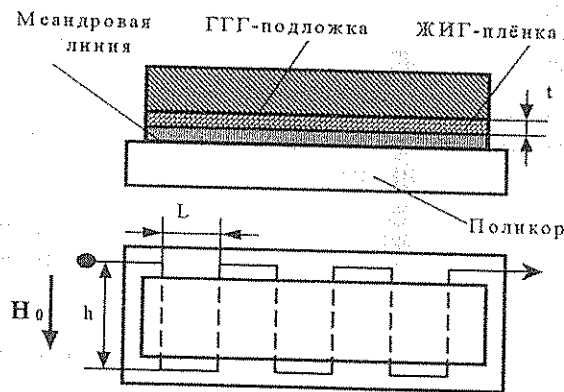


Рис. 1

Эквивалентные параметры в виде полных сопротивлений и коэффициентов рассеяния для T -образной схемы устройства определялись методом трёх точек [8] по измеренным входным комплексным сопротивлениям при трёх независимых условиях на его выходе: короткое замыкание, холостой ход и согласованная нагрузка - $Z_{кз}$, $Z_{хх}$ и Z_0 соответственно.

В устройстве при внешнем магнитном поле, параллельном полосковым проводникам (рис. 1), эффективно возбуждалась поверхностная МСВ, распространяющаяся перпендикулярно проводникам. Характеристики преобразования волн исследовались с помощью измерителя комплексных коэффициентов передачи Р4 -23 в широком частотном диапазоне, соответствующем режиму подавления СВЧ-сигнала [1, 9]. Влияние на характеристики многоэлементного преобразователя намагниченной ферритовой плёнки (толщина $t = 50$ мкм) и проводников анализировалось при ширине полоска намного меньшей высоты и периода меандровой линии.

Частотные зависимости активной и реактивной составляющих нормированного входного сопротивления исследуемого устройства и его основные электродинамические характеристики подробно описаны в [9].

Измеренные значения нормированных входных сопротивлений Z_0 , $Z_{\text{вх}}$ и $Z_{\text{вых}}$ устройства использовались для расчета нормированных полных сопротивлений Z -матрицы $-Z_{11}$, Z_{22} и Z_{12} , для выбранных положительных направлений токов I_1 , I_2 и напряжений U_1 , U_2 (рис.2). Соответствующие выражения для Z_{11} , Z_{22} и Z_{12} приведены, например, в [8].

Расчётные величины эквивалентных Z -сопротивлений меандрового ферритового устройства в виде четырёхполюсника для двух случаев приведены в табл. 1.

Таблица 1
Величина Z -сопротивления меандрового ферритового устройства

f, ГГц	Z_{11}	Z_{22}	Z_{12}
$H_0 = 0$			
2,6	0,78 - i0,12	0,95 + i0,11	0,23 + i0,41
2,8	0,85 - i0,29	0,71 - i0,97	0,31 - i0,36
3,32	0,46 - i0,85	0,17 - i0,61	0,3 + i0,27
3,34	0,44 + i0,08	0,84 - i0,44	0,07 + i0,38
$H_0 = 260 \text{ Э}$			
2,6	0,81 - i0,15	7,0 - i0,3	0,75 - i0,3
2,8	0,8 - i0,24	-0,89 + i0,65	0,14 - i0,046
3,32	0,65 - i0,02	0,65 - i0,59	0,11 - i0,11
3,4	0,7	-1,59 + i0,57	0,17 + i0,23

Из сравнения Z -параметров устройства при $H_0=0$ и $H_0=260 \text{ Э}$ видно, что возбуждение ПМСВ в определённой полосе частот, соответствующей полосе подавления сигнала в линии [1, 9], значительно изменяет только параметры Z_{12} и Z_{22} . В частности, изменяется знак Z_{22} на противоположный по сравнению со случаем $H_0=0$, исключая низкочастотную границу полосы возбуждения ПМСВ при $f=2,6 \text{ ГГц}$. Последнее должно соответствовать изменению направления тока I_2 на выходе четырёхполюсника (рис. 2). Этот результат может быть объяснён тем, что соотношение ортогональности для собственных волн систем с анизотропным заполнением (возбуждение ПМСВ в ферритовой плёнке) не выполняется.

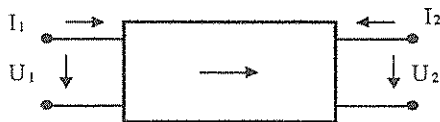


Рис. 2

С учётом сделанных замечаний в рамках выбранной схемы четырёхполюсника элементы матрицы рассеяния $[S]$ должны быть связаны с коэффициентами матрицы $[Z]$ следующими соотношениями:

$$S_{11} = \frac{(Z_{11} - 1)(Z_{22} \pm 1) - Z_{12}^2}{[(Z_{11} + 1)(Z_{22} \pm 1) - Z_{12}^2]}$$

$$S_{12} = \frac{2Z_{12}}{[(Z_{11} + 1)(Z_{22} \pm 1) - Z_{12}^2]} \quad (1)$$

$$S_{22} = \frac{(Z_{11} + 1)(Z_{22} \mp 1) - Z_{12}^2}{[(Z_{11} + 1)(Z_{22} \pm 1) - Z_{12}^2]}$$

Верхние знаки в соотношениях (1) соответствуют обычной связи S -параметров с Z -параметрами при выбранных положительных направлениях I и U на рис.2, и в этом случае элементы матрицы $[S]$ описывают характеристики ферритовой линии с потерями при $H_0=0$. Нижние знаки в (1) соответствуют случаю $H_0 \neq 0$, когда в плёнке эффективно возбуждается магнитостатическая волна, которая уносит из линии значительную часть мощности в направлении, перпендикулярном магнитному полю и полоскам. Фактически это означает смену знака в сопротивлениях Z_{22} по сравнению с рассчитанными значениями при выбранных направлениях I и U (рис.2, табл. 1).

Однако такой подход приводит к физически правильно интерпретируемым результатам при расчёте параметров S -матрицы, что подтверждает табл.2.

Таблица 2
Элементы матрицы рассеяния $[S]$

f, ГГц	$S_{11} \cdot 10^2$	$S_{22} \cdot 10^2$	$S_{12} \cdot 10^2$
$H_0 = 0$			
2,6	-7,4 - i13	1,4 + i0,4	11 + i24
2,9	-7,9 - i9,4	14 - i20	13 - i20
3,4	-31 + i6	2,5 - i24	-0,2 + i27
$H_0 = 260 \text{ Э}$			
2,6	-14 - i7,9	77 - i8	10,8 + i0,5
2,9	-11,8 - i16	-23 - i15	-3,5 - i4
3,4	-18,7 + i19	25,5 - i15	-5,5 - i11,8

Комплексные параметры S_{11} и S_{22} соответствуют значениям коэффициентов отражения от входа (Γ_1) и выхода (Γ_2) рассматриваемой линии.

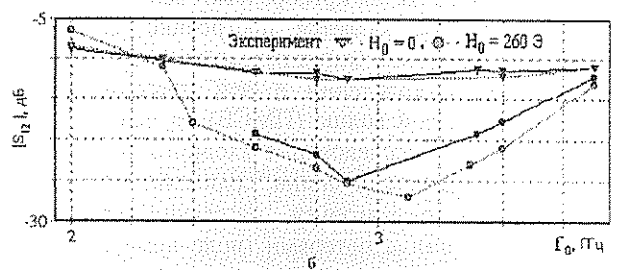
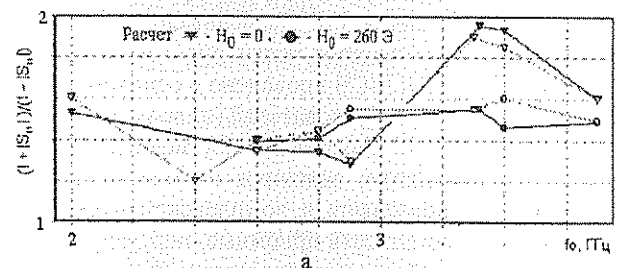


Рис.3

Коэффициент передачи устройства описывается комплексным параметром S_{12} .

Сравнение с экспериментом

Из сравнения данных при $H_0 = 0$ и $H_0 = 260 \text{ Э}$, приведённых в табл.2, можно сделать оценки по эффективности преобразования электромагнитной

Лист исправлений

Считать рис.3 на стр.90 ошибочным, а соответственно рис.3а и рис.3б, приводимые на данном листе исправлений – правильными

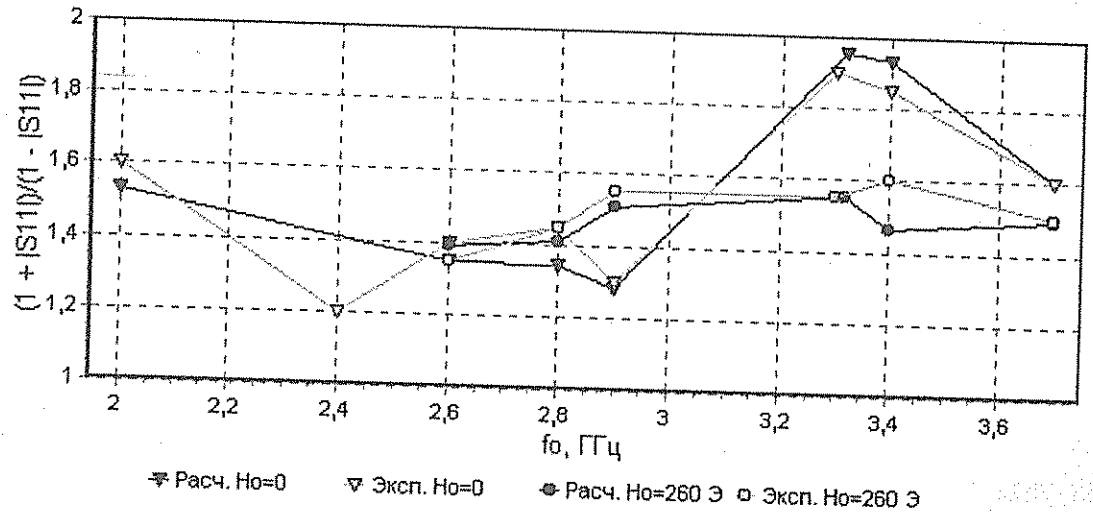


Рис. 3а

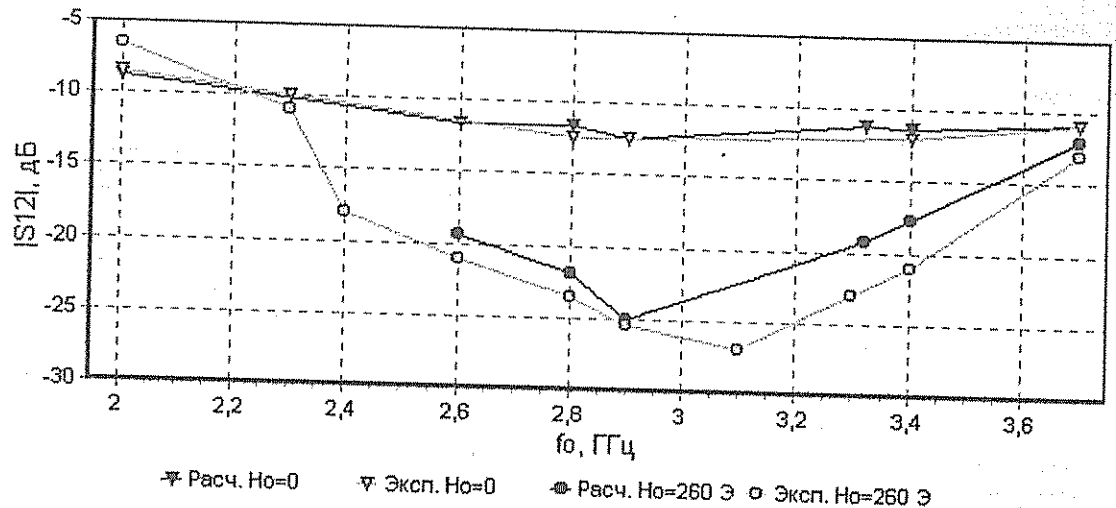


Рис. 3б

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Напечатано	Следует читать
91	Расчётные величины $K_{ст.Увх} = \frac{1 + S_{11} }{1 - S_{11} }$ и модуля $ S_{12} $ для случаев $H_0 = 0$ и $H_0 = 260$ Э приведены на рис.3,а. Их соответствующие экспериментальные значения приведены на рис.3,б.	Расчётные величины $K_{ст.Увх} = \frac{1 + S_{11} }{1 - S_{11} }$ и модуля $ S_{12} $ для случаев $H_0 = 0$ и $H_0 = 260$ Э приведены на рис. 3а и рис. 3б. На этих же рисунках приведены их соответствующие экспериментальные значения.

волны в магнитоэлектронную при использовании сложных многоэлементных преобразователей, а также проанализировать изменение условий согласования и таким образом оценить соотношение между потерями на излучение и отражение.

Расчётные величины $K_{ст.уб.к} = (1 + |S_{11}|) / (1 - |S_{11}|)$ и модуля $|S_{12}|$ для случаев $H_0 = 0$ и $H_0 = 260$ Э приведены на рис.3,а. Их соответствующие экспериментальные значения приведены на рис.3,б.

Видно, что в широком частотном диапазоне (диапазоне возбуждения ПМСВ) расчётные электродинамические характеристики (значения элементов матрицы рассеяния) хорошо совпадают с экспериментальными данными как при $H_0 = 0$, так и при возбуждении ПМСВ ($H_0 \neq 0$). Последнее обстоятельство подтверждает справедливость полученных выражений для элементов матриц $[Z]$ и $[S]$ при выбранной схеме четырёхполосника. Необходимо отметить, что в диапазоне частот, соответствующем возбуждению ПМСВ, потери в линии при $H_0 = 0$

увеличиваются с 0.57 дБ/см до 0.81 дБ/см по сравнению с меандровой линией без ферритовой плёнки.

Выводы

В работе по результатам экспериментального исследования комплексного входного сопротивления меандровой линии передачи с намагниченной ферритовой пленкой построены нормированные матрицы сопротивлений и рассеяния; установлена связь комплексных элементов S-матрицы с Z-параметрами меандрового преобразователя при возбуждении в ферритовой пленке поверхностной магнитоэлектронной волны.

Полученные результаты для элементов матрицы рассеяния исследуемой линии при $H_0 \neq 0$ и $H_0 = 0$ могут быть использованы для описания характеристик преобразователя электромагнитной волны в магнитоэлектронную с учётом потерь на излучение и отражение.

Работа выполнена при поддержке гранта рег. №283
в рамках программы "Университеты России - фундаментальные исследования"

Библиографический список

1. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитоэлектронные волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов, 1993.
2. Emtage P.R. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53, № 7.
3. Гилянский И.А., Щеглов И.М // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 7.
4. Дмитриев В.Ф., Калиникос Б.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 1.
5. Бабичев Р.К. и др. // РЭ. 1994. Т. 39, № 1.
6. Дмитриев В.Ф., Калиникос Б.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56, № 11.
7. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот. М., 1968.
8. Гинзтон Э.Л. Измерения на сантиметровых волнах. М., 1960.
9. Накрап И.А. др. // Материалы междунауч.-техн. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-98». Саратов, 1998. Т. 2.

THE TRANSFORMATION OF DISPERSION MATRIX OF TRANSMISSION MEANDER LINE WITH A FERRITE FILM BY MAGNETOSTATIC WAVE EXCITATION

I.A. Nakrap, A.N. Savin, J.P. Sharaevsky

Saratov State University, Saratov

Matrixes of resistance and dispersion of transmission meander line with ferrite film by excitation in there surface magnetostatic wave (SMSW) on the base experimental investigation of input resistance microwave device are constructed. The modification of communication of complex elements of a S-matrix with Z-parameters of a meander converter by excitation in ferrite film SMSW is established. Obtained frequent dependence of matrix dispersion elements of meander of a researched line for want of $H_0=0$ and $H_0 \neq 0$ can be used for the description of transforming characteristics an electromagnetic wave in magnetostatic with account of losses on a radiation and reflection.

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК [547.21-14+547.26-14]:539.196.3:541.12.03

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ОБЪЕМНЫЕ СВОЙСТВА
ЖИДКИХ Н-АЛКАНОВ И Н-СПИРТОВ

В.Н. Карцев, В.А. Забелин, Л.С. Штыкова

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Проведен анализ межмолекулярных взаимодействий в гомологических рядах *n*-алканов и *n*-спиртов показавший, что их объемные свойства выражаются асимптотической функцией числа атомов углерода в молекуле. Предложен экспоненциальный вид этой зависимости и найдены параметры уравнений, воспроизводящих экспериментальные значения объемных свойств жидкостей указанных гомологических рядов с высокой точностью в температурном интервале 0–90°C. Отличительной особенностью этих уравнений является их хорошие экстраполяционные качества, что позволяет рассчитывать объемные свойства любого представителя рассматриваемых гомологических рядов.

Введение

Строение и свойства жидких сред определяются силами взаимодействия между их структурными единицами. *n*-алканы, как отмечает А.И. Китайгородский [1], - класс веществ, которые занимают промежуточное, переходное положение между низкомолекулярными соединениями и полимерами.

Особенностью межмолекулярных взаимодействий *n*-алканов является их однотипность и практическая равнозначность, и что их число растет пропорционально числу атомов углерода (*n*) в углеводородной цепочке [2]. Свойства низших членов гомологического ряда *n*-алканов обусловлены межмолекулярными связями; при достаточно большом *n* *n*-алканы приближаются к полимерам, свойства которых в большей степени определяются внутримолекулярными взаимодействиями [3]. Такой качественный переход неизбежно должен сопровождаться асимптотическим стремлением с ростом *n* полной энергии парафина к энергии полимера.

Метод

Связь объемных свойств конденсированных сред с их энергетическими характеристиками общеизвестна, хотя ее аналитический вид известен далеко не всегда [4]. Тем не менее, согласно уравнениям термодинамики [4], объемные свойства находятся из характеристических функций через операции дифференцирования. Если предположить асимптотическую зависимость характеристических функций *n*-алканов от *n* в виде экспоненты, то и их объем (или плотность) также будет экспоненциальной функцией *n*.

Эти соображения побудили найти зависимость плотности жидких *n*-алканов от числа углеродных атомов в форме:

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp(-A \cdot x - B \cdot x^2), \quad (1)$$

где $x = 1/n$; ρ_0 , A , B - функции температуры.

Явный вид ρ_0 , A , B , найденный методом наименьших квадратов по данным работам [5-7] для температурного интервала 0 – 90°C и $6 \leq n \leq 20$, следующий:

$$\rho_0 = 860,95 - 0,5141 \cdot t + 8 \cdot 10^{-5} \cdot t^2, \text{ кг/м}^3;$$

$$A = 1,4380 + 4,242 \cdot 10^{-3} \cdot t + 4,003 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 + 3,95 \cdot 10^{-8} \cdot t^3;$$

$$B = 0,0135 + 0,988 \cdot 10^{-3} \cdot t - 0,129 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 + 4,37 \cdot 10^{-8} \cdot t^3,$$

где t - величина температуры, °C.

Разброс результатов эксперимента относительно кривой, описываемой уравнением (1), при вероятности $\delta=0,95$ попадает в доверительный интервал $\pm 0,4 \text{ кг/м}^3$ (0,05%).

Анализ расчетов по формуле (1), позволил обратить внимание на два обстоятельства. Расхождения между наиболее достоверными экспериментальными значениями плотности *n*-алканов [5-8] весьма характерно изменяются как с изменением температуры, так и с изменением числа *n* в гомологическом ряду. Так, при 20°C среднее отклонение $|\Delta\rho|$ составляет 0,08 кг/м³ при 60°C $|\Delta\rho| \sim 0,3 \text{ кг/м}^3$, а при 90°C $|\Delta\rho| \sim 0,7 \text{ кг/м}^3$, т.е. разброс, по литературным данным, возрастает на порядок при переходе от 20°C к 90°C. При фиксированной же температуре величина $|\Delta\rho|$, как правило, убывает с увеличением числа *n*. Эти обстоятельства неизбежно заставляют обратить внимание экспериментаторов на два фактора, существенно влияющих на погрешность прецизионных измерений: 1) тщательность термостатирования и измерения температуры исследуемой жидкости, 2) испарение исследуемой жидкости при проведении эксперимента из измерительной ячейки. В итоге мы приходим к выводу, что доверительный интервал $\pm 0,4 \text{ кг/м}^3$ для уравнения (1) в настоящее время задан точностью имеющихся экспериментальных данных по плотности.

Термический коэффициент объемного расширения $\alpha = -(\partial\rho/\partial T)_p/\rho$, K⁻¹ нетрудно вычислить, используя температурную зависимость плотности (1). При этом найдем, что

$$\alpha = (\alpha_0 + a \cdot x + b \cdot x^2) \cdot 10^{-6}, \quad (2)$$

$$\alpha_0 = -(\partial\rho_0/\partial T)_p/\rho_0 = 597,0 + 0,175 \cdot t,$$

$$a = (\partial A/\partial T)_p = 4242 + 8,006 \cdot t + 0,1185 \cdot t^2,$$

$$b = (\partial B/\partial T)_p = 988 - 0,258 \cdot t + 0,1311 \cdot t^2.$$

Погрешность экспериментальных значений α определяется точностью измерения плотности жидкости, обычно составляет 2-4% и изредка достигает 10%. Однако разница вычисленных по уравнению (2) и экспериментальных [8] значений α не превышает 3%.

Изотермическая сжимаемость $\beta_T = (\partial\rho/\partial P)_T/\rho$, Па⁻¹, может быть найдена дифференцированием уравнения (1) по давлению. Такой метод нахождения β_T (при ошибке экспериментальных данных $\rho(P)$ в ~0,1% и $\Delta P \approx 100 \cdot 10^5$ Па [9,10]) позволяет рассчитать изотермическую сжимаемость с погрешностью более 5%. Для сравнения заметим, что при 20°C сжимаемости пентадекана и гексадекана отличаются на 2%. Таким образом, ошибка $\varepsilon(\beta_T) \sim 5\%$ не позволяет провести анализ зависимости сжимаемости внутри гомологического ряда. В этой ситуации особую ценность приобретают прямые измерения изотермической сжимаемости жидких n-алканов [11,12]. Обработка данных работы [12] показала, что изотермическая сжимаемость жидкостей гомологического ряда n-алканов в температурном интервале 10 - 90°C с ошибкой менее 1% воспроизводится уравнением

$$\beta_T = \beta_0 \cdot \exp(A \cdot x), \quad (3)$$

где $\beta_0 = (532,8 + 2,23 \cdot t) \cdot 10^{-12}$, Па⁻¹;

$$A = 5,325 + 0,0431 \cdot t.$$

Расхождения экспериментальных данных [11] и [12] достигают 3%. На наш взгляд, это связано с особенностями проведения измерений β_T авторами: использовались разные перепады давлений.

Рассмотрим гомологический ряд n-спиртов. Указывалось [13], что гомологический ряд n-алканов может служить эталоном, к которому стремятся объемные свойства жидкостей в нормальных гомологических рядах с увеличением числа метиленовых групп в молекуле. Поэтому вид функциональной зависимости объемных свойств n-спиртов от числа p атомов углерода в молекуле также должен быть асимптотическим, как и в случае n-алканов. Однако между этими группами соединений существует различие, заключающееся в неравнозначности межмолекулярных связей в n-спиртах. При увеличении групп CH_2 в молекуле спирта, наряду с увеличением межмолекулярных взаимодействий по механизму, аналогичному для n-алканов, имеет место ослабление H-связей, вызванное экранированием гидроксильной группы углеводородным радикалом. Соответственно изменяются концентрации и времена жизни различного типа ассоциатов в гомологическом ряду [14], и поэтому зависимости объемных свойств приобретают более сложный вид. Так, плотность, термический коэффициент объемного расширения и изотермическая сжимаемость имеют более слабую зависимость от n в сравнении с n-алканами [13]. Это находит свое отражение и в уравнении, полученном при обработке экспериментальных значений плотности n-спиртов [15] для температур 10 - 90°C и $2 < n \leq 16$:

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp(-A \cdot x_1 - B \cdot x_1^2), \quad (4)$$

где $\rho_0 = 886,03 - 0,52151 \cdot t$, кг/м³;

$$A = 0,1810 + 6,1701 \cdot 10^{-4} \cdot t + 2,922 \cdot 10^{-6} \cdot t^2;$$

$$B = 0,0773 + 2,282 \cdot 10^{-5} \cdot t + 5,731 \cdot 10^{-7} \cdot t^2;$$

$$x_1 = n^{-1/2}, n > 2.$$

Доверительный интервал разброса экспериментальных данных по плотности [15] от рассчитанных по уравнению (4) при вероятности 0,95 составляет 0,08%. Такая точность интерполяции должна быть признана удовлетворительной, т.к. измерения плотности, выполненные различными авторами, отличаются часто на 0,1-0,2% [5,15,16]. Фактором, увеличивающим ошибку экспериментального определения плотности n-спиртов в сравнении с n-алканами, является большая химическая активность спиртов, возрастающая к тому же с ростом температуры. Следует отметить, что уравнению (4) не удовлетворяет плотность метанола и в меньшей степени плотность этанола. На аномальное поведение объемных свойств этих жидкостей обращалось внимание и ранее [13,17], а причины его рассмотрены в [13]. Отклонение значений свойств первых членов гомологического ряда n-спиртов от общей для других членов ряда закономерности не является исключением. Так, в гомологическом ряду одноосновных карбоновых кислот жирного ряда наблюдается аномальное поведение скорости звука у муравьиной и уксусной кислот [18].

Дифференцируя уравнение (4) по температуре, можно получить выражение для расчета термического коэффициента объемного расширения n-спиртов:

$$\alpha = (\alpha_0 + a \cdot x_1 + b \cdot x_1^2) \cdot 10^{-6}, \quad (5)$$

где

$$\alpha_0 = -(\partial\rho_0/\partial T)_P/\rho_0 = 584,0 + 0,3507 \cdot t;$$

$$a = (\partial A/\partial T)_P = 617,01 + 5,844 \cdot t;$$

$$b = (\partial B/\partial T)_P = 22,82 + 1,1462 \cdot t.$$

Для нахождения параметров экспоненциальной функции, описывающей изотермическую сжимаемость в гомологическом ряду n-спиртов, использовали данные работы [19]. В температурном интервале 10 - 90°C уравнение

$$\beta_T = \beta_0 \cdot \exp(A \cdot x_1) \quad (6)$$

воспроизводит результаты эксперимента с погрешностью менее 1%; температурные зависимости коэффициентов уравнения (6) следующие:

$$\beta_0 = (511,5 + 2,525 \cdot t) \cdot 10^{-12};$$

$$A = 0,9344 + 1,9234 \cdot 10^{-3} \cdot t + 3,533 \cdot 10^{-5} \cdot t^2.$$

Исключение и здесь составляют метанол и этанол.

Расхождения между экспериментальными значениями β_T по данным работ [17,19] составляют 3%. Это обусловлено теми же причинами, что и в случае n-алканов.

Результаты

С помощью предложенных уравнений проведем сравнительный анализ предельных значений объемных свойств n-алканов и n-спиртов при $n \rightarrow \infty$, т.е. асимптотических значений ρ , α и β_T . Установлено,

что эти величины отличаются для двух рассматриваемых гомологических рядов по плотности примерно на 3%, по α - на ~ 2%, по β - на ~ 4%. Иначе говоря, объемные свойства n-спиртов практически не отличаются от объемных свойств n-алканов при $n \rightarrow \infty$ и имеют общую асимптоту. Это еще раз подтверждает высказанное суждение [13] о том, что асимптотические значения объемных свойств n-алканов являются предельными величинами для свойств других нормальных гомологических рядов.

Для выяснения экстраполяционных возможностей уравнений (1) - (6) сопоставим предельные значения объемных свойств n-алканов с таковыми углеводорода, имеющего бесконечно большое число метиленовых групп.

Такой гипотетический n-алкан с бесконечно большим числом метиленовых групп, очевидно, должен быть близок по своим свойствам к аморфному полиэтилену. Объемные характеристики полиэтилена при температуре большей температуры стеклования приведены в таблице. Там же представ-

лены значения ρ_0 , α_0 и β_0 для n-алканов и различия указанных объемных свойств для предельного n-алкана и полиэтилена.

Данные таблицы указывают на хорошие экстраполяционные качества уравнений (1) - (6) в отличие, например, от интерполяционных уравнений работ [11,17], имеющих ограничение: $n \leq 16$.

Объемные свойства аморфного полиэтилена [20] и предельного n-алкана при 25°C

Вещество	ρ , кг/м ³	$\Delta\rho/\rho$, %	$10^6 \cdot \alpha$, К ⁻¹	$\Delta\alpha/\alpha$, %	$10^{12} \cdot \beta$, Па ⁻¹	$\Delta\beta/\beta$, %
Полиэтилен	855	0,8	625	4	560	4
n-алкан	848	0,8	601	4	583	4

Изложенные качественные соображения о межмолекулярных взаимодействиях в этих гомологических рядах, мы надеемся, выявляют преимущества асимптотических уравнений, воспроизводящих объемные свойства n-алканов и n-спиртов, по сравнению с полиномами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант №97-03-33393а

Библиографический список

1. Князьковский А.И. Молекулярные кристаллы. М., 1971.
2. Шапаронов М.И. и др. // Химия и технология воды. 1980. Т.2, №6.
3. Волькенштейн М.В. Строение и физические свойства молекул. М., 1955.
4. Мелвин-Хьюз Э.А. Физическая химия. М., 1962.
5. Timmermang J. Physico-chemical constants of pure organic compounds. N.Y.; Amsterdam; Brussels, 1950.
6. Физико-химические свойства индивидуальных углеводородов / Под ред. В.М. Тиличеева. М., 1957.
7. Selected values of physical and thermodynamic properties of hydrocarbons and related compounds, API, Research project 44, Suppl., Texas, 1977. Vol. A-76.
8. Карцев В.Н., Забелин В.А., Андрущенко Н.А. // ЖФХ. 1977. Т. 51, №6.
9. Cutker W.G., McMikle R.H., Webb W., Shiessler R.W. // J. Chem. Phys. 1958. Vol. 29, №4.
10. Boelhouwer J.W.M. // Physica. 1960. Deel 26, №11.
11. Diaz Pena M., Tardajos G. // J. Chem. Thermodynamics. 1978. Vol. 10, №1.
12. Карцев В.Н. // ЖФХ. 1976. Т. 50, №3.
13. Карцев В.Н. и др. // ЖФХ. 1984. Т. 58, №11.
14. Шапаронов М.И. Механизмы быстрых процессов в жидкостях. М., 1960.
15. Wilchold R.C., Zwolinski B.J. // J. Phys. Chem. 1973.
16. Бриджмен П.В. Физика высоких давлений. М.;Л., 1935.
17. Diaz Pena M., Tardajos G. // J. Chem. Thermodynamics. 1979. Vol. 11, №5.
18. Луцкий А.Е., Солонько В.Н. // ЖФХ. 1965. Т. 39, №3.
19. Карцев В.Н., Забелин В.А. // ЖФХ. 1978. Т. 52, №8.
20. Ван-Кревелен Д.В. Свойства и химическое строение полимеров. М., 1976.

INTERMOLECULAR INTERACTIONS AND VOLUMETRIC PROPERTIES OF N-ALKANES AND N-ALCOHOLS

V.N. Kartsev, V.A. Zabelin, L.S. Shtykova

Saratov State University, Saratov

The analysis of intermolecular interaction in homologous series of n-alkanes and n-alcohols shows that their volumetric properties are expressed by asymptotic function of the number of carbon atoms in a molecule. The exponential dependence of this function is suggested. It is found that the parameters of this function simulate the experimental values of volumetric properties of liquids of these homologous series with sensitive accuracy within temperature interval of 0-90°C. The distinguishing feature of these equations is their good extrapolation quality that allows to calculate the volumetric properties of any compound from the homologous series.

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Напечатано	Следует читать
95	$y_p(x) = \exp(u_0) \times$ $\times \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_L=-\infty}^{\infty} C_{n_1, \dots, n_L} \exp[j(n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2 + \dots + n_L \omega_L)],$	$\sigma_p(x) = \exp(u_0) \times$ $\times \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_L=-\infty}^{\infty} C_{n_1, \dots, n_L} \exp[j(n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2 + \dots + n_L \omega_L)],$

РЕОЛОГИЯ

УДК 772.19

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФТП-ПРОЦЕССА
С ОПТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОЛУТОНОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Н. Г. Олейник

Саратовский государственный университет, г. Саратов

Разработана математическая модель ФТП-процесса записи полутоновых тест-объектов периодической формы с оптической модуляцией изображения, учитывающая нелинейность процесса. На основе этой модели можно оценивать нелинейные искажения и выявлять оптимальные условия записи.

Процесс записи изображений на фототермопластический материал может рассматриваться как аналог канала передачи информации. Для регистрации полутоновых изображений для ФТП-сред, не передающих пространственные частоты, близкие к нулю, используется оптическая модуляция, называемая также записью с несущей частотой [1]. Разработка математической модели ФТП-процесса относится к важному этапу решения задач иконоки, в частности при оценке его информационных характеристик [1, 2].

Существенным отличием предлагаемой модели ФТП-процесса при записи тест-объектов периодической формы является учет нелинейности этого процесса, связанной не только с модуляцией, но и с преобразованием экспозиции в зарядовый рельеф.

Последовательный ФТП-процесс состоит из следующих стадий: заряджение регистрирующей среды в темноте электростатическим зарядом до определенного потенциала, экспонирование и проявление. Предполагалось, что оптическая модуляция осуществляется с помощью контактного раstra с заданным коэффициентом пропускания:

$$K_p(x) = \frac{1}{2}(1 - M \cos \omega_p x).$$

При экспонировании в объеме ФТП-материала происходит светорассеяние, которое определяется частотно-контрастной характеристикой. С достаточной для практики точностью ее можно аппроксимировать функцией вида $T(\omega) = 1 - k\omega$. Тогда распределение действующей экспозиции для любого тест-объекта периодической формы, если ограничиться конечным числом слагаемых при разложении в ряд Фурье, представляется конечным полигармоническим рядом:

$$H(x) = H_0 + \sum_{m=1}^L H_m \cos \omega_m x.$$

Спектр действующей экспозиции будет содержать частоты тест-объекта и раstra, а также их суммарные и разностные частоты.

Формирование скрытого электростатического изображения, заключающееся в нелинейном преобразовании действующей в среде экспозиции в зарядовый рельеф, описывается фоторазрядной характеристикой. Если считать зависимость фототока от потенциала линейной, то фоторазрядную характери-

стику можно задать в виде экспоненциальной функции: $\sigma_p(x) = \exp[-\alpha H_p(x)]$. Здесь $\sigma_p(x) = \sigma(x)/\sigma_0$ - относительная поверхностная плотность заряда (σ_0 - начальная плотность); $H_p(x) = H(x)/H_n$, где H_n - нормирующее значение. Это нелинейное преобразование приводит к тому, что зарядовый рельеф представляет собой сумму бесконечного числа гармонических составляющих со своими комбинационными амплитудами и частотами:

$$y_p(x) = \exp(u_0) \times \\ \times \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_L=-\infty}^{\infty} C_{n_1 \dots n_L} \exp[j(n_1 \psi_1 + n_2 \psi_2 + \dots + n_L \psi_L)], \\ C_{n_1 \dots n_L} = I_{n_1}(u_1) \cdot I_{n_2}(u_2) \dots I_{n_L}(u_L),$$

где $u_0 = \frac{1}{2} \alpha H_p(0)$, $u_m = \alpha H_m / H_n$, $m=1 \dots L$, $I_n(x)$ - модифицированные функции Бесселя 1-го рода n -го порядка.

На стадии проявления происходит преобразование скрытого электростатического изображения в рельеф поверхности за счет деформации свободной поверхности размягченного термопластического слоя. В линейном приближении это преобразование определяется передаточной характеристикой. Для реологической модели Ньютона передаточная характеристика имеет вид [3]:

$$G(z, \theta) = v^2 R(z) [b_n(z) + b_t(z) \theta z] \frac{\exp(k_1 \theta) - \exp(k_2 \theta)}{k_1 - k_2},$$

где $\theta = t/t_0$, - относительное время проявления ($t_0 = 2\mu d/T$, μ - вязкость, T - коэффициент поверхностного натяжения); $v = v_s/v_0$ - относительный потенциал поверхности ($v_0 = \sqrt{Td/\epsilon\epsilon_0}$, $E = \epsilon/\epsilon_0$, $\epsilon, \epsilon_0, \epsilon_c$ - относительные диэлектрические проницаемости окружающей среды, вакуума, ФТП-слоя соответственно); $R(z) = \frac{chz}{chz + Eshz}$ ($z = \omega d$, d - толщина

слоя); $b_n(z) = \frac{\frac{1}{2} sh 2z - z}{z(ch^2 z + z^2)}$, $b_t(z) = \frac{z}{ch^2 z + z^2}$; k_1 и k_2 - декременты развития неустойчивости.

Разработанная модель дает возможность количественно оценить нелинейные искажения, определить влияние параметров системы записи на характери-

стики изображения и выявить оптимальные условия записи.

Библиографический список

1. Панасюк Л. М., Воробьев В. Г., Беляев Л. И. // Успехи научной фотографии. 1985. Т. XXIII.
2. Черкасов Ю. А., Ефимова С. П. // Оптическая обработка изображений. Л., 1985.
3. Находкин Н. Г., Новоселец М. К., Бугенко А. Д. // Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии. 1975. Т. 20, вып. 2.

MODEL OF PHOTOTHERMOPLASTIC PROCESS WITH OPTICAL MODULATION OF UNDERTONE IMAGES

N.G. Oleinik

Saratov State University, Saratov

It is described the mathematical model of photothermoplastic process of the visualization conformably to undertone color periodical forming test - objects with optical modulation of the images. The model allows us to value the level of nonlinear displacements and to detect the optimal regimes of the visualization conformably.

**КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ:
СТРУКТУРА, МЕХАНИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА**

УДК 621.385

**РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ
МАТРИЧНОГО АВТОЭМИССИОННОГО КАТОДА**

О.Е. Глухова, А.И. Жбанов, В.С. Кошелев

Саратовский государственный университет, г. Саратов

С помощью численной модели рассчитано температурное поле МАЭК с учетом джоулевых потерь в эмиттерах и выделения тепла на эмиттирующей поверхности острий в результате эффекта Ноттингема. Обнаружено плавное увеличение температуры на вершине эмиттера МАЭК с ростом напряженности и плотности тока до значения $2 \cdot 10^7$ А/см², затем происходит быстрое возрастание температуры до начала взрывной электронной эмиссии.

В ходе работы матричных автоэмиссионных катодов (МАЭК) эмиттирующие острия разогреваются вследствие джоулевых потерь и эффекта Ноттингема. Неконтролируемое увеличение эмиссионного тока на вершине острия может привести к значительному росту температуры и разрушению эмиттера. Для предотвращения сбоев в работе МАЭК необходимо контролировать их тепловой режим путем обеспечения эффективного теплоотвода. Для этого необходимо рассчитывать температурное поле катода.

Разогрев эмиттера осуществляется вследствие джоулевых потерь в самом эмиттере и выделения тепла на эмиттирующей поверхности острия в результате эффекта Ноттингема.

Аналитически рассчитать температуру эмиттера из-за сложности геометрии катода нельзя. Поэтому расчеты осуществляются численно с помощью метода конечных элементов по следующей схеме.

1. Вычисляется плотность эмиссионного тока для температуры окружающей среды по формуле Мэрфи и Гуда [1]. Определяется плотность теплового потока, выделяемого на эмиттирующей поверхности в результате эффекта Ноттингема [2].

2. Численно рассчитывается распределение токов внутри эмиттера и затем джоулевы потери при условии, что на поверхности эмиттера реализуется распределение плотности эмиссионного тока, найденное на первом этапе.

3. Численно рассчитывается температурное поле острия и подложки при условии, что внутри острия реализуется распределение объемных источников тепла, а на поверхности эмиттера - плотность выделяемого тепла, найденная на первом этапе.

Выделяемое на эмиттере тепло намного превосходит по мощности тепловые потоки, падающие от остальных электродов, поэтому они не учитываются.

При следующей итерации по полученному распределению температуры уточняются физические характеристики материала катода (электропроводность и коэффициент теплопроводности), пересчитываются плотность эмиссионного тока и количество выделяемого тепла. Далее расчеты повторяются снова до тех пор, пока решение не сойдется.

Для расчета плотности тока внутри эмиттера задается распределение плотности эмиссионного тока

(как граничное условие 2-го рода), на поверхности подложки (на которой стоят эмиттеры) плотность тока считается равной нулю, а на основании подложки задается нулевой потенциал.

В результате расчетов по найденному распределению плотности тока внутри эмиттера, с помощью закона Джоуля - Ленца для удельной тепловой мощности тока $q_j = j^2/\sigma$ (σ - электропроводность материала эмиттера) рассчитывается распределение объемных источников тепла в эмиттере и его подложке.

Эффект Ноттингема заключается в выделении или поглощении энергии на катоде вследствие разницы между средней энергией электронов, покидающих катод, и электронов, подходящих к поверхности катода.

При низкой температуре (автоэлектронная эмиссия) эмиттируют электроны с энергиями ниже уровня Ферми ϵ_F и происходит нагревание эмиттера за счет электронов с большими энергиями, заполняющих освободившиеся уровни.

При повышении температуры (в случае термоэлектронной эмиссии) эмиттер покидают электроны с энергиями выше уровня Ферми. Происходит охлаждение катода вследствие заполнения освободившихся уровней электронами с меньшей энергией.

Температура T^* , при которой не происходит ни выделения, ни поглощения энергии, ниже которой энергия выделяется, а выше поглощается, называется температурой инверсии [2]:

$$T^* = \frac{ehE}{8\pi k\sqrt{2m\phi}}$$

где e - заряд электрона; h - постоянная Планка; E - напряженность; k - постоянная Больцмана; m - масса электрона и ϕ - работа выхода.

Количество энергии, выделяемое или поглощаемое в единицу времени на единице поверхности эмиттера, определяется выражением [2]

$$q_N = \frac{j_E}{e} \pi k T \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi T}{2T^*} \right),$$

где j_E - плотность автоэмиссионного тока; описываемая формулой Фаулера - Нордгейма; рассчитываемая при данной напряженности без учета темпе-

ратурной зависимости; T – температура, при которой наблюдается эмиссия.

Для расчета выделяемого или поглощаемого тепла предварительно численно рассчитывается распределение плотности автоэмиссионного тока и напряженности на поверхности эмиттера.

Расчетная область, для которой проводятся численные расчеты температурного поля острия МАЭК, изображена на рис. 1.

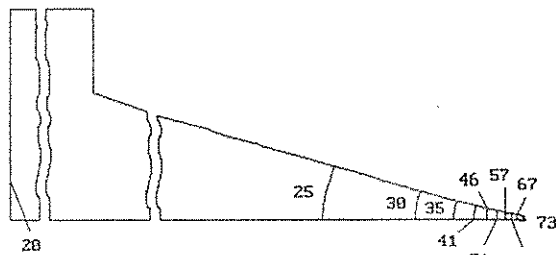


Рис. 1. Картина температурного поля острия МАЭК при потенциале на аноде 200 В, на сетке - 40 В и катоде - 0

При потенциале на аноде 200 В, на сетке 30 В и на катоде 0, напряженность на вершине эмиттера равна $7,1 \cdot 10^7$ В/см.

При температуре окружающей среды 20°C максимального значения плотности тока достигает на вершине эмиттера: $2,26 \cdot 10^7$ А/см². Температура инверсии $T_i = 373,1^\circ\text{C}$.

Расчитанная мощность джоулевых потерь в эмиттере составляет $1,42 \cdot 10^{-12}$ Вт, что в 65000 раз меньше мощности тепла ($9,2 \cdot 10^{-8}$ Вт), выделяемого в единицу времени на всей поверхности эмиттера. При напряжении на сетке 30 В расчеты по предложенной выше схеме (1-3) сходятся на второй итерации. Максимальная температура на вершине острия равна 21°C .

По аналогии рассчитано температурное поле МАЭК при различных потенциалах на сетке. Распределение температуры в эмиттере при потенциале на сетке 40 В показано на рис. 1.

Полученная зависимость максимального значения температуры от напряженности на вершине эмиттера представлена на рис. 2.

Температура плавно растет с ростом напряженности до $8,5 \cdot 10^7$ В/см, что соответствует плотности эмиссионного тока $2 \cdot 10^7$ А/см². Затем она быстро увеличивается вплоть до начала взрывной электронной эмиссии.

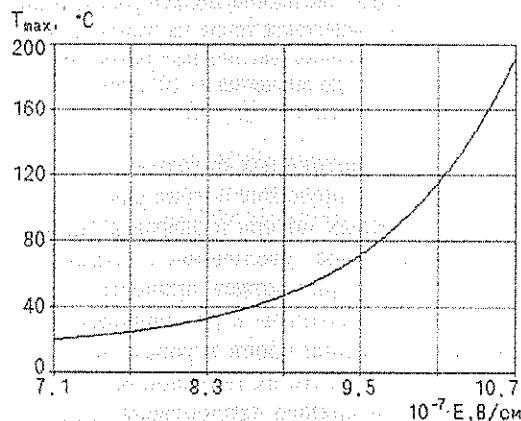


Рис. 2. Зависимость максимума температуры на вершине острия МАЭК от напряженности электрического поля

Таким образом, при использовании напряжения на аноде 200 В и напряжения на сетке до 37 В эмиттер МАЭК разогревается очень незначительно. Следовательно, использование этого режима в работе ЭВП, конструируемых на основе МАЭК, обеспечит стабильную и надежную работу прибора в течение долгого времени.

Библиографический список

1. Murphy E.L., Good R.H. // J. Phys. Rew. 1956. Vol.102, N.6.
 2. Levine P.H. // J. Appl. Phys. 1962. Vol.33, N.2.

THE TEMPERATURE FIELD CALCULATION OF MATRIX AUTOEMISSION CATHOD

O.E. Glukhova, A.I. Zhanov, V.S. Koshelev

Saratov State University, Saratov

It is calculate the temperature field of matrix autoemission cathode (MAC) by numerical model including the Joule's heat into emitters and the heat due to Nottinheim's effect on points of emitter surface. It is obtain that the temperature is monotonically increase on point of MAC emitter as the intensity of the electromagnetic field and current density are raised upon the value of $2 \cdot 10^7$ А/см², then the temperature is rapidly increase to explosion electronic emission.

ДИНАМИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗОВ

УДК 681.3.06:533.6:621.646

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА
СЛОЖНЫХ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ И АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

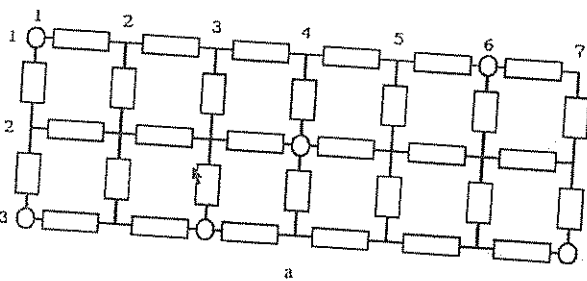
В.В. Хроменков

Саратовский государственный университет, г. Саратов

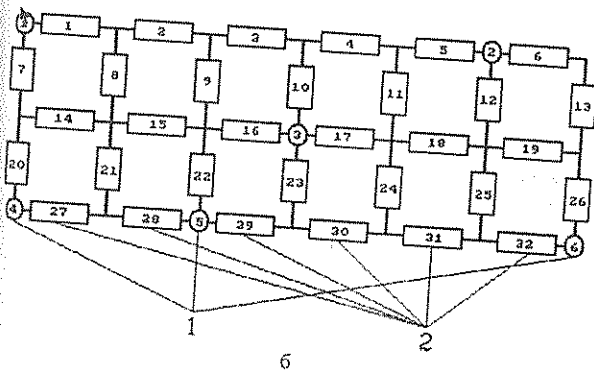
Предложен метод численного анализа гидравлических и аэродинамических систем повышенной сложности и компьютерная программа, основанная на этом методе.

Метод предназначен для решения задачи гидравлики (аэродинамики) в сложных жидкостных (газовых) системах. Исследуемая гидравлическая или аэродинамическая система может состоять из большого числа разнообразных каналов с многочисленными сужениями, расширениями, поворотами, разветвлениями и слияниями потоков и включать в себя вентиляторы, насосы, компрессоры, выходы в атмосферу (стоки) и т.п. В ней может использоваться практически любая жидкость или газ.

Для упрощения алгоритма расчета система представляется в виде прямоугольной сетки из гидравлических сопротивлений Z , в узлах которой располагаются источники давления или стоки в атмосферу 1 (рисунок).



а



б

Узлы схемы нумеруются по горизонтали слева направо, а по вертикали - сверху вниз (рисунок, а). Сопротивления нумеруются в порядке следования в схеме слева направо и сверху вниз (рисунок, б). Значение некоторых сопротивлений может быть равно нулю (прямое соединение) или очень большой величине (разрыв цепи).

Источники давления (насосы, вентиляторы и т.п.) нумеруются в порядке следования слева направо и сверху вниз. К "источникам давления" относятся и выходы в атмосферу (стоки). Существенно важно,

чтобы первый источник или сток располагался в левом верхнем углу схемы, а последний в правом нижнем. Расположение остальных источников произвольное. Число узлов по горизонтали в маленькой схеме должно быть больше или равно числу узлов по вертикали (одиночная цепь - только горизонтальная). Эти ограничения существенно упрощают программную реализацию метода.

Практически любая гидравлическая система легко может быть представлена в таком виде.

Пользователю необходимо ввести следующие исходные данные: свойства жидкости, геометрию системы, расположение и величину источников давления, начальное значение расходов жидкости.

Главным достоинством метода является возможность полной автоматизации не только процесса решения, но и процесса составления системы нелинейных уравнений типа Кирхгофа:

$$\text{для узлов цепи} \quad \sum Q_i = 0, \quad (1)$$

$$\text{для ветвей цепи} \quad \sum Z_i Q_i^2 = p, \quad (2)$$

где Q - расход жидкости в элементе схемы; Z - величина локального гидравлического сопротивления элемента схемы; p - перепад давления в цепи; i - порядковый номер элемента.

Величины Z также определяются автоматически для чего в программу включен банк данных с формулами [1] для наиболее распространенных гидравлических сопротивлений.

Следует отметить, что уравнения (1) составляются для всех узлов цепи включая узлы, соединяющие только два сопротивления, за исключением узлов, в которых расположены источники давления. Уравнения (2) составляются для ветвей цепи, а не для контуров, что позволило существенно упростить алгоритм.

Обход ветвей в программе осуществляется начиная с первого источника и заканчивая последним. При том, если в процессе обхода попадает промежуточный источник, то уравнение обрывается. Следующее уравнение составляется начиная с этого промежуточного источника.

Решение осуществляется итерационно. По начальным значениям расходов вычисляются вели-

ны сопротивлений, которые затем используются для определения следующего приближения для расходов. Итерации продолжаются до достижения заданной точности.

Трудность расчета состоит в том, что величины сопротивлений сложным образом зависят от расходов жидкости как в данном, так и в соседних сопротивлениях. Однако, благодаря удачному выбору метода решения системы нелинейных алгебраических уравнений [2], обеспечивается быстрая и, в подавляющем числе случаев, стопроцентная сходимость.

В частности, при расчете систем охлаждения узлов электронных приборов и сопел аэродинамических труб правильный результат получался даже в тех случаях, когда начальное приближение для расходов отличалось от истинного более чем на порядок или даже задавалось противоположное направление течения жидкости.

Начальное значение Q существенно влияет только на число итераций, необходимых для получения решения. Это связано с тем, что сходимость метода решения системы нелинейных уравнений [2] зависит от соотношения между величинами искомого переменных Q и величинами коэффициентов Z в уравнениях (2). В случае с расчетом распространенных гидравлических систем это соотношение оптимально.

Результатом расчета являются величины расхода жидкости или газа и скорость прокачки во всех участках гидравлической (аэродинамической) системы.

Проведенные испытания и последующее внедрение подтвердили правильность получаемых результатов.

Описанный метод реализован в виде компьютерной программы. Сложность решаемых задач ограничена только памятью и быстродействием используемого компьютера. Ввод исходных данных упрощен, что существенно облегчает работу пользователя.

Программа позволяет рассчитывать системы охлаждения узлов электронных приборов, аэродинамических труб, различных машин и оборудования, а также системы отопления и вентиляции зданий и сооружений и другие объекты.

Программа может использоваться как независимо, так и в составе программного комплекса по расчету тепловых режимов.

Разработано несколько вариантов программы, ориентированных на узкую область применения: программа для расчета систем водяного охлаждения сопел аэродинамических труб, программа для решения задачи гидравлики в узлах электронных приборов и другие. Использование специализированных вариантов дополнительно снижает количество входных данных и еще больше облегчает работу пользователя.

Библиографический список

1. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., 1975.
2. Маергойз М.Д. // ЖВМ и МФ. 1967. Т. 7, N 4.

THE NUMERICAL METHOD OF CALCULATION OF COMPLICATED HYDRAULIC AND AERODYNAMIC SYSTEMS

V.V. Khromenkov

Saratov State University, Saratov

The method of the numerical analysis of hydraulic and aerodynamic systems of the raised complexity and computer program, based on this method is offered.

МЕДИЦИНСКАЯ БИОФИЗИКА

УДК 577.3

ВОЗДЕЙСТВИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА БИООБЪЕКТЫ.

И.А. Шаталин, А.А. Никитин

Саратовский государственный университет, г. Саратов

А.Е. Кригер

НИИ травматологии и ортопедии МЗ России, г. Саратов

Приведены экспериментальные результаты резонансного поглощения биологической тканью электромагнитных излучений мощностью менее 10 мВт/см^2 на частоте (17–26) ГГц при одновременном воздействии поля низкой частоты – (50–300) МГц и постоянного электрического и магнитного полей. Предложен возможный механизм воздействия физических полей на биоткань.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется вопросам взаимодействия объектов живой и неживой природы с физическими полями. Наибольший интерес вызывают исследования по воздействию электромагнитных (ЭМ) колебаний на биологические объекты [1, 2]. Обнаружено, что разные участки спектра ЭМ-колебаний оказывают неодинаковое действие на биологические объекты.

Результаты независимых исследований влияния ЭМ-колебаний на биологические объекты приведены на рис. 1 в виде обобщенной кривой – зависимости поглощения от частоты известных ЭМ-колебаний. Она показывает, что наибольший эффект воздействия ЭМ-колебаний на биологический объект наблюдается в интервале от сверхвысоких частот (СВЧ) до рентгеновских частот.

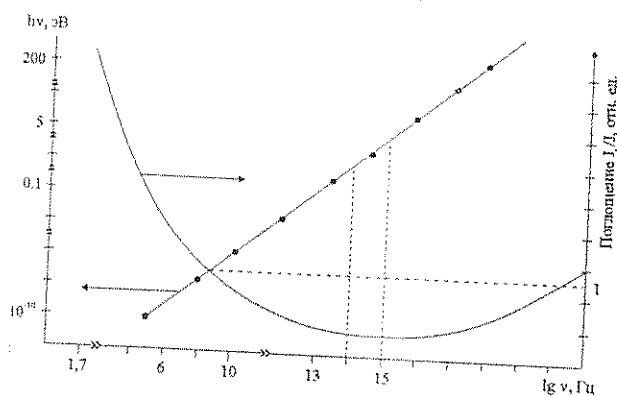


Рис. 1. Зависимости поглощения от частоты известных ЭМ-колебаний

Механизм действия ЭМ-колебаний на биологический объект, включая живые организмы и химические вещества, не изучен в полной мере.

Известно, что любое превращение вещества связано с нарушением и созданием атомных и молекулярных энергетических связей. Следовательно, изменять свойства вещества можно, сообщая ему каким-либо способом энергию.

В неживой природе обычно это явление называют фазовым превращением. В биобъектах нарушение энергетических связей приводит либо к наруше-

нию их метаболизма, либо, при определённых условиях, к стимуляции процессов, а иногда и к терапевтическому эффекту. Известно также, что молекула, или группа молекул, в том числе и в биобъектах, обладает собственной частотой осцилляции, на которой возможно либо резонансное излучение (переизлучение) энергии, либо поглощение её.

В отличие от неорганических веществ биобъекты обладают устойчивым неравновесным состоянием. У биобъектов должны сохраняться все параметры (P, V, T, S, H, pH и т.д.). Изменение любого из этих параметров приводит к разрыву определённых энергетических связей, и, как следствие, к денатурации белков биологических тканей.

В связи с этим для изменения энергетических связей в биобъектах наиболее приемлемым источником энергии будет являться энергия нетеплового воздействия, получаемая от переменного и постоянного электрического, магнитного или электромагнитного поля с определённой частотой, соответствующей резонансному поглощению. Основная энергия резонансного поглощения происходит при диполь-дипольном взаимодействии на уровне межмолекулярных связей – на ориентационных, индуцированных и водородных связях. В [3,4] приводятся результаты экспериментальных исследований по влиянию электромагнитных полей на биобъекты.

Экспериментальные результаты

В настоящей работе воздействию подвергалось коллагеновое волокно органических тканей.

Получено резонансное поглощение энергии переменного электромагнитного поля в нетепловом режиме при одновременном воздействии постоянных электрического и магнитного полей. Наблюдался эффект полного поглощения. Исследования проводились на установке, блок-схема которой приведена на рис. 2.

При исследовании нескольких образцов однородной биоткани нормального состояния наблюдалось устойчивое повторяющееся поглощение энергии. Степень поглощения возможно регулировать подбором частоты и амплитуды напряжённости полей.

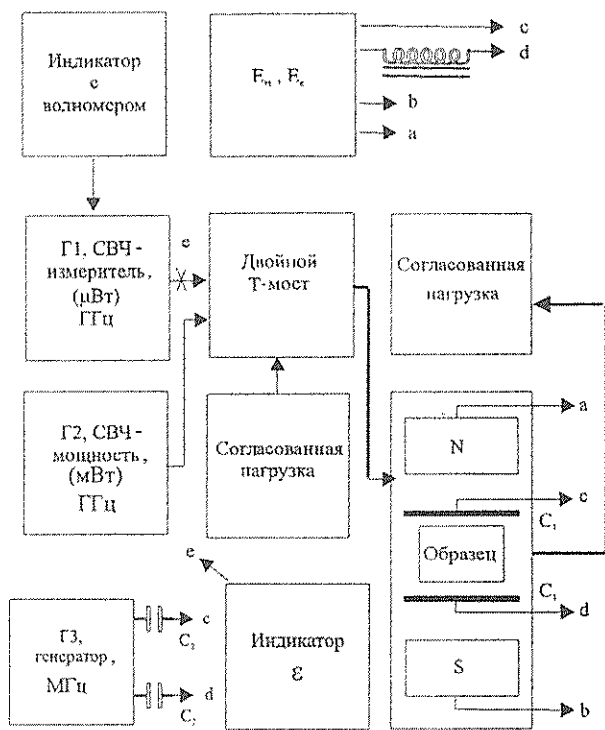


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки

При исследовании патологической ткани резонансная частота сдвигалась на 5–10 % от резонансной частоты нормальной ткани.

При исследовании однотипной патологической ткани результат полного поглощения энергии повторяется, причём резонанс поглощения данной тканью по сравнению с нормальной производится (как было отмечено) на другой частоте (рис.3).

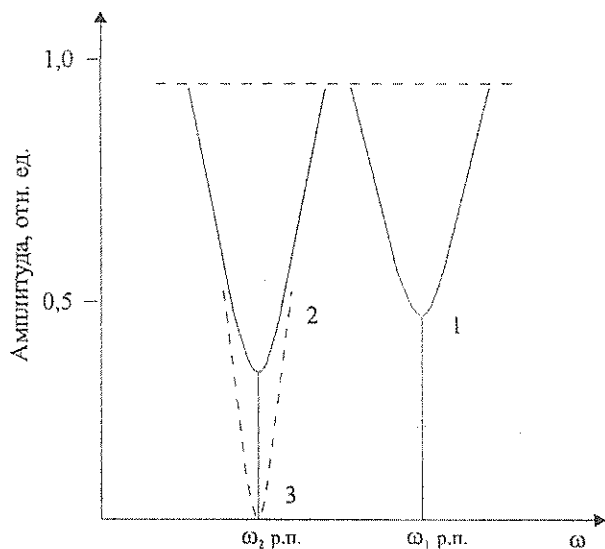


Рис. 3. Резонансные кривые поглощения нормальной ткани и ткани с патологией: 1 – амплитуда и частота в нормальной ткани; 2 – в патологической ткани; 3 – полное поглощение ЭМ-колебаний в патологической ткани

Проведённые исследования позволяют предположить, что при определённых условиях данный эффект возможно использовать в управлении метаболизмом, происходящим в биотканях, а также по

резонансной частоте дифференцировать патологические ткани.

Обсуждение результатов

Как указывалось ранее, все химические превращения веществ зависят от разрушения и образования энергетических связей между атомами и молекулами. Существуют химические связи, энергия сил Ван-дер-Ваальса, донорно-акцепторные связи и водородные связи. Природа химической связи едина. Резкой границы между ионной, полярной и неполярной связями не существует. При действии на неполярную связь внешнего электрического или магнитного поля, или их суперпозиции, неполярная связь превращается в полярную, а полярная поляризуется сильнее.

Отметим, что для двухатомных молекул энергия химических связей ориентировочно равна энергии диссоциации молекул.

Причиной возникновения ван-дер-ваальсовых сил могут быть ориентационные, индукционные и дисперсионные эффекты, которые зависят от электростатического взаимодействия электронных зарядов и ядер.

Кроме того, существует донорно-акцепторное взаимодействие, приводящее к образованию молекулярных комплексов. Оно происходит при наличии у одной из молекул вакантных орбиталей, а у другой – подвижных пар. Акцептор должен обладать большим сродством к электрону (таблица).

Возбуждённым состоянием считается состояние, реализующееся после переноса заряда от донора к акцептору. Перенос всегда сопровождается поглощением энергии. Энергия связи в донорно-акцепторных комплексах обычно изменяется в пределах от 10 до 80 кДж/моль $\approx 0,1$ эВ.

Особая роль принадлежит водородной связи. Её возникновение приводит к аномальным явлениям вещества, а взаимодействие сильнее, чем силы Ван-дер-Ваальса. Водородные связи возникают только между двумя атомами электроотрицательного характера, имеющими неподеленные электронные пары (как у кислорода, азота, ...). Связующим звеном при образовании таких связей является атом водорода.

В образовании водородных связей большую роль играет длина связей, а следовательно, все три подтипа связей – электростатические, донорно-акцепторные и силы Ван-дер-Ваальса. Свойства веществ зависят от типа водородной связи, как внутримолекулярной, так и межмолекулярной. Энергия водородных связей значительно меньше энергии химических связей. Связь ОН...О имеет энергию 4–25 кДж/моль.

Разрыв водородных связей приводит к изменению физических и химических свойств. Образование водородных связей, по-видимому, происходит во всех биологических процессах, таких как полипептидные связи в структурах белков, двойные спирали нуклеиновых кислот [5].

Основные параметры химических элементов, входящих в состав аминокислот

Атом и атомные орбитали	Молекула и молекулярные орбитали	$J_{\text{дис.}}$, эВ	$J_{\text{ион.}}$, эВ	J_e , эВ	$P \times 10^{29}$, Кл·м	n	ν , см ⁻¹
H, $z=1$, $1S^1$	$H_2, (\sigma_s^{ca})^2$, $\psi(\sigma_s^{ca}) \rightarrow \varphi_s + \varphi_1$ $\psi(\sigma_s^{pp}) \rightarrow \varphi_s - \varphi_1$	H-H, 4,5	H^+ , 13,6 $9^0 \cdot 9^1$	0,75	0	~1,0	4395
O, $z=8$, $1S^2 2S^2 2P^4$	O_2 , $(\sigma_s^{ca})^2 \times (\sigma_s^{pp})^2 \times (\sigma_s^{ca})^2 \times$ $\times (\pi_{yz}^{ca})^4 \times (\pi_{yz}^{pp})^2 \times (\pi_x^{pp})^2$	-	1 3,6 $9^0 \cdot 9^1$	1,48	Парамагнитен. В возбужд. состоянии – диамагнитен.	~1,0	-
~1,0	N_2 , $(\sigma_s^{ca})^2 \times (\sigma_s^{pp})^2 \times (\pi_p^{ca})^4 \times (\sigma_p^{ca})^2$	-	1 4,54	-E -0,1	Слабо поляриз.	-	-
C, $z=6$, $1S^2 2S^2 2P^2$	C_2 , $(\sigma_s^{ca})^2 \times (\sigma_s^{pp})^2 \times (\pi_{yz}^{ca})^4$	C-C, 6,5	11,26	-E 1,25	Поляриз. C.O., 0,04	~1,0	-
S, $z=16$, $1S^2 3S^2 3P^4$	-	-	10,36	-	Поляриз. 0,34 для H_2S	-	-
-	H_2O , $(\sigma_s^{ca})^2 \times (\sigma_x^{ca})^2 \times (\sigma_z)^2 \times (\pi_y)^4$	ОН-Н 5,17	0,13	-E -4,82	Диамагн. 1,86	1,33 при $\nu=589$ нм	H→O←H 3567, H→O→H 3756, H×O×H 1595

Примечание. $J_{\text{дис}}$ - энергия диссоциации; $J_{\text{ион}}$ - энергия ионизации; J_e - энергия сродства к электрону; P - поляризуемость; n - показатель преломления; ν - волновое число

Известно, что все белки биоорганизмов состоят из 20 аминокислот. Разнообразие химических элементов в аминокислотах невелико (всего пять элементов: углерод, водород, кислород, азот и в двух аминокислотах - сера).

изменяя энергию связи биомолекул, физическими полями возможно влиять на метаболизм не только отдельных биотканей, но и некоторых органов биоорганизма.

В таблице приведены основные параметры данных пяти элементов, которые могут позволить вычислить энергию связи некоторых биотканей. Для расчета энергии связи необходимо решить уравнение Шредингера: $\hat{H}\Psi = E\Psi$.

Заключение

Экспериментально показано влияние электромагнитных (ЭМ) полей на биоткань. Наблюдалось резонансное поглощение энергии ЭМ внешних излучений. Результаты поглощения ЭМ-волн объясняются нарушением атомных и молекулярных энергетических связей.

Приведены основные характеристики химических элементов, составляющих аминокислоты белков, которые позволяют рассчитать энергию связи некоторых биотканей.

Полученные результаты нетеплового резонансного поглощения энергии полей могут быть использованы как в терапии биотканей, так и в диагностике патологических процессов в биотканях.

Если известна пространственная конфигурация молекул, то возможно из коэффициентов (МО-ЛКАО) при волновых функциях составить определитель (его часто называют вековым), а затем, пренебрегая коэффициентами с малым вкладом в энергию связи, вычислить искомую энергию связи вещества. Для многих двухатомных молекул в справочниках [6] приводятся энергии диссоциации (равные энергии связи). Энергия связи некоторых биомолекул является одного порядка с энергией квантов электромагнитных волн или их суперпозиции. В связи с этим, изменяя энергию

1. Девятков Н.Д., Голант М.Б., Бецкий О.В. Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности. М., 1991.
2. Синицын Н.И. и др. // Биомедицинская радиоэлектроника. 1998. № 1.
3. Нефёдов Е.И., Протопопов А.А., Семенцов А.Н. Взаимодействие физических полей с живым веществом. Тула, 1995.
4. Krasny-Ergen W. Nonthermal effects of electrical oscillations on colloids. Hochfrequentech Electroacust., 1936.
5. Стрейтвизер Э. Теория молекулярных орбиталей. М., 1965.
6. Справочник физико-химических величин / Под ред. А.А. Равделя. Л., 1983.

EFFECT OF RHYSCAL FIELDS ON THE BIOLOGICAL OBYECTS

I.A. Shatalin, A.A. Nikitin

Saratov State University, Saratov

A.I. Criger

Travmatologia & Ortopedia Research Institute of Health Department of Russia, Saratov

It is obtained some measurement results on the resonance absorption of electromagnetic radiation by biological tissue upon of power less 10 mW/sm^2 in the (17 – 26) GHz frequency band together with the LF (50 – 300) MHz radiation and both steady electrical and magnetic fields. The possible mechanism of the physical field effect on biological tissue is suggested.

PERSONALIA

ВСЕВОЛОД СЕМЕНОВИЧ СТАЛЬМАХОВ

(к 70-летию со дня рождения)

17 июня 1998 года исполнилось бы 70 лет со дня рождения талантливого ученого, одного из известных организаторов науки в Саратовском государственном университете, доктора физико-математических наук, профессора Всеволода Семеновича Стальмахова.

Всю свою жизнь Всеволод Семенович посвятил развитию и преподаванию радиофизики и электроники сверхвысоких частот, явлениям возникновения и распространения электронных и спиновых волн в вакууме и ферромагнитных материалах. В этих областях он достиг значительных результатов, которые изложены в книгах: "Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями". М., 1963; "Электронные волны в СВЧ приборах со скрещенными полями". Саратов, 1970; "Магнитостатические волны в технике СВЧ". Саратов, 1981; "Лекции по спиновым волнам". Саратов, 1983. Ч.1; "Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями". Саратов, 1983; "Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот". Саратов, 1993.

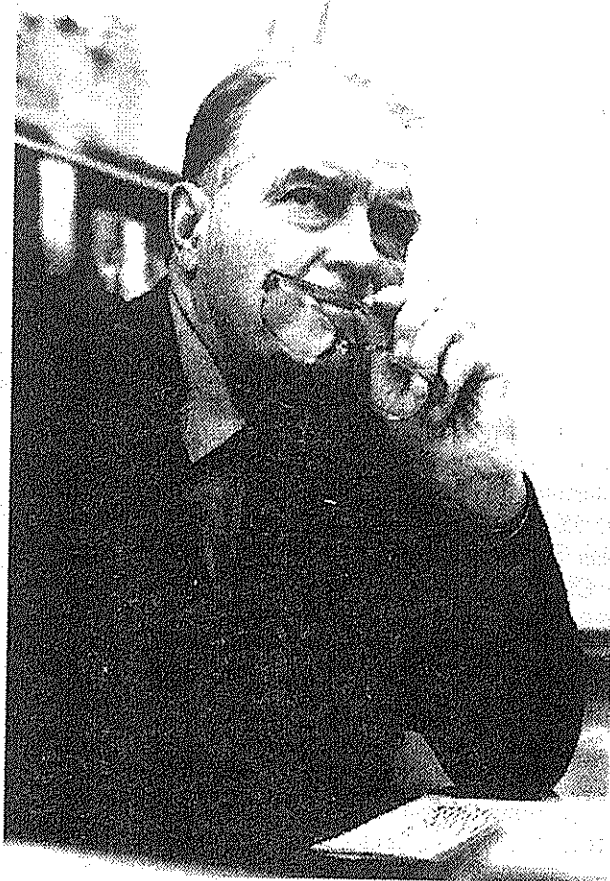
Научные исследования В.С. Стальмахова и его учеников были реализованы в ряде инженерных разработок по созданию и совершенствованию современных СВЧ-приборов.

В последние годы своей жизни Всеволод Семенович резко активизировал свою научную деятельность, выезжая с научными докладами и лекциями в Японию, Францию, Чехословакию и Китай. Интенсивно работал в Праге (1987), Братиславе (1988), Китае (Нанкинский университет, 1989 – 1990).

В.С. Стальмахов являлся членом проблемного совета по физической электронике АН СССР, членом бюро секции "Спин-волновые явления в электронике СВЧ", членом секции по твердотельной электронике СВЧ ГКНО и др.

На руководимой им крупнейшей в Саратовском университете кафедре общей физики был создан и успешно работал Поволжский центр научно-методического семинара по физике ГКНО СССР и секция физики и радиоэлектроники Поволжского координационного и научно-методического семинара АН СССР и МВ и ССО РСФСР.

В декабре 1989 г. по итогам работы ему было присвоено почетное звание «Заслуженный деятель науки РСФСР».



Всеволод Семенович постоянно стремился к простому и ясному изложению новых физических результатов. Обладая незаурядной физической интуицией и богатым опытом физика-экспериментатора, Всеволод Семенович умело объяснял сложные проблемы физики и радиоэлектроники на понятном всем, как он говорил, "ликбезовском" уровне.

Всеволод Семенович с увлечением, не жалея времени и сил, отдавал всего себя чтению лекций по курсам общей физики и физики СВЧ. Студенты любили его. Он был полон творческих планов, подготовил к печати две новые работы для издания в СССР и за рубежом, но его жизнь внезапно оборвалась. 30 декабря 1991 года Всеволод Семенович Стальмахов скоротечно скончался.

Редакционная коллегия

К 70-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ ВСЕВОЛОДА СЕМЕНОВИЧА СТАЛЬМАХОВА

Всеволод Семенович Стальмахов - заслуженный деятель науки и техники РСФСР (1988), доктор физико-математических наук (1971), профессор (1972), проректор по научной работе (1962-1971), зам. директора по научной работе НИИМФ (1958-1960), заведующий кафедрой общей физики (1970-1991) - занимает достойное место в блестящей когорте профессоров, с его именем связано становление и развитие физики в Саратовском государственном университете.

Всеволод Семенович родился 17 июня 1928 г. в г. Ленинграде в семье служащих. Это была дружная, трудовая семья.

После переезда отец, С. С. Стальмахов, работал в Саратовском горфинотделе зам. заведующего, а мать, Е.Э. Будишко, преподавала физику в средней школе, а позже работала директором Саратовского Городского института усовершенствования учителей.

После окончания в 1946 г. средней школы с золотой медалью Всеволод Семенович поступает в МВТУ им. Баумана, затем переводится в СГУ на физический факультет. В 1951 г. он заканчивает обучение на физическом факультете по специальности физика. "Обучался в аспирантуре с 01.02.52 по 01.02.55 при кафедре физики СГУ", - такая официальная запись сделана в удостоверении, выданном В.С. Стальмахову. Это было время, когда кафедрой общей физики и кафедрой электроники одновременно заведовал П.В. Голубков. Фактически Всеволод Семенович обучался в аспирантуре не только что организованной кафедре электроники [1]. Он был первым аспирантом этой кафедры и наряду со своими руководителями - доцентом Б.М. Заморозковым и профессором П.В. Голубковым, - а также доцентами В.Н. Шевчиком, Ю.Г. Альтшулером и старшим преподавателем А.М. Алесковским входил в ее "стартовый" состав. Его кандидатская диссертация была посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию специальных конструкций и режимов работы отражательного клистрона.

Уже в этот период проявляются такие его замечательные качества, как стремление к глубокому, всестороннему и ясному физическому объяснению изучаемых явлений и эффектов, целеустремленность в работе и увлеченность ею, богатая интуиция экспериментатора.

С 1955 г. по 1957 г. В.С. Стальмахов работает в должности ассистента кафедры электроники, в 1958 г. избирается по конкурсу на должность доцента, в 1960 г. утверждается в ученном звании доцента.

В этот период он совмещает работу на кафедре и в проблемной лаборатории радиоэлектроники в знаменитом "голубковском подвале" по проблемам создания генераторов с обратной волной без магнитной фокусировки совместно с В.Н. Шевчиком, Б.М. Заморозковым и Ю.Д. Жарковым. В печати выходит

одна из первых его научных статей в соавторстве с В.Н. Шевчиком о влиянии пространственного заряда на работу карсинотрона, которая получила признание в научных кругах. Вскоре, по предложению П.В. Голубкова, он возглавляет научную группу сотрудников, работающую в направлении создания широкополосных усилителей миллиметрового диапазона - ЛБВО с плоскими замедляющими системами, способными рассеивать большие тепловые мощности.

В 50-е годы им, одним из первых в Союзе, были проведены фундаментальные теоретические и экспериментальные исследования ламп бегущей волны миллиметрового диапазона (в научной группе работали А.Ф. Голубенцев, В.А. Украинский, В.Н. Добрыниченко, В.Р. Мерцлин, Б.Е. Железовский, В.В. Гурзо, М.Н. Куликов). Аналогов таким приборам не встречалось в мировой практике.

В.С. Стальмахов вел большую плодотворную педагогическую работу по подготовке высококвалифицированных специалистов для народного хозяйства, науки и высшей школы.

Он подготовил и прочитал ряд лекционных курсов для студентов и аспирантов радиофизического отделения физического факультета: "Ускорители заряженных частиц", "Сверхвысокочастотные приборы магнетронного типа", "Основы электроники СВЧ". Итогом преподавательской и научной работы этого периода стала его первая монография [2], которая является настольной книгой для специалистов.

Широту научных интересов профессора Стальмахова, его неиссякаемую энергию в поиске нового и в познании, доказывает обилие различных научных направлений, в которых он интенсивно работал вместе со своими учениками, сотрудниками и студентами.

Для всех направлений научной работы профессора В.С. Стальмахова характерными являются глубокие проработки исследований, приводивших к получению приоритетных результатов в краткие сроки даже в совершенно новых областях, признание этих результатов специалистами как в нашей стране, так и за рубежом.

Научные направления, разрабатываемые им, были очень привлекательны для студентов, научных работников и преподавателей. Понимая это, В.С. Стальмахов неразрывно связывает результаты исследований с учебным процессом, разработкой новых специальных курсов лекций, постановкой новых лабораторных работ и специальных практикумов.

Всеволод Семенович постоянно выполнял большую научно-организационную работу, являясь заместителем директора НИИМФ СГУ по научной работе (1959-1962) и позже - проректором (одним из самых молодых) университета по научной работе (1962-1971). Этот период его работы связан с открытием ряда новых направлений научных исследо-

ваний, созданием нескольких проблемных лабораторий, укреплением связей университета с ведущими научными и производственными организациями страны, с повышением уровня научной работы студентов, проведением ставших впоследствии регулярными ежегодных студенческих научных конференций, олимпиад школьников.

В 60-х годах круг его научных интересов связан с изучением различных типов волн в электронных потоках со скрещенными полями. Вначале это были исследования эффекта дискотронного усиления в ленточных электронных потоках М-типа, которые почти на 10 лет определили цели и задачи нескольких научных групп на физическом факультете и в НИИМФ. Затем исследовались циклотронные волны, циклотронный резонанс, включая особенности преобразования шумов, был разработан новый класс электровакуумных приборов на циклотронном резонансе - электронные аттенюаторы, линии задержки, фазовращатели, малошумящие параметрические усилители дециметрового и миллиметрового диапазонов (состав научной группы: М.Н. Куликов, В.В. Гурзо, В.П. Щеголев, А.А. Игнатъев, А.Н. Щеголева, Е.А. Сафарова, Е.Н. Власов, В.Н. Прокушкин, А.Н. Шаталов, А.И. Крылов, К.В. Гречушкин). Эти приборы также не имели зарубежных и отечественных аналогов.

В.С. Стальмахов сочетает большой объем работы проректора по научной работе университета с интенсивными научными исследованиями. После ухода профессора П.В. Голубкова в 1969 году по состоянию здоровья с должности заведующего кафедрой общей физики на эту должность был назначен его ученик - доцент В.С. Стальмахов. Защита в 1971 г. диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по проблемам теоретического и экспериментального исследования циклотронных волн в электронных потоках со скрещенными полями явилась итогом его десятилетней работы. В это же время в Издательстве университета выходит его вторая монография [3].

Обширные планы и задачи по развитию научных и методических направлений, подготовке научно-методических кадров стоят на повестке дня. Это, прежде всего, приведение в соответствие с современными требованиями содержания и методики изложения курса общей физики, физического лекционного эксперимента, укрепление материально-технической базы и развитие учебных лабораторий Общего физического практикума, новых научных направлений. С приходом на кафедру В.С. Стальмахова появилось и четко прослеживалось стремление обустроить кафедру, главную лекционную аудиторию физиков, придать помещениям, лабораториям, всей работе коллектива строгие академические, университетские формы и содержание.

Высочайшая требовательность, прежде всего, к себе и своим сотрудникам, часто принимающая жесткие формы при разработке лекций, учебных планов, методик преподавания, при обсуждении фило-

софских вопросов, вопросов истории физики в университете, архитектуры корпусов и помещений, актуальных проблем и направлений научных исследований, студенческой и аспирантской научной работы. Вот лишь некоторые грани многосторонней, яркой, неповторимой личности В.С. Стальмахова.

Под руководством профессора В.С. Стальмахова интенсивно работают несколько научных групп, ведутся оригинальные эксперименты, развиваются новые теоретические подходы в вакуумной электронике.

В 70-е годы по актуальным вопросам преобразования энергии СВЧ в энергию постоянного тока в приборах М-типа проводятся значительные теоретические и экспериментальные исследования, создаются лабораторные макеты конверторов с высоким КПД на уровне лучших мировых достижений (В.Н. Прокушкин, В.П. Щеголев, В.В. Гурзо, К.В. Гречушкин).

Другая научная группа В.С. Стальмахова интенсивно работает в области создания высокоэффективных малошумящих лучевых генераторных ламп обратной волны со скрещенными полями (ЛЮВМ) (состав научной группы: М.Н. Куликов, А.С. Шаповалов, А.А. Игнатъев, А.А. Никитин, Е.А. Сафарова, Л.Л. Страхова, В.В. Машников) [4].

Обширные теоретические и экспериментальные исследования физических процессов в электронных потоках, решение большого числа сложных технических и технологических проблем позволили разработать серию уникальных генераторов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах при уровнях непрерывной мощности в несколько ватт. Были созданы уникальные образцы генераторов по совокупности параметров, которые не имели и не имеют до настоящего времени мировых аналогов.

Много энергии Всеволод Семенович тратил на организацию и плодотворную работу над проблемами взаимосвязи философии и естествознания, важнейшими методологическими принципами физики [5].

В 80-е годы научные интересы В.С. Стальмахова, перемещаются в область твердотельной электроники - магнитоэлектроники сверхвысоких частот, связанной с использованием магнитостатических волн в феррит-диэлектрических структурах. Начинается научно-методическая работа по развитию новых специализаций

Вновь создается несколько научных групп, исследующих линейные и нелинейные эффекты в СВЧ-диапазоне (Ю.П. Шараевский, В.Н. Прокушкин, В.В. Гурзо, К.В. Гречушкин), и в частности, небольшая группа, интенсивно работающая в совершенно новой области - магнитоэлектронике миллиметрового диапазона (А.А. Игнатъев - научный руководитель, А.Н. Лепесткин, А.А. Мостовой, Е.Н. Бегинин).

Этот цикл работ, выполненных в НИИМФ за последние годы, является, пожалуй, одним из самых значительных. Результаты исследований научных

школ В.С. Стальмахова становятся широко известны в стране и за рубежом [6, 7].

Продолжая традицию физической школы П.В. Голубкова, которая наряду с исследованиями по фундаментальным и прикладным работам, столько же внимания уделяла поиску и разработке новых форм и методов изложения курса общей физики, Всеволод Семенович много внимания и сил уделял решению методических проблем.

Под его руководством интенсивно работает группа преподавателей-методистов (доценты Л.Я. Майофис, Р.Ф. Мухамедов, Т.Н. Тихонова, Л.И. Булушева, Р.И. Березина, старший преподаватель Н.Г. Печенюк), которая за короткий промежуток получает признание и возглавляет процесс подготовки физиков-преподавателей на открывшемся педагогическом отделении физического факультета [8, 9].

Формируется Научно-методический совет по физике, председателем которого становится В.С. Стальмахов. Расширяются связи по этим проблемам с ведущими учебными заведениями страны, налаживаются первые контакты с зарубежными вузами Чехословакии и Китая.

Для координации фундаментальных исследований в Саратовском университете создается секция "Физика и радиофизика" Поволжского координационного Совета АН СССР и Минвуза РСФСР (возглавляет Совет академик Ю.В. Гуляев, председатель секции - профессор В.С. Стальмахов, секретарь - доцент М.Н. Куликов), которая продуктивно работала в период 1983-1992 гг.

Всеволод Семенович являлся также членом проблемного совета по физической электронике АН СССР, членом бюро секции "Спин - волновые явления в электронике СВЧ", членом секции по твердотельной электронике АН СССР и радиоэлектронике МВ и ССО СССР.

Большое внимание Всеволод Семенович уделяет формированию Общего физического практикума (самого крупного учебного подразделения в университете), организации в нем учебного процесса. Ставится много новых лабораторных работ, число которых в 4-х учебных лабораториях достигает 200. Нагрузка в практикуме - более 80 студенческих групп в неделю. В память о своем учителе Всеволод Семенович добивается присвоения Общему физическому практикуму имени П.В. Голубкова.

Особо необходимо отметить то большое внимание, которое уделял В.С. Стальмахов постановке и демонстрации лекционных опытов. Старинная "Коллекция" интенсивно пополняется новыми, красиво изготовленными приборами и устройствами. Восстанавливается знаменитый маятник Фуко, возобновляются другие фундаментальные демонстрационные эксперименты.

В.С. Стальмахов, пожалуй, первым из физиков университета пробил брешь в проблеме регулярного выезда в зарубежные научные командировки и на стажировки в ведущие научные центры.



В.С. Стальмахов на лекции по курсу общей физики

Яркий популяризатор и пропагандист передового зарубежного опыта, он проводил на кафедре регулярные отчеты о своих командировках, публиковал их в университетской газете. Это были увлекательные и очень содержательные рассказы о той стране, где он побывал. Это были просветительские беседы, которые касались и передового опыта, и наших текущих проблем [10, 11].

Стремясь усилить интерес у молодежи к научным исследованиям и современным проблемам техники, Всеволод Семенович организует на кафедре подготовку студентов по новой специализации "Магнитоэлектроника", в которую входят такие направления, как магнитоэлектроника сверхвысоких частот, видеофизика и видеотехника (в группе работают: М.Н. Куликов, В.В. Мурзин, С.П. Кудрявцева, П.Д. Егоров, В.И. Давыдов, С.Г. Ростачева, А.А. Игнатъев, Ю.П. Шараевский и другие сотрудники). По его инициативе открывается филиал кафедры в одном из самых крупных производственных объединений - в СКТБ "Видео" ПО "Тантал" (Л.И. Кишиневский, В.А. Костяков, В.А. Видро, Ю.Д. Биленко, П.А. Турлов, Н.Б. Ковылов, В.И. Котов, С.А. Букесов, В.И. Давыдов), организуется отраслевая научно-исследовательская лаборатория по магнитоэлектронике, начинаются интенсивные научные исследования в этой области.

За короткий срок создается ряд новых учебных лабораторий, ведется их оснащение современной аппаратурой. Открывается филиал кафедры в физико-математической школе № 13, позже - Физико-

техническом лицее № 1 (Е.Б. Квашнин, С.Б. Мчедлов, С.В. Мчедлова, А.С. Парфенов). Создаются спецпрактикумы: "Основы твердотельной электроники", "Физика магнитных явлений", "Магнитные измерения", "Видеофизика и видеотехника", "Магнитоэлектроника сверхвысоких частот".

Всеволод Семенович, как принято говорить, милостью Божьей был прирожденным учителем и просветителем [12]. Он писал книги, выступал на конференциях, но все-таки его любимым детищем был курс общей физики. За ясностью изложения, кажущейся простотой материала - многочасовые и многодневные споры, огромный добросовестный труд, высочайшая ответственность, уважение к студенческой аудитории.

Всеволод Семенович не останавливался на достигнутом: непрерывной чередой следовали лекции, физические демонстрации, экспериментальные исследования. Он очень любил свой III-й учебный корпус, с которым была связана вся его жизнь, и много сил вложил в реставрацию и ремонт Большой физической аудитории, восхищался архитектурой зданий университета, прекрасными лестничными маршами, светильниками, тратил много нервов и времени для обеспечения нормального функционирования и порядка в аудиториях.

Всеволод Семенович всегда ценил в своих сотрудниках профессионализм, творчество, гордился учебными и научными установками, сделанными с любовью и изяществом. Слово "мастер" было его высочайшей похвалой.

Сам Всеволод Семенович боготворил своих учителей, в беседах с первокурсниками всегда обращался к истории кафедры, её началам, научным направлениям и традициям.

Всеволод Семенович был необычайно одаренной и богатой натурой. Он с большим увлечением занимался и самыми актуальными проблемами электроники, и живописью (с детства проявлял незаурядные

способности художника, наиболее удавались ему пейзажи, выполняемые маслом, работал он и акварелью), и парусным спортом. Был победителем многих парусных гонок, чемпионом города по парусу. Получив звание яхтенного капитана с правом управления парусными судами без ограничения парусности, был руководителем многодневных парусных переходов

Романтик по натуре, Всеволод Семенович любил природу родного края, Волгу, ее живописные разливы и протоки. Любил выходить в штормовую погоду на яхте или катере в безбрежные просторы Волги. Многие уголки города и области он исходил пешком. С ним всегда было интересно и одновременно трудно. Он не давал ни минуты покоя ни себе, ни своим спутникам.

В любых явлениях он видел связь с физическими процессами, обращал наше внимание на убегающие с разными скоростями от движущегося катера два типа волн, периодическую картину подмытости правого берега реки и "длину волны" этого процесса, картинку "циклотронных" волн, нарисованные на песчаном волжском берегу. Всеволод Семенович постоянно обсуждал эти проблемы, связывая их с проблемами кафедры, факультета, университета.

Увлеченность своим делом, преданность факультету и университету, интерес и любовь к истории города и университета, кафедры общей физики объединили вокруг Всеволода Семеновича сотрудников, которые настойчиво собирали бесценный архивный материал, связанный с историей кафедры и факультета и будоража собеседников.

Сегодня это наш архив, это память о Всеволоде Семеновиче - учителе, наставнике, друге.

Зав. кафедрой общей физики Саратовского государственного университета, член - корр. РАЕН, профессор

А.А. Игнатъев

Библиографический список

1. Жарков Ю.Д. Всеволод Семенович Стальмахов: Краткая автобиографическая справка. Начало пути. Рукопись // Архив кафедры общей физики Саратовского университета. 06.04.98.
2. Стальмахов В.С. Основы электроники сверхвысоко-частотных приборов со скрещенными полями. М., 1963.
3. Стальмахов В.С. Электронные волны в сверхвысоко-частотных лучевых приборах со скрещенными полями. Саратов, 1970.
4. Игнатъев А.А., Стальмахов В.С., Шаповалов А.С. Куликов М.Н. Шумовые свойства ламп обратной волны со скрещенными полями. Саратов, 1983.
5. Абрамова О.В. // Ленинский путь. 1983. 14 марта.
6. Стальмахов В.С., Игнатъев А.А. Лекции по спиновым волнам. Саратов, 1983.
7. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитоэлектронные волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов, 1983.
8. Игнатъев А.А. // Саратовские вести. 1992. 10 дек.
9. Игнатъев А.А. // Саратовский университет. 1994. Дек.
10. Стальмахов В.С. // Ленинский путь. 1989. 16 фев.
11. Стальмахов В.С. // Ленинский путь. 1989. 18 мая.
12. Дмитриев Б.С., Майофис Л.Я., Шараевский Ю.П. // Саратовский университет. 1992. 14 мая.
13. Игнатъев А.А. // Саратовский университет. 1998. Ноябрь.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Андрианов Владимир Григорьевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Аникин Валерий Михайлович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Аркадакский Сергей Сергеевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Бегинин Евгений Николаевич – канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель, СГУ
- Бужесов Сергей Александрович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Варламов Александр Иванович – канд. техн. наук, доцент, СГУ
- Вениг Сергей Борисович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Гайворон Владимир Григорьевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, Московская государственная академия приборостроения и информатики
- Глухова Ольга Евгеньевна – канд. физ.-мат. наук, инж., СГУ
- Голубенцев Александр Федорович – д - р физ.-мат. наук, профессор, СГУ
- Гришин Сергей Валерьевич – инж., НИИ механики и физики СГУ
- Дмитриев Борис Савельевич – канд. физ.-мат. наук, профессор, СГУ
- Дмитриева Марина Александровна – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Жарков Юрий Дмитриевич – канд. физ.-мат. наук, профессор, СГУ
- Жбанов Александр Игоревич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Живайкин Владимир Михайлович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Жуков Александр Григорьевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Игнатьев Александр Анатольевич – д - р физ.-мат. наук, профессор, СГУ
- Карцев Валерий Николаевич – канд. хим. наук, доцент, СГУ
- Каитанов Виктор Владимирович – канд. техн. наук, доцент, СГУ
- Климов Владимир Александрович – канд. физ.-мат. наук, доцент, Саратов. государственная академия права
- Ключков Михаил Александрович – ст. преподаватель, СГУ
- Князев Алексей Александрович – студент СГУ
- Кондрашов Борис Никонорович – ст. преподаватель, СГУ
- Кошелев Василий Сергеевич – д - р техн. наук, профессор, СГУ
- Кригер Александр Евгеньевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Кулаков Игорь Владимирович – аспирант, СГУ
- Кудряшов Сергей Александрович – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., СФ ИРЭ РАН
- Майофис Лев Яковлевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Машишков Валерий Васильевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Медокс Владимир Германович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Михайлов Александр Иванович – канд. техн. наук, доцент, СГУ
- Мухамедов Рустам Феттяхович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Накрап Ирина Александровна – канд. физ.-мат. наук, НИИ механики и физики СГУ
- Никитин Анатолий Александрович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Олейник Наталия Георгиевна – канд. техн. наук, доцент, СГУ
- Павлючук Вячеслав Алексеевич – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., зав. лабораторией НИИ механики и физики СГУ
- Плеханов Олег Сергеевич – инж., СГУ
- Савин Александр Николаевич – инж., СГУ
- Салимзянов Ришат Расихович – мл. науч. сотр., Московская государственная академия приборостроения и информатики
- Сапрыгин Алексей Владимирович – ассистент, СГУ
- Сергеев Сергей Алексеевич – зав. лабораторией, СГУ
- Скапцов Александр Александрович – канд. техн. наук, доцент, СГУ
- Стрельцов Сергей Александрович – аспирант, СГУ
- Хроменков Владимир Васильевич – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., НИИ механики и физики СГУ
- Шаповалов Александр Степанович – канд. физ.-мат. наук, профессор, СГУ
- Шаповалов Дмитрий Федорович – аспирант, СГУ
- Шаповалов Степан Александрович – студент, СГУ
- Шараяевский Юрий Павлович – д - р физ.-мат. наук, с.н.с., СГУ, гос. уч.-науч. центр “Колледж” СГУ, Высший колледж прикладных наук
- Шаталин Иван Александрович – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Шевцов Владимир Николаевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ
- Штыкова Любовь Сергеевна – аспирант, СГУ
- Цаплина Анна Юрьевна – аспирант, СГУ

ПАМЯТКА АВТОРАМ

К публикации принимаются статьи по всем разделам физики

Бумажный носитель:*Текст статьи*

заголовок; аннотация на русском (английском) языке; содержание статьи, включая таблицы, рисунки, на русском (английском) языке; библиографический список;

название статьи, фамилия автора(ов) (14 кегль), название организации(й), аннотация - все на английском (русском) языке.

Текст печатается через 1,5 интервала (1 интервал в текстовом редакторе Word v.6.0 – 8.0); размер шрифта - стандартный машинописный (14кегль в текстовом редакторе Word); размер полей: верхнего 2 см, нижнего 2 см, левого 2,5 см, правого 2 см; абзацы - отступом в 0,5 см.

Ссылки на формулы и таблицы даются в круглых скобках (*.*); формулы, на которые имеются ссылки в тексте, нумеруются в порядке их появления в тексте цифрой, заключенной в круглые скобки (*.*), по правому краю границы текста, выносятся отдельной строкой и располагаются по центру текста.

В тексте допустимо расположение только однострочных формул, не имеющих нумераций.

Заголовок оформляется следующим образом:

первая строка – индекс УДК (для статей на русском языке), выровненный по левому краю текста;

вторая строка – заголовок полужирными заглавными буквами без переносов, размещенный по центру текста;

третья строка – перечень авторов через запятую (инициалы предшествуют фамилии), размещенный также по центру текста;

четвертая строка – полное наименование организации (при нескольких организациях - каждый автор и наименование на отдельной строке), помещенное по центру текста.

Формулы

латинские обозначения (P, I, W и т.д.) выполняются курсивом, названия функций (sin, cos, и т.д.) - обычным (прямым) шрифтом,

обозначения векторов полужирным шрифтом (без верхнего обозначения), 10 кегль в текстовом редакторе Word.

*Электронная копия**Файл текста статьи*

представляется в формате Microsoft Word v.6.0 – 8.0. В случае использования архиватора, текстовый файл *Readme* обязателен. В нем необходимо поместить инструкцию по разархивации данных на дискете. Использование непопулярных архиваторов возможно только с предоставлением самого архиватора.

Файл содержит текст статьи с имеющимися формулами, таблицами и иллюстрациями. Использование электронного редактора формул в тексте для отдельных символов или формул, которые могут быть набраны с клавиатуры и символьной вставкой, нежелательно.

Отдельные файлы каждого рисунка (иллюстрации)

Форматы cdr, bmp, jpg, wmf, psx. Размеры рисунков: простые ненасыщенные - ширина 8 см., сложные до 16 см.

Файл сведений об авторах

включает фамилию, имя, отчество (полностью), ученую ступень, ученое звание, название организации, служебный и домашний адреса, телефоны, fax и e-mail (если имеются).

При наличии соавторов следует указать автора, оплачивающего публикацию статьи.

Библиография

В библиографическом списке нумерация источников должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте. В списке должны быть указаны:

а) для книг – фамилия автора, инициалы, название книги, место издания, год издания, том;

б) для журнальных статей – фамилия автора, инициалы, название журнала, серия, год, том, номер (выпуск);

в) для материалов конференций, школ, семинаров – фамилия автора, инициалы, название издания, время и место проведения конференции, место издания, год.

Библиографический список выполняется по действующему ГОСТу. Заголовок "Библиографический список" размещается по центру.

В редакцию представляются**1. Обязательный комплект:**

- бумажный носитель (бумага белая А4, белизна не менее 90%) - 2 экз.;

- электронная копия (дискета(ы) 3.5") - 1 экз.;

- разрешительный документ на открытое опубликование;

- отзыв (внутренний), подписанный кандидатом или доктором наук и заверенный печатью организации, в которой работает рецензент. Рецензент должен работать в той же организации, что и автор(ы).

2. Или полный (необязательный) комплект:

- обязательный комплект (1);

- отзыв (внешний), подписанный доктором наук и заверенный печатью организации, в которой работает рецензент. Рецензент *не* должен работать в той же организации, что и автор(ы).

Полный комплект гарантирует опубликование статьи без рецензирования.

Условия опубликования в сборнике №5 1999:

- публикации платные;

- стоимость 1 м.п.с. А4 - 3 у.е. по 25% ежемесячно или разом;

- оплата производится в течение недели со дня получения уведомления редколлегии о принятии статьи к опубликованию путем перечисления на имя отв. секретаря редколлегии Скапцова Александра Александровича (ИНН 6452022466 БИК 046311649 р/сч 30302810156070605600 кор/сч 3010181050000000649 АК СБ РФ Кировское отделение №19 г. Саратов, Саратовский банк СБ РФ, сб/банк 19/129 л/с 9625) или лично;

- редколлегия подтверждает факт оплаты в течение недели со дня получения перевода;

- материалы статьи направлять в адрес редколлегии: 410026, г. Саратов, ул. Астраханская, 83, Саратовский госуниверситет, физфак, кафедра прикладной физики: отв. редактор сб. "Вопросы прикладной физики" проф. В.С. Кошелев;

- или лично отв. секретарю редколлегии на кафедру прикладной физики (СГУ, 8 корпус, 4 этаж, 90 к.).

- материалы статьи направлять в адрес редколлегии: 410026, г. Саратов, ул. Астраханская, 83, Саратовский госуниверситет, физфак, кафедра прикладной физики: отв. редактор сб. "Вопросы прикладной физики" проф. В.С. Кошелев;

- или лично отв. секретарю редколлегии на кафедру прикладной физики (СГУ, 8 корпус, 4 этаж, 90 к.).

- или лично отв. секретарю редколлегии на кафедру прикладной физики (СГУ, 8 корпус, 4 этаж, 90 к.).

Телефоны: редколлегия - (8452) 51-14-27,

отв. секр. - (8-211) 11-288;

Факс: +7(8452) 24-06-46 (для А.А. Скапцова);

E-mail: ScaptzovAA@info.sgu.ru

БИБЛИОТЕКИ,

получившие обязательный экземпляр научного сборника "Вопросы прикладной физики" 1997, №3

Россия

Научно-техническая библиотека Балаковского института техники, технологии и управления (413800, Балаково, ул. Чапаева, 140).

Библиотека Балаиовского педагогического института (412340, Балаиов, ул. К. Маркса, 29).

Библиотека Алтайского государственного университета (656099, Барнаул, пр. Социалистический, 68).

Библиотека Волгоградского государственного университета (400063, Волгоград, ул. 2-я Продольная, 20).

Фундаментальная библиотека Воронежского государственного университета (394000, Воронеж, пр. Революции, 24).

Библиотека Днепропетровского государственного университета (320600, Днепропетровск, пр. К. Маркса, 36).

Научная библиотека Уральского государственного университета (620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 510).

Научная библиотека Иркутского государственного университета (664000, Иркутск, бульвар Ю. Гагарина, 24).

Научная библиотека Казанского государственного университета (420008, Казань, ул. Ленина, 18).

Библиотека Калининградского государственного университета (236040, Калининград, ул. Университетская, 2).

Библиотека Кемеровского государственного университета (650043, Кемерово, ул. Красная, 6).

Научная библиотека Краснодарского государственного университета (350000, Краснодар, ул. К. Либкнехта, 149).

Российская государственная библиотека (101600, Москва, Воздвиженка, 8).

Библиотека Администрации Президента Российской Федерации (Москва).

Научная библиотека им. А.М. Горького Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (103031, Москва, ул. Моховая, 9).

Государственная публичная научно-техническая библиотека России (103031, Москва, ул. Кузнецкий мост, 12).

Библиотека института научной информации по общественным наукам Российской академии наук (117417, Москва, ул. Красикова, 28/21).

Библиотека по естественным наукам РАН (119890, Москва, Знаменка, 11).

Государственная публичная историческая библиотека Российской Федерации (101000, Москва, Старосадский пер., 9).

Библиотека Всероссийского института научной и технической информации РАН (125219, Москва, ул. Балтийская, 14).

Государственная общественно-политическая библиотека (129256, Москва, ул. В. Пика, 4, корп. 2).

Центральная научная сельскохозяйственная библиотека (107804, Москва, Орликов пер., 3, корп. "В").

Центральная политехническая библиотека (101000, Москва, Политехнический пр., 2).

Государственная центральная научная медицинская библиотека (117418, Москва, ул. Красикова, 30).

Фундаментальная библиотека Новгородского государственного университета (603600, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корпус 1).

Государственная публичная научно-техническая библиотека Сибирского отделения РАН (630200, Новосибирск, ул. Восход, 15).

Научная библиотека Новосибирского государственного университета (630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2).

Библиотека Пермского государственного университета (614022, Пермь, ул. Букирева, 15).

Библиотека Петрозаводского государственного университета (185018, Петрозаводск, пр. Ленина, 85).

Научная библиотека Ростовского государственного университета (344006, Ростов-на-Дону, ул. Пушкинская, 148).

Библиотека Самарского государственного университета (443011, Самара, ул. Потапова, 64/163).

Российская национальная библиотека (191069, Санкт-Петербург, ул. Садовая, 18).

Библиотека РАН (199164, Санкт-Петербург, Биржевая линия, 1).

Научная библиотека Санкт-Петербургского государственного университета (Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9).

Библиотека Мордовского государственного университета (430000, Саранск, ул. Большевикская, 68).

Научная библиотека Саратовского государственного университета (410026, Саратов, ул. Университетская, 42).

Библиотека Саратовского государственного аграрного университета и института механизации и электрофикации сельского хозяйства (410600, Саратов, ул. Советская, 60).

Библиотека Саратовского авиационного колледжа (410028, Саратов, ул. Советская, 17).

Библиотека Саратовского государственного педагогического института (410028, Саратов, ул. Мичурина, 92).

Библиотека Саратовского индустриально-педагогического колледжа им. Ю.А. Гагарина (410760, Саратов, ул. Сакко и Ванцетти, 15).

Научная библиотека института ветеринарной педиатрии и биотехнологии (410005, Саратов, ул. Соколова, 335).

Библиотека Саратовского государственного социально-экономического университета (410600, Саратов, ул. Радищева, 89).

Библиотека Поволжской академии государственной службы (410032, Саратов, ул. Соборная, 23/25).

Научная библиотека Саратовского государственного аграрно-технического университета имени Вавилова (410710, Саратов, Театральная площадь, 1).

Библиотека колледжа радиотехники им. Яблочкова (410740, Саратов, ул. Астраханская, 77).

Центральная городская библиотека (410005, Саратов, ул. Зарубина, 158/162).

Научно-техническая библиотека Саратовского государственного технического университета (410054, Саратов, ул. Политехническая, 77).

Библиотека Саратовской государственной академии права (410056, Саратов, ул. Чернышевского, 104).

Библиотека института проблем точной механики и управления РАН (410028, Саратов, ул. Рабочая, 24).

Библиотека Всероссийского государственного колледжа строительства мостов и гидротехнических сооружений (410028, Саратов, ул. Рабочая, 14).

Саратовская областная универсальная научная библиотека (410730, Саратов, ул. М. Горького, 40).

Научная библиотека Саратовского государственного медицинского университета (410030, Саратов, ул. Соколова, 89).

Библиотека Саратовского отделения института радиоэлектроники РАН (410019, Саратов, ул. Зеленая, 38).

Научная библиотека Тверского государственного университета (170000, Тверь, ул. Трехсвятская, 16/31).

Научная библиотека Томского государственного университета (634010, Томск, пр. Ленина, 34 А).

Научная библиотека Ульяновского государственного университета (432700, Ульяновск, ул. Л. Толстого, 42).

Библиотека Башкирского государственного университета (450074, Уфа, ул. Фрунзе, 32).

Хабаровская краевая научная библиотека (680671, Хабаровск, ул. К. Маркса, 1/72).

Центральная городская библиотека (413100, Энгельс, ул. М. Горького, 24-А).

Библиотека технологического института Саратовского государственного технического университета (413100, Энгельс, пл. Свободы, 17).

Библиотека Поволжского кооперативного института (413100, Энгельс, ул. Красноармейская, 24).

Библиотека Ярославского государственного университета (150000, Ярославль, ул. Советская, 14).

Германия

Немецкое исследовательское общество (Deutsche Forschungsgemeinschaft DFG, Kennedyallee 40, 53175 Bonn).

Грузия

Библиотека Тбилисского государственного университета (320028, Тбилиси, пр. И. Чавчавадзе, 1).

Белоруссия

Фундаментальная библиотека Минского государственного университета (220080, Минск, Университетский городок).

Казахстан

Научная библиотека Казахского государственного университета (480121, Алма-Ата, ул. Тимирязева, 46).

Молдавия

Научная библиотека Молдавского государственного университета (277003, Кишинев, ул. Садовая, 60).

США

Библиотека Конгресса США (The Library of Congress European & Latin American Acquisition Division, 101 Independence Ave., S. E. Washington, D.C. 20540-4180, USA).

Украина

Научная библиотека Киевского государственного университета (252601, Киев, ул. Владимирская, 58).

Научная библиотека Львовского государственного университета (290601, Львов, ул. Драгоманова, 5).

Центральная научная библиотека Харьковского государственного университета (310077, Харьков, пл. Дзержинского, 4).

Эстония

Фундаментальная библиотека Тартуского государственного университета (202400, Тарту, ул. Струве, 1).

СОДЕРЖАНИЕ

ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО – МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

<i>А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин, С.С. Аркадакский А.С. Шаповалов</i>	Проблемный подход к изучению численных методов решения линейных двухточечных граничных задач студентами - физиками	3
	Методика расчёта спектра флуктуаций поперечных смещений электронного пучка на катоде (общий случай)	5
<i>А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин А.С. Шаповалов</i>	Об интегральных оценках параметров задачи Бюффона	7
<i>В.В. Машников, А.С. Шаповалов</i>	Об одном методе получения закона распределения Пуассона	9
<i>А.А. Скاتцов</i>	Ангармонический осциллятор в общем курсе физики	10
<i>А.С. Шаповалов</i>	Второй закон Ньютона в курсе общей физики	11
	Методика расчёта спектра флуктуаций поперечной скорости электронного пучка на катоде (общий случай)	14
<i>Р.Ф. Мухамедов</i>	О лавинных уравнениях Таундсенда	15
<i>Б.Н. Кондрашов, В.Г. Медокс, М.А. Клочков</i>	О возможности реализации поисковой модели обучения в общем физическом практикуме	17
<i>Л.Я. Майофис, В.Г. Медокс</i>	Маятник Жуковского как автоколебательная система (лекционный эксперимент)	18
<i>С.Б. Ветиг, В.Н. Шевцов</i>	Задачи олимпиады по физике для абитуриентов Саратовского госуниверситета 1998 года	20
<i>А.А. Князев, В.Н. Шевцов</i>	Программы математического моделирования для лабораторных работ в среде визуального программирования DELPHI	22
<i>А.И. Жбанов, Д.Ф. Шаповалов, В.Н. Шевцов</i>	Применение методов компьютерного моделирования для измерения теплофизических характеристик теплоизоляторов в теплофизическом практикуме	23
<i>Б.Н. Кондрашов, В.Г. Медокс, М.А. Клочков</i>	О движении броуновских частиц в электрическом поле	24
<i>В.Н. Шевцов</i>	Об изучении теоремы сложения скоростей в курсе физики	25

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

<i>А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин, С.С. Аркадакский</i>	Хаотические отображения для усеченных статистических распределений	26
<i>А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин</i>	Инвариантные меры для хаотических разностных уравнений с точными решениями	29
<i>А.Ф. Голубенцев, С.С. Аркадакский, В.М. Аникин</i>	Дробно-линейное хаотическое отображение	32
<i>В.М. Аникин, А.Ф. Голубенцев</i>	Марковские модели флуктуаций полевой эмиссии	33

ИНСТРУМЕНТЫ, АППАРАТУРА, КОМПОНЕНТЫ И ТЕХНИКА

<i>А.С. Шаповалов, А.А. Никитин, В.В. Машников, С.А. Шаповалов, С.А. Кудряшов</i>	Экспериментальное исследование динамических и шумовых параметров однодиодных СВЧ-генераторов на многоструктурных ЛПД	37
<i>А.А. Скатцов</i>	Долговечность катода ЛБВ с многослойным керном	40
<i>А.С. Шаповалов, А.А. Никитин, В.В. Машников, С.А. Шаповалов</i>	Многодиодный СВЧ-генератор на ЛПД	43
<i>А.А. Скатцов, В.С. Кошелев</i>	Формоустойчивость катода ЛБВ с перфорированным держателем	45
<i>В.М. Живайкин, А.Г. Жуков, М.А. Клочков, Б.Н. Кондрашов</i>	Простая система цифровой регистрации масс-спектров	47
<i>А.В. Стрельцов, С.А. Букесов</i>	Использование трехмерных диаграмм при моделировании вакуумных люминесцентных дисплеев	49
<i>А.И. Жбанов, В.С. Кошелев, В.В. Хроменков, В.Н. Шевцов</i>	Численный анализ нестационарного теплового режима технологического реактора типа "Изотрон"	52

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ; ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ОПТИКА

<i>Б.С. Дмитриев, М.А. Дмитриева, Ю.Д. Жарков</i>	Экспериментальное определение фазового фокуса электронных сгустков	54
<i>А.А. Никитин, А.С. Шаповалов, В.В. Машников, С.А. Шаповалов,</i>		

СОДЕРЖАНИЕ

<i>О.С. Плеханов, А.И. Варламов</i>	К вопросу о фликкер - шуме источников питания	56
<i>А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов</i>	Функция когерентности амплитудно-фазовых флуктуаций сигнала полупроводникового СВЧ-генератора	58
<i>А.С. Шаповалов</i>	Технический спектр флуктуаций сигнала генератора обратной волны магнетронного типа	60
<i>А.А. Игнатьев, И.В. Кулаков</i>	Численное моделирование нестационарных процессов в СВЧ-транзисторных структурах с учетом внешних	62
<i>А.С. Шаповалов</i>	Спектры модуляционных шумов генератора обратной волны магнетронного типа	64
<i>А.С. Шаповалов</i>	Флуктуации сигнала и их спектры, вызванные СВЧ-пучками электронного пучка генератора обратной волны магнетронного типа	66
<i>В.В. Каштанов, А.В. Сапрыгин, В.Г. Андрианов</i>	Измерение малой неравномерности вершины коротких высоковольтных импульсов	69
<i>В.В. Каштанов, А.В. Сапрыгин, А.Ю. Цаллин</i>	Формирование импульсов двойной линией	73
<i>А.И. Михайлов, С.А. Сергеев</i>	Фазовая скорость волны пространственного заряда в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью	75
ОПТИКА		
<i>В.Г. Гайворон, Р.Р. Салимзянов</i>	Влияние интенсивности возбуждения на фотолюминесценцию фосфида галлия	77
<i>В.А. Климов, Н.Г. Олейник, В.А. Павлючук</i>	Математическая модель процесса воспроизведения цветных изображений, зарегистрированных на ФТП-материале	78
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И МАТЕРИАЛЫ		
<i>Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский</i>	Тензор высокочастотной магнитной проницаемости сильно анизотропного феррита с полосовой доменной структурой	81
<i>Ю.П. Шараевский, С.В. Гришин</i>	Особенности спектров электромагнитных волн в металлизированных ферромагнитных слоях	85
<i>И.А. Накрап, А.Н. Савин, Ю.П. Шараевский</i>	Трансформация матрицы рассеяния меандровой линии передачи с ферритовой пленкой при возбуждении магнитостатических волн	89
ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА		
<i>В.Н. Карцев, В.А. Забелин, Л.С. Штыкова</i>	Межмолекулярные взаимодействия и объемные свойства жидких n-алканов и n-спиртов	92
РЕОЛОГИЯ		
<i>Н.Г. Олейник</i>	Моделирование ФТП-процесса с оптической модуляцией полутонных изображений	95
КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ: СТРУКТУРА, МЕХАНИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА		
<i>О.Е. Глухова, А.И. Жбанов, В.С. Кошелев</i>	Расчет температурного поля матричного автоэмиссионного катода	97
ДИНАМИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗОВ		
<i>В.В. Хроменков</i>	Численный метод расчета сложных гидравлических и аэродинамических систем	99
МЕДИЦИНСКАЯ БИОФИЗИКА		
<i>И.А. Шаталин, А.А. Никитин, А.Е. Кригер</i>	Воздействие физических полей на биообъекты	101
PERSONALIA		
<i>А.А. Игнатьев</i>	Всеволод Семенович Стальмахов (к 70-летию со дня рождения)	105
	К 70-летию со дня рождения Всеволода Семеновича Стальмахова	106
	Сведения об авторах	110
	Памятка авторам	111
	Библиотеки, получившие обязательный экземпляр научного сборника "Вопросы прикладной физики" 1997, №3	112

Научное издание

ВОПРОСЫ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

Межвузовский научный сборник

Выпуск 4

Редакторы Л.А. Горюнова, В.А. Трушина
Технический редактор Л.В. Агальцова
Корректоры Е.Б. Крылова, Е.А. Мингеева

Изд. лиц. ЛР № 020305 от 19.02.97.

Подписано в печать 29.12.98.

Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная.

Гарнитура Times.

40р.
Печать офсетная.

Усл. печ. л. 13,48 (14,5). Уч.-изд. л. 13,2.

Тираж 450 экз.

Заказ

Издательство Саратовского университета. 410601, Саратов, ул. Университетская, 42.
Отпечатано с оригинал-макета в РОУ "Народный дом". 410600, Саратов, ул. Горького, 30.

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Напечатано	Следует читать
2	Н.И. Синицын Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов Г.М. Цымбалов Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов	Н.И. Синицын СФ ИРЭ РАН, Саратов Г.М. Цымбалов СФ ИРЭ РАН, Саратов
11	enharmonic	anharmonic
18	$\omega = \sqrt{2Mg/d}$ $T = 2\pi \sqrt{\frac{d}{2Mg}}$	$\omega = \sqrt{2\mu g/d}$ $T = 2\pi \sqrt{\frac{d}{2\mu g}}$
19	$\mu = \frac{2\pi^2 d}{T}$	$\mu = \frac{2\pi^2 d}{T^2 g}$
42	формоустойчивостью при периодическом разогреве; • xxxxxxнить технологию изготовления и сборки	формоустойчивостью при периодическом разогреве; • сохранить технологию изготовления и сборки
103, абл	- 1,0	$z = 7, \quad \frac{N}{1S^2 2S^2 2P^3}$
106	После переезда...	После переезда...
110	<ul style="list-style-type: none"> • Букесов Сергей Александрович • Жарков Юрий Дмитриевич – канд. физ.-мат. наук, профессор, СГУ • Кригер Алексей Евгеньевич – канд. физ.-мат. наук, доцент, СГУ • Цаплина Анна Юрьевна 	<ul style="list-style-type: none"> • Букесов Сергей Алексеевич • Жарков Юрий Дмитриевич – д - р физ.-мат. наук, профессор, СГУ • Кригер Александр Евгеньевич – хирург, НИИ травматологии и ортопедии МЗ России, г. Саратов • Цаплин Антон Юрьевич
112	электрификации	электрификации

408.



ИЗДАТЕЛЬСТВО
САРАТОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА