



ЭФФЕКТЫ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ – ДИЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ

*А.А. Галишиников, Г.М. Дудко, А.В. Кожевников,
Р. Марчелли, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов*

Исследованы эффекты самовоздействия при распространении импульсов поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит – диэлектрик – металл. Обнаружено, что поведение огибающей с ростом мощности для импульсов длительностью τ , меньшей времени развития параметрической неустойчивости t^* ($\tau < t^*$), определяется эффектами самовоздействия, тогда как в случае $\tau > t^*$ определяется параметрической неустойчивостью на временах $t > t^*$. Обсуждено влияние несолитонной части импульса на распространение солитонов и показано, что их суперпозиция может приводить к немонотонной зависимости пиковой амплитуды импульса поверхностных магнитостатических волн на выходной антенне от амплитуды на входе. Показано, что входные импульсы с формой, близкой к прямоугольной, достигают минимальной длительности по уровню 1/2 на расстояниях, близких к половине дисперсионной длины импульса. Численное моделирование зависимостей длительности и пиковой амплитуды выходного импульса от входной амплитуды и длины пробега импульса, выполненное на основе нелинейного уравнения Шредингера, дает качественное совпадение с результатами эксперимента.

Используемые сокращения: ПМСВ – поверхностные магнитостатические волны, ФДМ – феррит – диэлектрик – металл, МСВ – магнитостатические волны, СВЧ – сверхвысокие частоты, ЖИГ – железиттриевый гранат, ФМР – ферромагнитный резонанс, ПОМСВ – прямые объемные магнитостатические волны, ООМСВ – обратные объемные магнитостатические волны, НУШ – нелинейное уравнение Шредингера, ПСВ – параметрические спиновые волны

Введение

Эффекты самовоздействия МСВ, ярким примером которых служит образование солитонов огибающей, перспективны для использования в устройствах обработки информации на основе нелинейных линий передачи СВЧ [1]. В самом деле, соответствующим выбором направления поля подмагничивания можно реализовать распространение МСВ с нелинейным законом дисперсии $\omega = \omega(k, |\varphi|^2)$

(ω – частота, k – волновое число, φ – безразмерная комплексная амплитуда МСВ), который отвечает критерию Лайтхилла на модуляционную неустойчивость [2]:

$$\chi \cdot \beta < 0, \quad (1)$$

где $\beta = \partial^2 \omega / \partial k^2$ и $\chi = \partial \omega / \partial |\varphi|^2$ коэффициенты дисперсии и нелинейности МСВ, соответственно. В высококачественных пленках ЖИГ пороговая падающая мощность P_{th} , необходимая для развития модуляционной неустойчивости, не превосходит 1 Вт, что можно легко реализовать в экспериментах с пленками ЖИГ толщиной $d \leq 100$ мкм и шириной линии ФМР $\Delta H \leq 0.5$ Э. МСВ достаточно легко возбуждаются и принимаются одиночными микрополосками в широком диапазоне частот $1 \div 20$ ГГц. Наконец, дисперсионные свойства МСВ могут быть изменены за счет смены направления и величины поля подмагничивания, размещения вблизи поверхности пленки металлических экранов, диэлектриков или других магнитных пленок, а также за счет резонансного взаимодействия с обменными или упругими модами ферритовой структуры.

Для одиночных пленок ЖИГ принято различать три основных типа дипольных МСВ: ПОМСВ, ООМСВ и ПМСВ. В работе [2] было показано, что ПОМСВ и ООМСВ неустойчивы по отношению к процессам самомодуляции и образования солитонов, тогда как характер дисперсии ПМСВ в изолированных пленках ЖИГ не отвечает критерию Лайтхилла (1). По этой причине солитоны огибающей МСВ в пленках ЖИГ интенсивно исследовались именно в геометрии ПОМСВ [3–6] и ООМСВ [7–11]. С другой стороны, благодаря поверхностному характеру, невзаимному и одномодовому режиму распространения, ПМСВ более удобны для разработки устройств. Поэтому представляет интерес поиск условий модуляционной неустойчивости ПМСВ при распространении в ферритовых структурах.

В работе [12] исследовалось распространение импульсов ПМСВ в пленке ЖИГ с закрепленными поверхностными спинами. В таких пленках на частотах фазового синхронизма дипольной ПМСВ и объемных обменных мод возникает эффективная перестройка закона дисперсии [13]. При этом в достаточно узкой (менее 15 МГц) полосе частот ниже частоты резонанса закон дисперсии перестраивается таким образом, что оказывается выполненным критерий Лайтхилла (1). Именно в таких узких частотных интервалах наблюдалось формирование солитонов огибающей в работе [12]. Однако одновременно с изменением дисперсии существенно возрастают потери ПМСВ [14], что затрудняет использования этого эффекта в устройствах¹.

Известно также, что обеспечить выполнение критерия (1) для ПМСВ можно за счет металлического экрана, размещенного через воздушный зазор толщиной h вблизи поверхности ферритовой пленки [15]. Поскольку металл оказывает заметное влияние на свойства ПМСВ с длиной волны λ сравнимой с толщиной зазора h , то часть дисперсионной характеристики ПМСВ, отвечающая длинам волн $\lambda > h$, изменится. С другой стороны, ПМСВ с длиной волны $\lambda \ll h$ будут иметь дисперсионные свойства, отвечающие изолированной пленке. Легко понять, что для ПМСВ с длинами волн $\lambda \sim h$ наклон дисперсионной кривой будет меняться и, следовательно, знак коэффициента дисперсии также изменится [15]. Именно такая «переходная» область

¹Отметим также, что гибридизация с объемными обменными волнами трансформирует дипольную ПМСВ в дипольно-обменную квазиповерхностную волну.

дисперсионной характеристики (в дальнейшем обозначаемая римской I) ПМСВ с длинами волн $\lambda \sim h$ отвечает условиям формирования солитонов и эффектам само-модуляции [15, 16]. Цель данной работы представить результаты экспериментов по исследованию солитонов ПМСВ в структуре ФДМ и сопоставить их с результатами численного моделирования на основе НУШ.

Отметим, что модуляционная неустойчивость является возможной, но не единственной из неустойчивостей, к которым могут приводить четырехмагنونные² (4М) процессы с законами сохранения

$$2\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad 2\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad (2)$$

где \mathbf{k} и ω волновой вектор и частота ПМСВ, бегущей в пленке ЖИГ; $\mathbf{k}_{1,2}$ и $\omega_{1,2}$ аналогичные величины для неравновесных магновов. Для модуляционной неустойчивости в дополнение к условию (1) необходимо, чтобы неравновесные магноны, генерируемые в процессах (2), находились в фазе с бегущей ПМСВ

$$|\mathbf{k}_{1,2}| \approx k, \quad \omega_{1,2} \approx \omega. \quad (3)$$

Если условие (3) не выполняется ($|\mathbf{k}_{1,2}| \gg k$, например), то неустойчивость МСВ к процессам (2) называется параметрической. Можно ожидать, что в условиях реального эксперимента оба типа неустойчивостей могут сосуществовать и влиять друг на друга. Более того, обе они могут приводить к изменению формы огибающей импульса [3–11, 17] и возникает вопрос, кто из них ответственен за обужение импульса или самомодуляцию в реальном эксперименте. Ранее этот вопрос уже обсуждался для непрерывного [18] и импульсного [19] режимов возбуждения МСВ. В данной работе мы продолжим обсуждение на основе эффектов распространения ПМСВ в ФДМ структуре. Дело в том, что дисперсионная характеристика ПМСВ в ФДМ структуре может быть разбита на три части: $\lambda \sim h$ (I), $\lambda \gg h$ (II) и $\lambda \ll h$ (III). Для ПМСВ на частотах, отвечающих участкам дисперсии II и III, критерий (1) не выполняется, поскольку коэффициенты дисперсии и нелинейности оба отрицательны ($\beta, \chi < 0$) и только параметрическая неустойчивость возможна. В области I могут развиваться как модуляционная, так и параметрическая неустойчивости. Эти свойства дисперсии ПМСВ в ФДМ структуре позволяют сравнить поведение огибающей импульсов ПМСВ под влиянием только параметрической неустойчивости (при выборе частоты на участках дисперсии II и III) и когда оба типа неустойчивостей возможны (область I).

Другой проблемой, которую мы здесь затронем, является задача по изучению взаимодействия солитона с дополнительной волной накачки, распространяющейся одновременно в ФДМ структуре. Эта проблема активно исследуется в последнее время с точки зрения управления распространением солитона в магнитных пленках с помощью СВЧ [11, 20].

Один из подходов по реализации управления развитием модуляционной неустойчивости МСВ может быть основан на фазовой кросс-модуляции между двумя ПМСВ, одновременно распространяющимися в пленке ЖИГ [20–23]. Было показано, что дополнительный сигнал МСВ может приводить к подавлению [20], или,

²4М процессы доминируют для ПМСВ в пленках ЖИГ в диапазоне полей $H_0 > 2\pi M_0 \approx 780$ Э, где трехмагنونные (3М), или сулловские процессы первого рода, запрещены законами сохранения.

наоборот, созданию [21–23] условий для модуляционной неустойчивости МСВ, распространяющейся в пленке ЖИГ. Другая возможность может быть связана с влиянием параметрических спиновых волн, возбуждаемых дополнительной накачкой, на распространение МСВ [24].

Ранее влияние дополнительной МСВ в форме непрерывного сигнала на распространение солитонов ПОМСВ и ООМСВ в пленках ЖИГ экспериментально исследовалось в работе [11]. Было показано, что непрерывный сигнал мощностью выше некоторого порога приводит к сильному затуханию солитона. Понятно, что в случае, когда накачка имеет вид импульсного сигнала, ее влияние будет определяться длительностью импульса и временем задержки между импульсами. В данной работе мы представим результаты эксперимента по взаимодействию импульсов ПМСВ в ФДМ структуре.

В большинстве экспериментов по исследованию распространения солитонов МСВ в пленках ЖИГ выходной импульс отождествлялся с солитоном. Однако, если входная мощность МСВ превышает порог образования солитона, часть энергии входного импульса не «входит» в солитон и образует несолитонную (дисперсионную) волну [25]. В данной работе мы покажем, что интерференция этих волн может приводить к эффекту насыщения зависимости пиковой амплитуды выходного импульса от входной амплитуды, который наблюдался ранее для солитонов ПОМСВ [4, 5] и ООМСВ [7, 8].

Отметим, что дисперсия играет важную роль в формировании и распространении солитона. Во-первых, дисперсия выполняет роль обратной связи при развитии модуляционной неустойчивости и формировании солитона. Также хорошо известно, что из-за потерь на некоторой длине пробега амплитуда импульса МСВ становится недостаточной для поддержки солитона, и импульс начинает расплываться по мере дальнейшего распространения. Однако для входных импульсов прямоугольной формы дело может обстоять гораздо сложнее. Действительно, для таких импульсов дисперсионное возмущение фронтов вносит вклад в поведение огибающей сразу после его «входа» в пленку, что должно приводить к существенным отличиям от обычно рассматриваемого примера гауссова импульса [26]. Если воспользоваться аналогией с задачей о дифракции волнового пучка [27, 28], то в распространении прямоугольного импульса можно выделить ближнюю зону, где имеет место интерференция главной части импульса и волн, отвечающих высокочастотным и низкочастотным спектральным составляющим импульса. Мы покажем, что для солитоноподобных импульсов МСВ указанная интерференция может вносить сопоставимый с нелинейностью вклад в обычно измеряемую в экспериментах с солитонами МСВ длительность импульса по уровню $1/2$.

1. Экспериментальные результаты

1.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Импульсы СВЧ с синтезатора частот векторного анализатора цепей VNAHP8510, модулируемого генератором импульсов HP8112A, поступали на ЛБВ с коэффициентом усиления $30 \dots 40$ дБ в полосе частот $4 \dots 8$ ГГц. Для уменьшения влияния отражений на работу СВЧ генераторов и ЛБВ использовались вентили. Падающая мощность в

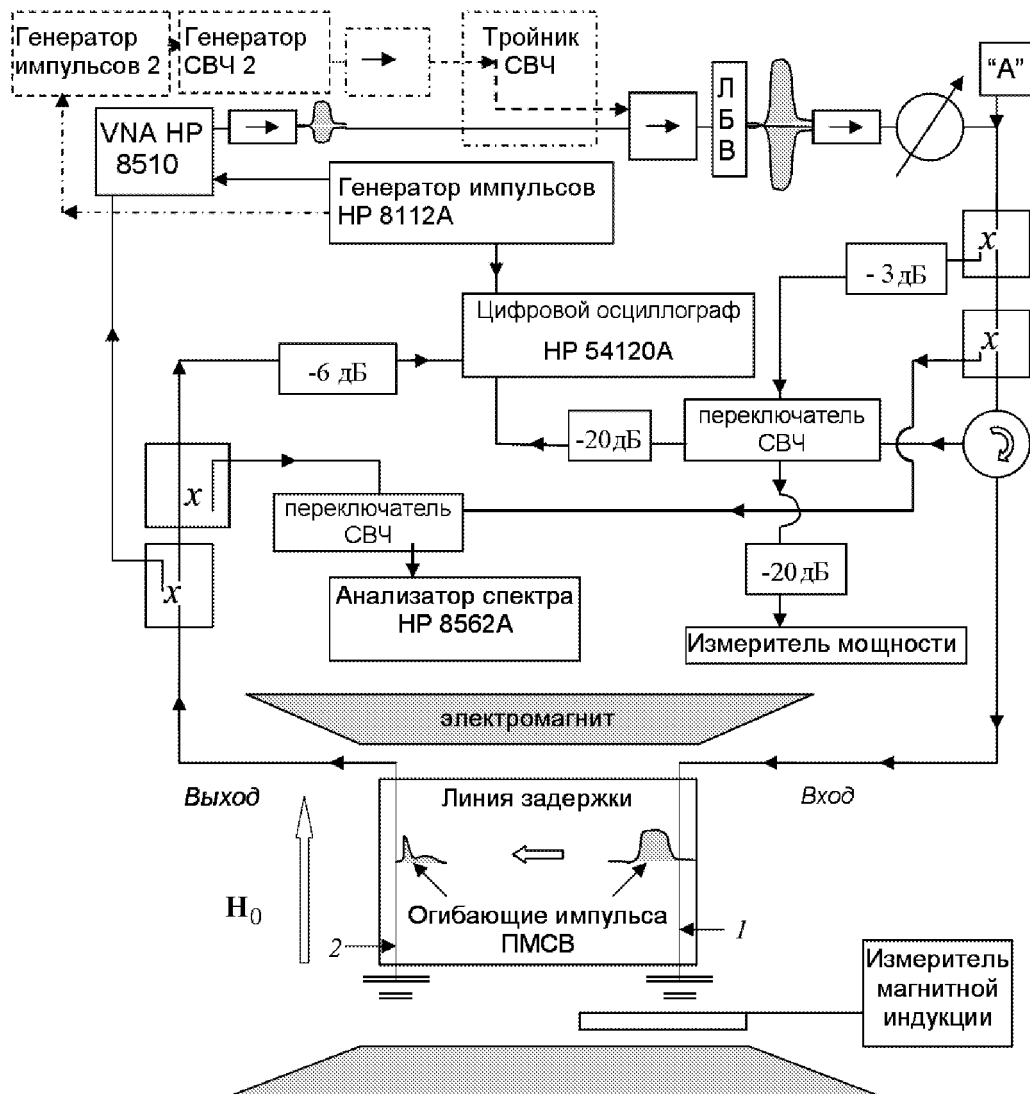


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

точке «А» контролировалась с помощью прецизионного аттенюатора и не превышала во всем диапазоне частот величины 600 мВт. Использовались импульсы с формой, близкой к прямоугольной, с длительностью фронта и среза не более 5 нс и минимальной длительностью по полувысоте $T_0 \approx 20$ нс. Импульсы поступали на входной преобразователь (обозначен цифрой 1 на рис. 1) макета линии задержки на основе ФДМ структуры, где преобразовывались в сигнал ПМСВ, который распространялся по структуре. Для измерения параметров падающего и отраженного импульсов использовались измеритель мощности, цифровой осциллограф HP54120A и анализатор спектра HP8562A, куда СВЧ сигнал поступал через направленные ответвители и циркуляторы. Сигнал, прошедший через ФДМ структуру, принимался выходным преобразователем (обозначен цифрой 2 на рис. 1). В непрерывном режиме с помощью векторного анализатора цепей измерялись амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики макета линии задержки. Параметры импульсов контролировались цифровым осциллографом и анализатором спектра.

Часть экспериментальной схемы, выделенная пунктиром на рис. 1, добавлялась при исследовании влияния дополнительной накачки на распространение импульсов ПМСВ в ФДМ структуре.

1.2. Характеристика ФДМ структуры

Эксперименты выполнялись с ФДМ структурой, схематично показанной на рис. 2. ПМСВ возбуждались микрополосками шириной 30 мкм и длиной 4 мм, изготовленными фотолитографически на поликоровых подложках толщиной 250 мкм, которые, в свою очередь, размещались на подвижных металлических пьедесталах, разделенных расстоянием S . Чтобы создать ФДМ структуру, дополнительный кусок металла длиной $S \approx 3; 5; 8$ мм помещался между преобразователями так, чтобы толщина h зазора между поверхностью пленки ЖИГ и металлом составляла $h_1 \approx 100$ мкм и $h_2 \approx 200$ мкм. Неоднородность воздушного зазора на длине S была меньше 10%. Пленка ЖИГ имела параметры: толщину $d \approx 14$ мкм, ширину $w = 2$ мм, длину $l \approx 18$ мм, ширину линии ФМР $\Delta H \approx 0.3$ Э, намагниченность насыщения $4\pi M_0 \approx 1750$ Гс.

ФДМ структура помещалась между 6-дюймовыми полюсами электромагнита в область высокой пространственной однородности магнитного поля. Поле \mathbf{H}_0 ориентировалось вдоль микрополосок и менялось в диапазоне $H_0 = 890 \div 1100$ Э, где только 4М процессы разрешены [1].

На рис. 3 приведена частотная зависимость времени задержки ПМСВ $T(f)$, рассчитанная по фазочастотной характеристике непрерывного сигнала ПМСВ, прошедшего через ФДМ структуру. Видно, что зависимость $T(f)$ состоит из 3 частей. Части II и III характеризуются положительным наклоном, тогда как часть I – отрицательным. Чтобы показать изменение знака коэффициента дисперсии ПМСВ на участке I зависимости $T(f)$, воспользуемся дисперсионным уравнением для ПМСВ в ФДМ структуре [29]

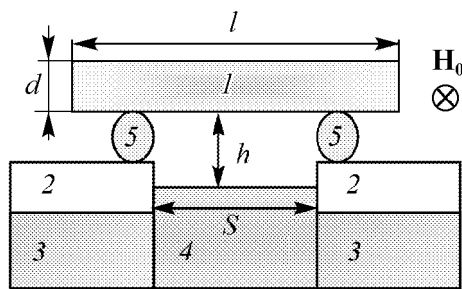


Рис. 2. Схематичный вид макета ФДМ структуры: 1 – пленка ЖИГ, 2 – поликоровые подложки, 3 и 4 – металл, 5 – микрополоски

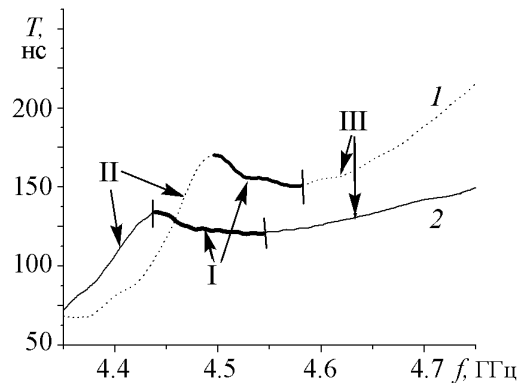


Рис. 3. Экспериментальные частотные зависимости времени задержки ПМСВ $T(f)$ в ФДМ структуре при двух значениях величины воздушного зазора: 1 – $h_1 \approx 100$ мкм; 2 – $h_2 \approx 200$ мкм. Расстояние между преобразователями $S \approx 5$ мм, внешнее магнитное поле $H_0 \approx 897$ Э

$$-thkh + \mu(thkh - 1) cthkd + \mu_a s(thkh - 1) + \mu^2 - \mu_a^2 = 0, \quad (4)$$

где $\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_m) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\mu_a = \frac{\omega_m \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\omega_H = gH$, $\omega_m = 4\pi g M_0$,

$g/2\pi \approx 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение в ЖИГ.

На рис. 4 приведены рассчитанные из (4) время задержки ПМСВ $T(f)$, коэффициенты дисперсии β и нелинейности χ , а также волновые числа k ПМСВ как функции частоты ПМСВ в ФДМ структуре с параметрами, отвечающими рис. 3. Видно, что на частотах, соответствующих участку I в зависимости $T(f)$, знак коэффициента β положителен, тогда как коэффициент нелинейности χ отрицателен, как того требует критерий (1). Отметим, что в ФДМ структуре с выбранными параметрами волновые числа ПМСВ, соответствующие участку I, лежат в интервале $50 < k < 140$ см⁻¹ (см. кривую 4 на рис. 4).

При исследовании нелинейных волн важным параметром является мощность сигнала. Из-за рассогласования микрополосковой линии и пленочного ЖИГ волновода МСВ, лишь часть падающей СВЧ мощности преобразуется в МСВ. «Вошедшая» в ФДМ структуру мощность ПМСВ P_{in} рассчитывалась нами с помощью соотношения

$$P_{in} \approx P_r(H^*) - P_r(H), \quad (5)$$

где $P_r(H^*)$ и $P_r(H)$ значения отраженной от входного микрополоска СВЧ мощности, измеренные при поле H , отвечающему возбуждению ПМСВ при выбранной частоте сигнала F , и при значении поля $H^* = 4$ кЭ $\gg F/g$. На рис. 5 приведены рассчитанные по формуле (5) зависимости мощности ПМСВ P_{in} от падающей P_0 . Можно видеть, что в мощность ПМСВ переходит около 10% от падающей.

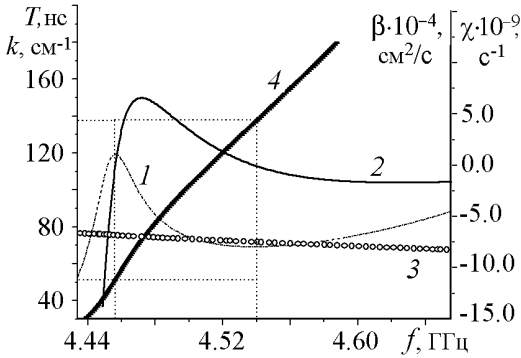


Рис. 4. Рассчитанные частотные зависимости времени задержки T – 1, коэффициентов дисперсии β – 2, нелинейности χ – 3 и волнового числа k – 4 ПМСВ в структуре ФДМ с параметрами $S \approx 5$ мм, $H_0 \approx 897$ Э, $h_2 \approx 200$ мкм. Вертикальными и горизонтальными пунктирными линиями выделены области частот и волновых чисел, которые отвечают области I зависимости $T(f)$ (см. рис. 3)

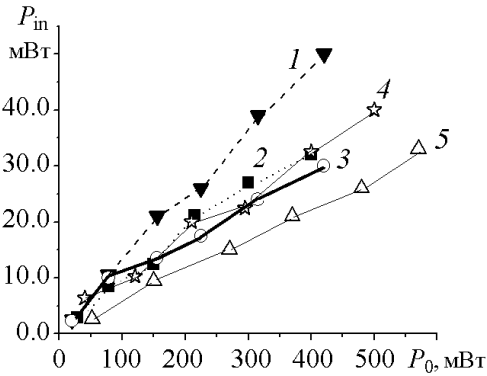


Рис. 5. Зависимость мощности P_{in} ПМСВ в ФДМ структуре от падающей мощности P_0 в ФДМ структуре с параметрами $S \approx 5$ мм, $H_0 \approx 897$ Э, $h_2 \approx 200$ мкм для различных частот (МГц) ПМСВ: 1 – 4430, 2 – 4460, 3 – 4500, 4 – 4530, 5 – 4600

Безразмерную амплитуду ПМСВ φ можно оценить с помощью соотношения [24]

$$P_{in} = V_g \cdot d \cdot w \cdot \varphi^2 \cdot M^2 \cdot 10^{-7}, \quad (6)$$

где V_g – групповая скорость ПМСВ, $M \approx 140$ Гс – намагниченность ЖИГ, P_{in} выражена в мВт. Для ПМСВ мощностью $P_{in} < 600$ мВт и групповой скоростью $V_g \approx (2 \dots 5)10^6$ см²/с безразмерная амплитуда ПМСВ φ не превосходит $\varphi \leq 0.25$.

1.3. Распространение импульсов ПМСВ в ФДМ структуре

В экспериментах использовались СВЧ импульсы с частотой $4 \div 6$ ГГц, длительностью от $T_0 \approx 20$ нс до $T_0 \approx 1$ мкс и мощностью $P_0 \leq 600$ мВт. Исследовались зависимости огибающей импульсов с частотами, отвечающими областям I, II и III зависимости $T(f)$ от уровня входной мощности P_{in} и расстояния S между преобразователями.

Рассмотрим результаты, подтверждающие связь поведения огибающей импульса с условием выполнения критерия (1) (рис. 6). Частоты F_1 , F_2 и F_3 возбуждае-

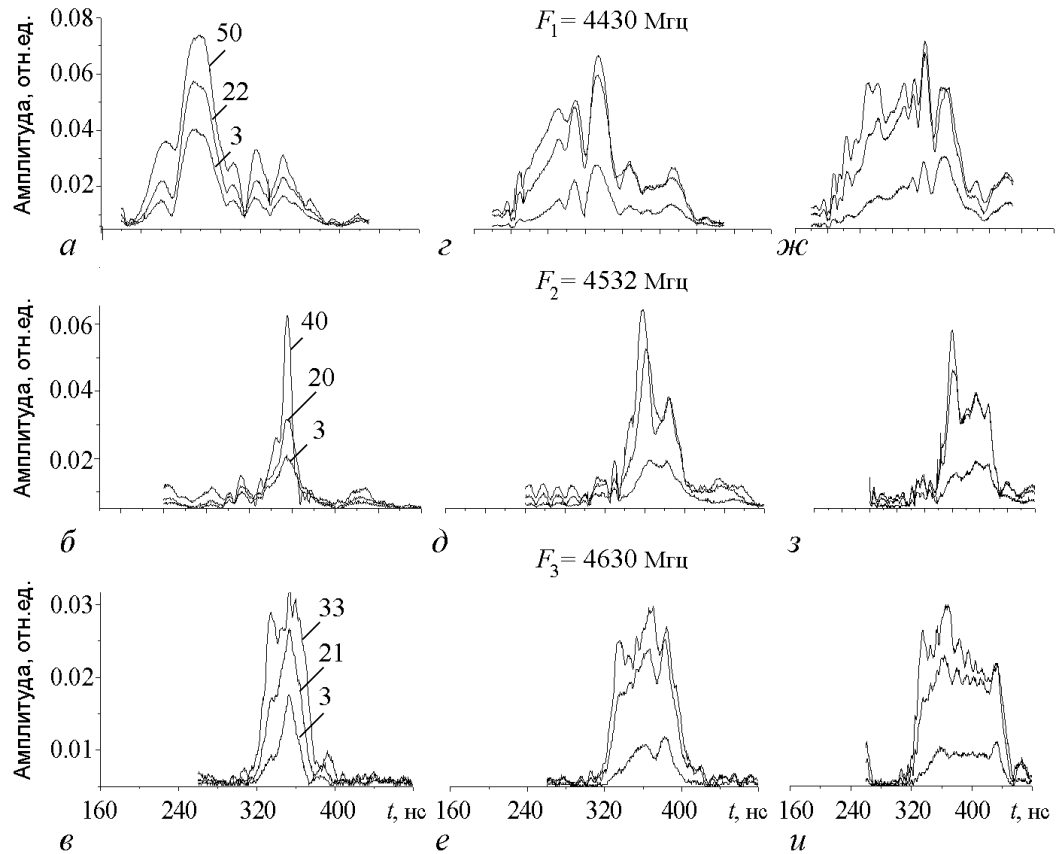


Рис. 6. Поведение огибающей импульсов ПМСВ с частотами F_1 , F_2 и F_3 как функции мощности ПМСВ P_{in} , измеренной в мВт (см. цифры у кривых (а-е)). Длительность импульсов ПМСВ составляет $T_0 \approx 20$ нс (а-в), $T_0 \approx 50$ нс (г-е), $T_0 \approx 80$ нс (ж-и). Параметры ФДМ структуры: $S \approx 8$ мм, $H_0 \approx 897$ Э, $h_1 \approx 100$ мкм

мых импульсов отвечают соответственно областям II, I и III частотной зависимости времени задержки ПМСВ в ФДМ структуре. Длительность импульсов τ в нс (измеренная по уровню 1/2), и W в процентах относительно длительности входного импульса ($W = \tau/T_0 \cdot 100\%$) показаны в таблице.

Таблица

T_0 , нс		20		50		80	
	P_{in} , мВт	Длительность выходных импульсов ПМСВ τ , нс и W ,%					
		τ	W	τ	W	τ	W
F_1	3	38	190	46	92	61	76
	22	39	195	62	124	83	103
	50	59	295	73	146	95	119
F_2	3	26	130	45	90	65	81
	20	13	65	38	76	66	82
	40	9	45	20	40	47	59
F_3	3	18	90	45	90	76	95
	21	38	190	63	126	90	112
	33	44	220	67	134	93	116

Для входных импульсов длительностью $T_0 = 20$ нс и с частотой $F_2 = 4532$ МГц рост мощности ПМСВ от $P_{in} \approx 3$ мВт до $P_{in} \approx 40$ мВт приводит к уменьшению длительности выходных импульсов ПМСВ с $\tau = 26$ нс до $\tau = 9$ нс (рис. 6, б). Из таблицы видно, что относительная длительность импульса W падает более чем вдвое с ростом мощности. Наоборот, на частотах $F_1 = 4430$ МГц (рис. 6, а) и $F_3 = 4630$ МГц (рис. 6, в), которые отвечают участкам II и III дисперсионной зависимости ПМСВ и где критерий Лайтхилла не выполняется, длительность выходных импульсов растет с увеличением мощности ПМСВ P_{in} .

Для импульсов длительностью больше, чем $t^* \approx 30$ нс на временах $t > t^*$ наблюдается насыщение амплитуды импульса с ростом мощности независимо от частоты (рис. 6, з-и). С ростом длительности импульса уровень амплитуды на участке ограничения стремится к некоторому уровню, который отвечает пороговой мощности $P_{th} \approx 1 \div 2$ мВт (рис. 7).

Покажем, что насыщение амплитуды импульса ПМСВ на временах $t > t^* \approx 30$ нс на рис. 6, з-и не связано с изменением условий согласования микрополоски и пленки ЖИГ. Для этого обратимся к рис. 8, а, где приведены огибающие «входных» импульсов ПМСВ, полученные вычитанием отраженных от входной антенны СВЧ импульсов в соответствии с выражением (5) для случая $F = 4532$ МГц, $H = 897$ Э, $T_0 = 150$ нс

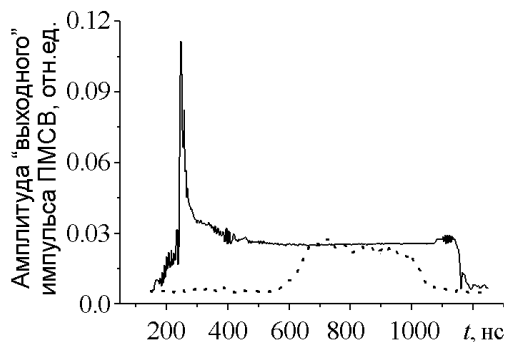


Рис. 7. Выходные импульсы ПМСВ на частоте $F_2 \approx 4532$ МГц длительностью $T_0 \approx 900$ нс и мощностью $P_{in} \approx 27$ мВт (сплошная линия) и длительностью $T_0 \approx 200$ нс и мощностью $P_{in} \approx 1$ мВт (пунктирная линия) в ФДМ структуре с параметрами, идентичными приведенным на рис. 6

при различных уровнях P_{in} . Видно, что «входные» импульсы не имеют видимого насыщения амплитуды. Для сравнения на рис. 8, б показаны «входные» импульсы ПМСВ той же длительности $T_0 = 150$ нс при поле $H_0 = 606$ Э и частоте $F = 3451$ МГц, когда 3М процессы разрешены. Можно видеть, что «входной» импульс демонстрирует насыщение амплитуды при превышении мощности порога процессов 3М распада с законами сохранения

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad \omega = \omega_1 + \omega_2. \quad (7)$$

Отметим, что эффект ограничения амплитуды на срезе входного импульса МСВ на рис. 8, б находится в согласии с хорошо известными результатами по исследованию характеристик шумоподавителя [30, 31] и измерения «входной» мощности ПМСВ в непрерывном режиме [32].

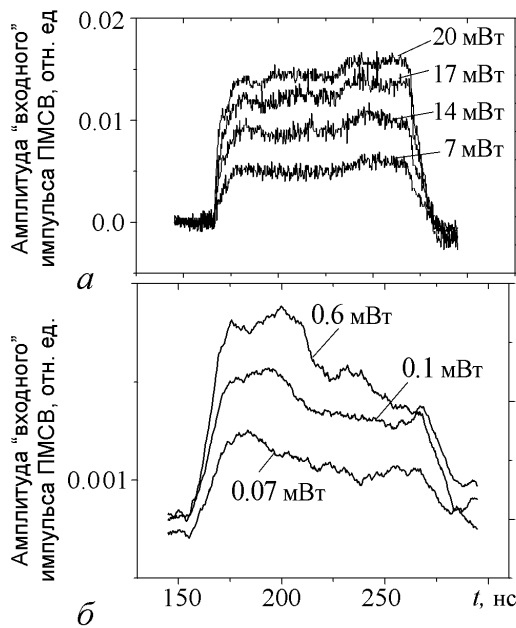


Рис. 8. Зависимость формы «входных» импульсов ПМСВ от мощности ПМСВ P_{in} (см. цифры у кривых) в случае: а – 4М неустойчивости, $F_2 \approx 4532$ МГц, $H_0 \approx 897$ Э; б – 3М неустойчивости $F \approx 3451$ МГц, $H_0 \approx 606$ Э. Длительность падающего импульса СВЧ $T_0 \approx 150$ нс

Величину пороговой амплитуды φ_{th} можно оценить с помощью выражения для порога сулловской неустойчивости второго рода [33]

$$\varphi_{th} = \sqrt{\frac{g\Delta H_k \cdot f}{\tilde{f}_H(\tilde{f}_H + f_m)}}, \quad (8)$$

где $\tilde{f}_H = f_H + f_m \cdot D \cdot k_{1,2}^2$, $D = 3 \cdot 10^{-11}$ см² – обменная константа в ЖИГ. При $\Delta H_k \approx 0.2 \div 0.35$ Э из (8) получим значение пороговой амплитуды $\varphi_{th} \approx 0.013 \div 0.018$, которое близко к экспериментальному значению $\varphi_{th} \approx 0.02$.

Из сравнения вида огибающей импульса ПМСВ, вошедшего в пленку (см. рис. 8, а) и принятого выходной антенной (см. рис. 7 и б), следует, что 4М неустойчивость ПМСВ развивается в процессе распространения импульса в пленке ЖИГ.

Понятно, что насыщение амплитуды импульсов ПМСВ длительностью $T_0 \geq 30$ нс (см. рис. 6, z-u) обусловлено 4М параметрической неустойчивостью. При величине групповой скорости $V_g \approx 4 \cdot 10^6$ см/с для пороговой мощности $P_{th} \approx 1$ мВт из (6) получим пороговые значения безразмерной амплитуды $\varphi_{th} \approx 0.02$ и амплитуды СВЧ намагниченности $m_{th} \approx \varphi_{th} \cdot M \approx 2.8$ Гс. С другой стороны, в приближении однородности распределения амплитуды ПМСВ по толщине пленки, в результате процессов (2) рождаются бегущие вдоль магнитного поля, вырожденные по частоте параметрические спиновые волны с волновыми числами $|\mathbf{k}_{1,2}| \approx 10^5$ см⁻¹.

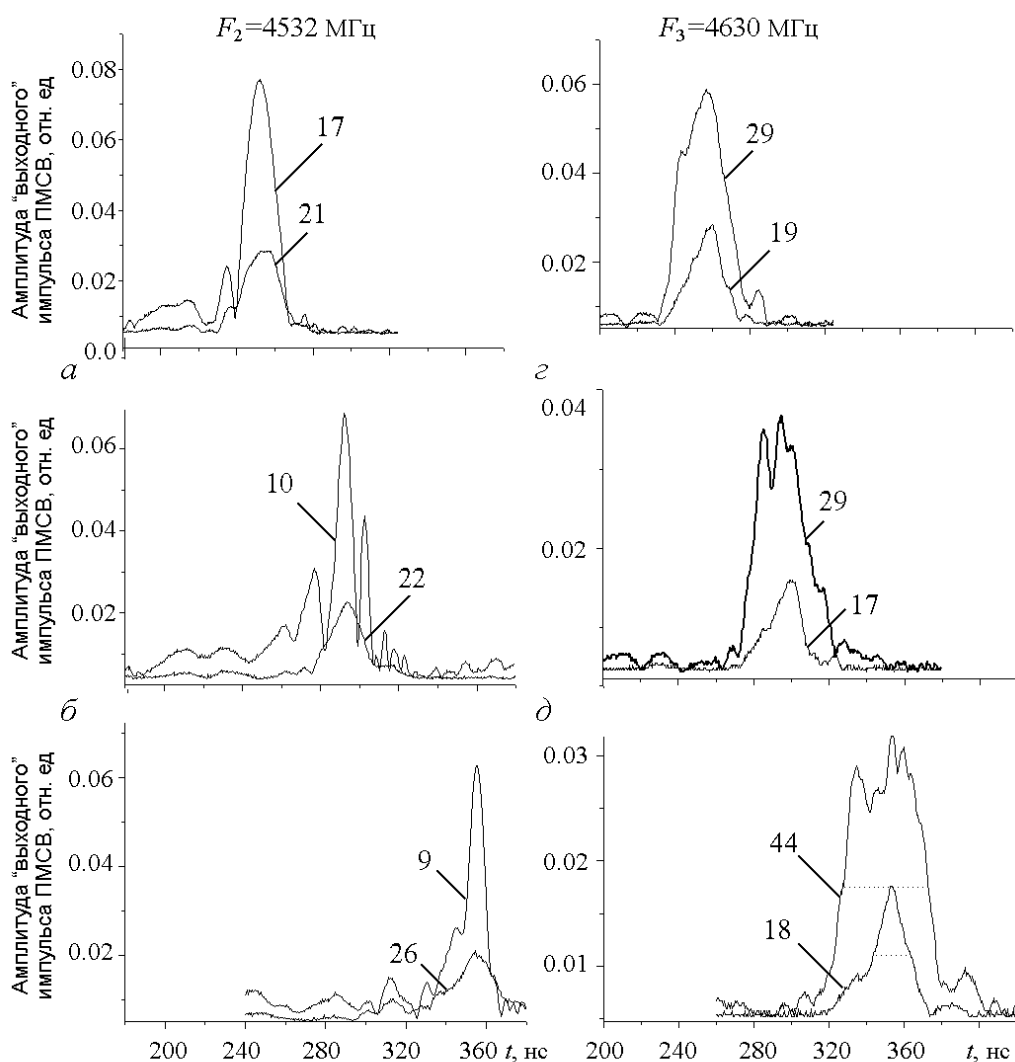


Рис. 9. Выходные импульсы ПМСВ как функции расстояния S , мм между преобразователями: a, z – 3.0; b, d – 5.0; e, e – 8.0 в ФДМ структуре с параметрами, соответствующими рис. 6. При этом верхние и нижние кривые на рис. a – $в$ и z – e отвечают максимальным и минимальным значениям мощности ПМСВ на рис. 6, b и e , соответственно. Цифры у кривых обозначают длительность импульсов ПМСВ τ нс, измеренных по уровню $1/2$, как показано пунктирными линиями на рис. e

На рис. 9 показано поведение огибающей выходных импульсов ПМСВ, возбуждаемых СВЧ импульсами длительностью $T_0 = 20$ нс, при параметрах, отвечающих рис. 6. Кривые (a – $в$) и (z – e) получены на частотах $F_2 = 4532$ МГц и $F_3 = 4630$ МГц, соответственно. При этом верхние и нижние кривые соответствуют максимальным и минимальным уровням мощности ПМСВ, показанным на рис. 6, b и e . Можно видеть, что с ростом длины пробега роль нелинейности в формировании огибающей импульса становится более заметной.

На частоте $F_2 = 4532$ МГц, где выполняется критерий (1), длительность импульса ПМСВ τ на расстоянии $S \approx 3$ мм составляет $\tau = 21$ нс и $\tau = 17$ нс при мощности ПМСВ $P_{in} \approx 3$ мВт и $P_{in} \approx 40$ мВт, соответственно (см. рис. 9, a). На расстояниях $S \approx 5$ мм и $S \approx 8$ мм при максимальных уровнях мощности обужение

импульса становится более заметным (см. рис. 9, б и в). Импульсы ПМСВ малой мощности $P_{in} \approx 3$ мВт демонстрируют лишь дисперсионное расплывание с ростом расстояния, как этого можно было ожидать для линейного импульса в дисперсионной среде [26].

Нелинейное уширение импульсов ПМСВ с центральной частотой $F_3 = 4630$ МГц становится более заметным с ростом расстояния S (см. рис. 9, з-е). Однако необходимо отметить, что при малых уровнях мощности $P_{in} \approx 3$ мВт длительность импульса ПМСВ для выбранных расстояний достигает минимальной длительности $\tau \approx 17$ нс на расстоянии $S \approx 5$ мм и всегда меньше, чем длительность падающего импульса СВЧ $T_0 = 20$ нс.

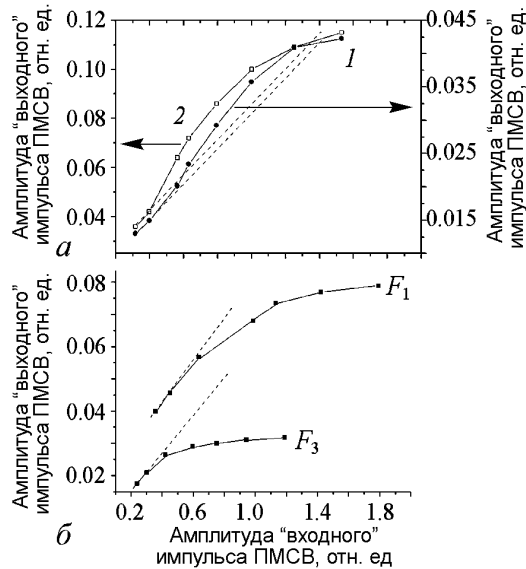


Рис. 10. Зависимость пиковой амплитуды выходного импульса ПМСВ от безразмерной «входной» амплитуды φ_0 на частотах $F_{1,2,3}$ и параметрах эксперимента, отвечающих рис. 6, а, б. На рис. 10, а цифрами 1 и 2 показаны зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ на частоте F_2 при расстояниях между преобразователями $S \approx 8$ мм и 3 мм, соответственно

кривую 1), так и при $S \approx 3$ мм (см. кривую 2). Отметим, что насыщение зависимостей $\varphi_{out}(\varphi_0)$ (кривые 1 и 2) происходит в диапазоне входных амплитуд ПМСВ $\varphi_0^* \approx 0.13 \div 0.14$. Отсюда следует, что существование экстремума в зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ нельзя связать лишь с выполнением условия равенства длин нелинейности L_{nl} и длины пробега S импульса, как предполагалось в работе [5]. Действительно, амплитуды φ_0 , отвечающие условию $L_{nl} \approx S$, для расстояний $S \approx 8$ мм и $S \approx 3$ мм должны находиться в соотношении $\varphi_0(3 \text{ мм})/\varphi_0(8 \text{ мм}) \approx \sqrt{8/3} \approx 1.6$, тогда как из результатов эксперимента следует $\varphi_0^*(3 \text{ мм}) \approx \varphi_0^*(8 \text{ мм})$ (см. рис. 10, а).

Отметим, что связывать наличие экстремума в зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ с влиянием нелинейности на процесс возбуждения в нашем случае также не следует. Это видно из результатов, представленных на рис. 5 и 8, где входная мощность ПМСВ непрерывно растет с ростом падающей мощности.

Влияние нелинейной релаксации, вызванной параметрической неустойчивостью, на возникновение максимума в зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ также маловероятно.

На рис. 10 приведены зависимости пиковой амплитуды выходного импульса от амплитуды входного $\varphi_{out}(\varphi_0)$, при условиях эксперимента, отвечающих рис. 6, а, б. На рис. 10, а кривая 2 отвечает зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ для импульса с центральной частотой F_2 , полученной при расстоянии между преобразователями $S \approx 3$ мм. Пунктирные линии обозначают линейный характер зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$, полученный аппроксимацией результатов, отвечающих малым уровням входной мощности. Как видно из рисунка, для входных амплитуд $\varphi_0 > 0.04$ зависимость $\varphi_{out}(\varphi_0)$ принимает нелинейный характер. Это нелинейное возрастание находится в соответствии с наблюдавшимся ранее в экспериментах с ПОМСВ [4, 5] и ООМСВ [7, 8]. Видно, что зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ имеют схожий характер как для расстояния между преобразователями $S \approx 8$ мм (см.

Действительно, для частот F_1 и F_3 , где только параметрическая неустойчивость возможна, не наблюдалось пика в зависимостях $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ (см. рис. б). Отметим, что характер зависимостей $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ здесь аналогичен зависимости выходной мощности непрерывного сигнала ПМСВ от мощности на входе в условиях 4М параметрической неустойчивости ПМСВ в пленках ЖИГ [33, 24].

Изменение центральной частоты импульса в пределах областей I, II и III закона дисперсии ПМСВ в ФДМ структуре не приводило к качественным изменениям в поведении огибающей импульса (относительно показанных на рис. 6–10), равно как и изменение толщины воздушного зазора.

1.4. Влияние дополнительной накачки на распространение импульсов ПМСВ в ФДМ структуре

1.4.1. Непрерывная накачка. Экспериментально исследовалось влияние дополнительной ПМСВ накачки в форме импульсного или непрерывного сигнала на условие формирования солитоноподобных импульсов ПМСВ в ФДМ структуре. Оказалось, что если мощность ПМСВ накачки P_{in} превышает порог $P_{\text{th}}^{4\text{M}}$ для 4М параметрической неустойчивости ($P_{\text{in}} > P_{\text{th}}^{4\text{M}}$), то амплитуда импульсов ПМСВ уменьшается независимо от характера накачки (непрерывная или импульсная). На рис. 11 показано влияние сигнала непрерывной накачки частоты $F_{\text{cw}} = 4532$ МГц на импульс ПМСВ с параметрами $F \approx 4400$ МГц, $T_0 \approx 20$ нс, $P_{\text{in}} \approx 30$ мВт и остальных условиях эксперимента, отвечающих рис. 6. Никаких видимых изменений в прошедшем импульсе ПМСВ не наблюдалось при мощности непрерывной накачки меньше порога 4М параметрической неустойчивости, который для ПМСВ на частоте $F_{\text{cw}} \approx 4532$ МГц составляет $P_{\text{th}}^{4\text{M}} \approx 1$ мВт (кривая 1). При мощности накачки выше $P_{\text{th}}^{4\text{M}}$ наблюдалось ослабление импульса ПМСВ за счет процессов рассеяния на параметрических спиновых волнах (кривые 2–6).

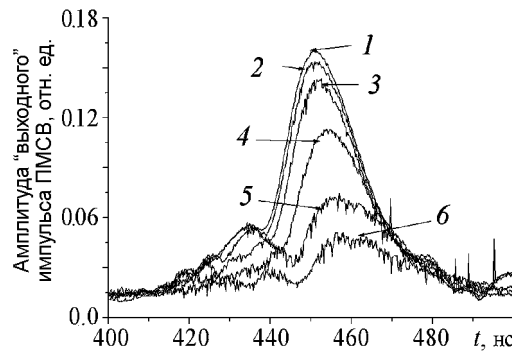


Рис. 11. Влияние дополнительного непрерывного сигнала ПМСВ на огибающую выходного импульса ПМСВ при параметрах ФДМ структур, идентичных рис. 6, и длине пробега импульса $S \approx 5$ мм. Параметры импульса $F = 4.4$ ГГц, $T_0 \approx 20$ нс, $P_{\text{in}} \approx 30$ мВт. Цифры у кривых отвечают различным уровням входной мощности непрерывного (cw) сигнала ПМСВ частоты $F_{\text{cw}} \approx 4532$ МГц: 1 — $P_{\text{cw}} < P_{\text{th}}^{4\text{M}} \approx 1$ мВт, 2 — 1.3 мВт, 3 — 4 мВт, 4 — 10 мВт, 5 — 21 мВт, 6 — 27 мВт

Из рис. 11 следует, что в области I параметрическая неустойчивость доминирует на временах $t > t^* \geq 30$ нс. Действительно, если для непрерывного сигнала ПМСВ на частоте F_{cw} , принадлежащей области I, развивается только модуляционная неустойчивость, то для неравновесных магнонов должны выполняться условия (3). В этом случае, импульс ПМСВ с длительностью T_0 и с центральной частотой F , отстроенной от частоты непрерывного сигнала F_{cw} на величину $\Delta F = |F - F_{\text{cw}}|$, превышающую ширину его спектра, пропорциональную $1/T_0$ ($\Delta F = |F - F_{\text{cw}}| > 1/T_0$), не может находиться в синхронизме с неравновесными магнонами и испытывать влияние с их стороны. Однако при параметрах экс-

перимента, отвечающих рис. 11, расстройка частот импульса и накачки составляет $\Delta F \geq 130$ МГц, что превышает ширину центрального лепестка в спектре импульса длительностью $T_0 \approx 20$ нс ($1/T_0 \approx 50$ МГц). Это значит, что непрерывный сигнал генерирует неравновесные магны, которые не удовлетворяют условию (3) и характеризуются $|k_{1,2}| \approx 10^5$ см⁻¹. В целом влияние непрерывной ПМСВ накачки на распространение импульсов ПМСВ было вполне соответствует случаю ООМСВ [11].

1.4.2. Импульсная накачка. Если сигнал накачки имел форму импульсного сигнала, то амплитуда импульса ПМСВ зависела от длительности T_0^P и мощности P_{in}^P импульса накачки и времени задержки ΔT между импульсами³.

Результаты эксперимента на рис. 12 отвечают случаю, когда мощность P_{in}^P и длительность T_0^P импульса накачки достаточны для генерации ПСВ. При этом как накачка, так и сигнальный импульсы ПМСВ имеют примерно одинаковые мощности $P_{in}^P \approx P_{in} \approx 30$ мВт и частоту $F \approx 4.4$ ГГц. Длительность импульса накачки составляет $T_0^P = 250$ нс, тогда как сигнального импульса – $T_0 = 20$ нс. Если время задержки $\Delta T \leq T_0^P \approx 250$ нс, то импульсы перекрываются на выходном преобразователе и результирующая огибающая при этом практически совпадает со случаем одиночного импульса накачки (кривая 1). Это значит, что сигнальный импульс ПМСВ подавляется процессами 4М рассеяния на ПСВ аналогично тому, как показано на рис. 9 (кривая б). Огибающие сигнального импульса «а», «б», «с» отвечают случаю $\Delta T > T_0^P$. Видно, что влияние накачки уменьшается с ростом времени задержки. При временах задержки $\Delta T \approx 600 \div 650$ нс, отвечающих случаю «с», влияние накачки становится пренебрежимо малым. Понятно, что в этом случае сигнальный импульс возбуждается в условиях, когда ПСВ релаксируют к тепловому уровню. Из этого можно оценить время жизни ПСВ T_{PSW} в исследуемой пленке ЖИГ: $T_{PSW} \approx \Delta T_C - T_0^P \approx 400 \dots 350$ нс. Предположив, что затухание ПСВ зависит только от релаксационных процессов, можно оценить параметр релаксации ΔH_k для спиновых волн с волновым числом $k \approx 10^5$ см⁻¹, который составил $\Delta H_k \approx (2\pi \cdot g \cdot T_{PSW})^{-1} \approx 0.15 \div 0.2$ Э.

Если длительность сигнала T_0^P меньше характерного времени t^* развития 4М параметрической неустойчивости, то в отсутствие параметрических магнов сигнал, генерируемый на выходной антенне импульсами накачки и сигнальной ПМСВ, будет определяться двумя возможными механизмами: первый – обычная интерференция импульсов; второй – механизм кросс-модуляции ПМСВ [21–23].

На рис. 13 показан сигнал, генерируемый на выходном микрополоске импульсами длительностью $T_0^P \approx T_0 \approx 20$ нс и остальными параметрами, отвечающими рис. 12. Огибающие А, В, С и D отвечают времени задержки между импульсами $\Delta T \approx 20, 30, 40$ и 45 нс, соответственно. Для времени задержки $\Delta T \geq 50$ нс выходные импульсы практически совпадали с импульсом накачки 1 (треугольники) и сигнальным 2 (кружки) импульсом с длительностью $\tau \approx 27$ нс и $\tau \approx 22$ нс, соответственно⁴. Напомним, что для частоты $F \approx 4.4$ ГГц критерий Лайтхилла (1) в рассматриваемой ФДМ структуре не выполняется и образование солитонов невозможно. При этом отсутствуют эффекты подавления импульса, подобные показанным

³Время задержки ΔT определялось как временной сдвиг между фронтами импульсов (см. рис. 10).

⁴Небольшая разница в форме импульсов обусловлена неэквивалентностью СВЧ генераторов.

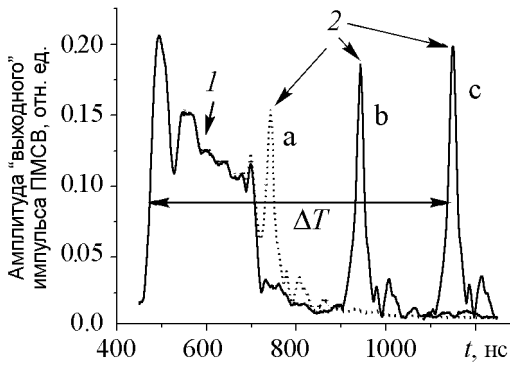


Рис. 12. Влияние параметрических спиновых волн, возбуждаемых импульсом ПМСВ накачки (1) длительностью $T_0 \approx 250$ нс, на прохождение «короткого» $T_0 \approx 20$ нс сигнального импульса ПМСВ (2) через ФДМ структуру с параметрами, указанными на рис. 6, и расстоянии между преобразователями $S \approx 5$ мм. Огибающие a, b, c отвечают временам задержки между импульсами $\Delta T = 250, 450, 650$ нс, соответственно. Импульсы имеют близкие частоты $F \approx 4.4$ ГГц и мощности $P_{in} \approx 30$ мВт

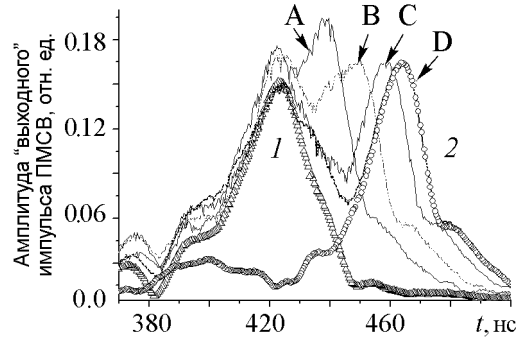


Рис. 13. Интерференция на выходной антенне двух импульсов ПМСВ длительности $T_0 \approx 20$ нс и с частотами, на которых не выполняется критерий Лайтхилла. Огибающие A, B, C и D соответствуют временам задержки между импульсами $\Delta T \approx 20, 30, 40, 50$ нс, соответственно. Остальные параметры импульсов соответствуют случаю рис. 12

на рис. 11 и 12, что и следовало ожидать для коротких импульсов $T_0 < t^*$. В целом, как видно из кривых A–D (см. рис. 13), поведение огибающей имеет характер обычной суперпозиции импульсов.

На рис. 14 показаны огибающие двух «коротких» импульсов с параметрами, идентичными рис. 13 за исключением частот, которые брались равными $F \approx 4.53$ ГГц, что отвечает условию формирования солитонов в рассматриваемой ФДМ структуре. Сплошными линиями A, B и C показаны выходные сигналы, отвечающие временам задержки между импульсами $\Delta T = 15$ нс, $\Delta T = 25$ нс и $\Delta T = 40$ нс. Отметим, что как импульс накачки 1 (треугольники) так и сигнальный импульс 2 (кружки) преобразуются на выходной антенне в солитоноподобные импульсы длительностью $\tau \approx 10 \div 12$ нс (см. рис. 14).

Из сравнения вида огибающих на рис. 14 видно, что амплитуда сигналов A, B, C при временах, отвечающих положению сигнального импульса 2 при соответствующих временах задержки ΔT , примерно на 15–30% меньше, чем амплитуда одиночного сигнального импульса 2. При этом ширина импульсов подрастает на 1...3 нс. Однако эффект обужения импульсов сохраняется. Мы полагаем, что поведение импульса 2 можно отнести к суммарному действию эффектов кросс-модуляции и интерференции

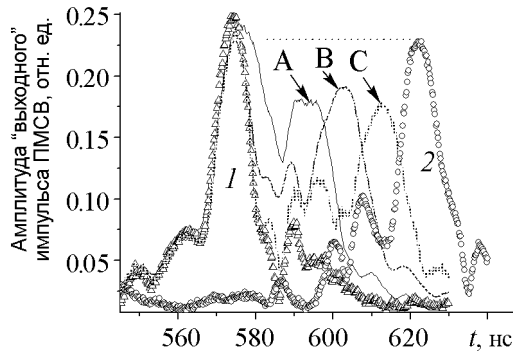


Рис. 14. Взаимодействие двух импульсов ПМСВ с частотами $F \approx 4.53$ ГГц, отвечающими выполнению критерия Лайтхилла в ФДМ структуре с параметрами, указанными на рис. 6, $P_{in} \approx 20$ мВт, $T_0 \approx 20$ нс, расстояние между преобразователями $S \approx 5$ мм

импульсов. Действительно, обычная суперпозиция солитоноподобных импульсов может быть записана в виде

$$\left| \varphi_1(x, t + \Delta T) \cdot e^{i[\Theta_1(x, t + \Delta T) + \Theta_0]} + \varphi_2(x, t) \cdot e^{i\Theta_2(x, t)} \right|, \quad (9)$$

где $\varphi_{1,2}(x, t)$ и $\Theta_{1,2}(x, t)$ – амплитуда и фаза импульсов 1 и 2, соответственно; Θ_0 – начальный сдвиг фазы между импульсами; ΔT – время задержки между импульсами; x – координаты вдоль пленки. Как известно [10], фаза солитонной части импульса медленно меняется по ширине солитона, тогда как на его хвостах характеризуется быстрым ростом. Учитывая это обстоятельство, а также предполагая равенство параметров импульсов, выражение (9) для момента времени, отвечающего прохождению солитоноподобного импульса 2 под выходной антенной ($x = S$), можно переписать в виде

$$\left| \varphi(S, t + \Delta T) \cdot e^{i[\Delta\Theta(S, t + \Delta T) + \Theta_0]} + \varphi(S, t) \right|, \quad (10)$$

где $\Delta\Theta(S, t + \Delta T) = \Theta(S, t + \Delta T) - \Theta(S, t)$ – разница фаз между солитоноподобной частью импульса и соответствующей времени задержки ΔT частью «хвоста» импульса. Отметим, что в экспериментах с солитонами ООМСВ указанная разница в фазе могла составлять величину $|\Delta\Theta| \leq 1.5\pi$ [10]. Для таких величин $\Delta\Theta$ интерференция должна приводить к осцилляциям амплитуды вблизи уровня, отвечающего пиковому значению солитоноподобного импульса 2 (см. горизонтальную пунктирную линию на рис. 14). Некое подобие осцилляций действительно видно на рис. 14. Однако амплитуды импульсов А, В, С на 15–30% меньше, чем ожидалось. Можно предположить, что наблюдаемое подавление солитоноподобного импульса 2 связано с передачей энергии импульса «хвосту» импульса 1 через механизм кросс-модуляции [20–23].

1.5. Обсуждение эффекта сжатия импульсов с частотами, соответствующими области I дисперсионной зависимости

Из рис. 6 и 9 следует, что рост мощности приводит к сжатию лишь тех импульсов ПМСВ, частоты которых принадлежат области I на зависимости $T(f)$ в для которых выполняется критерий (1). Порог формирования n -солитонного режима распространения импульса в бездиссипативной среде определяется соотношением [2]

$$\Phi_{\text{th}}^n = \frac{\pi(2n-1)}{2V_g \cdot T_0} \cdot \sqrt{-\frac{\beta}{\chi}}. \quad (11)$$

Для параметров эксперимента из дисперсионного уравнения (4) получим $\chi \approx -7.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $V_g \approx 3.6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $\beta \approx 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, которым отвечает порог образования односолитонного режима $\Phi_{\text{th}}^1 \approx 0.04$ или мощность $P_{\text{th}}^1 \approx 4 \text{ мВт}$. В диссипативной среде формирование солитона возможно, если нелинейная $L_{\text{nl}} = V_g/\chi \cdot \varphi^2$, дисперсионная $L_D = T_0^2 \cdot V_g^3/(2 \cdot \beta)$ и диссипативная $L_d = V_g/g \cdot \Delta H$ длины удовлетворяют соотношению

$$L_{\text{nl}} \approx L_D \leq L_d/3 \ll L_d. \quad (12)$$

Для используемой в экспериментах пленки ЖИГ $\Delta H = 0.2 \div 0.35$ Э, $L_d \approx 6 \div 10$ мм, тогда как для импульсов длительностью $T_0 \approx 20$ нс дисперсионная длина составит $L_D \approx 4$ мм. Нетрудно убедиться, что условие (12) удовлетворяется при $\varphi \geq \varphi_{th}^1 \approx 0.04$. Такая оценка удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента, представленными на рис. 6, б, откуда видно, что сжатие импульса порядка 50% относительно линейного случая (или $W \approx 35\%$ по отношению к длительности падающего СВЧ импульса) достигается при входной мощности ПМСВ $P_{in} \approx 20$ мВт или безразмерной амплитуде $\varphi \approx 0.09$.

Хотя как оценки порога образования солитона, так и экспериментальные результаты ясно указывают на возможность формирования и распространения солитона в рассматриваемой ФДМ структуре, ряд вопросов требует прояснения. В частности, для солитона затухание должно быть в два раза выше, чем в линейном случае [34, 35]. С этой точки зрения, следовало ожидать, что в рассматриваемой структуре солитоноподобный импульс должен затухнуть в e раз на некоторой нелинейной диссипативной длине $L_d^{nl} \approx L_d/2 \approx 3 \div 5$ мм. В диапазоне входных амплитуд $\varphi_{th}^1 < \varphi < \varphi_{th}^2$ падение в e раз существенно ограничивает влияние нелинейности на параметры импульса и можно ожидать, что на расстояниях $S > L_d^{nl}$ распространение импульса будет сопровождаться расплыванием [34]. Однако из результатов эксперимента по исследованию эволюции импульса с расстоянием S видно, что длительность импульса τ на расстояниях $S \approx 5$ мм и $S \approx 8$ мм практически неизменна и составляет $\tau \approx 9 \div 10$ нс (см. рис. 9, б, в).

Очевидно, что параметрические процессы не могут приводить к отмеченному эффекту «сохранения» длительности импульса. Действительно, для импульсов ПМСВ с центральной частотой $F_3 = 4630$ МГц, принадлежащей области III дисперсионной характеристики ПМСВ и где только параметрическая неустойчивость возможна, длительность нелинейного импульса непрерывно растет с расстоянием (см. рис. 9, з-е).

Еще одним свидетельством в пользу слабого влияния параметрических процессов на обужение «коротких» ($T_0 < 30$ нс) импульсов являются результаты, представленные на рис. 15. Здесь приведены огибающие выходных импульсов ПМСВ с центральной частотой $F = 4570$ МГц и мощностью $P_{in} \approx 30$ мВт как функции длительности импульса T_0 .

Из рис. 15 видно, что импульс длительностью $T_0 = 20$ нс распадается на пару импульсов (А и В) длительностью $\tau_A \approx 8.5$ нс и $\tau_B \approx 6$ нс. Полная (А+В) длительность импульса по уровню 1/2 составляет $\tau_{A+B} \approx 18$ нс. Отсюда следует, что параметрическая неустойчивость стартует не раньше, чем $t \geq t^* > 18$ нс. Это подтверждается кривой 2 на рис. 15, которая соответствует длительности импульса $T_0 = 50$ нс. Видно, что оба отмеченных импульса А и В сохраняются, прежде чем стартует параметрическая неустойчивость. Отметим, что частота на рис. 15 отвечает области дисперсионной характеристики

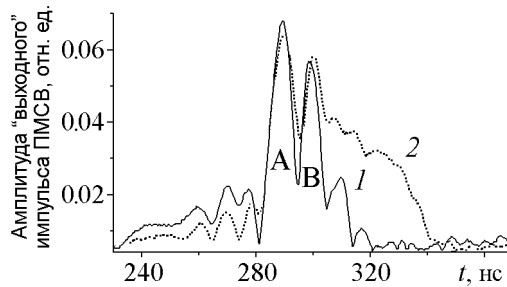


Рис. 15. Выходной импульс ПМСВ на частоте $F \approx 4570$ МГц, мощностью $P_{in} \approx 30$ мВт, длительностью $T_0 \approx 20$ нс (сплошная линия 1) и $T_0 \approx 50$ нс (пунктирная линия 2). Параметры ФДМ структуры указаны на рис. 6, $S \approx 5$ мм

ПМСВ в ФДМ структуре с толщиной воздушного зазора $h_1 \approx 100$ мкм, где коэффициент дисперсии $\beta \approx 0$ (см. рис. 4). Возможность формирования солитона в этих условиях обсуждалась в работах [36] для ПОМСВ и [37] для ПМСВ. Однако этот вопрос выходит за рамки данной статьи.

В целом, мы считаем, что в исследованной ФДМ структуре и выбранных параметрах эксперимента эволюция импульсов ПМСВ на временном масштабе $t < t^* \approx 30$ нс определяется дисперсией и эффектами самовоздействия.

2. Численное моделирование

2.1. Сопоставление результатов расчета параметров импульса ПМСВ с экспериментом

Для численного моделирования распространения импульсов ПМСВ в ФДМ структуре использовалось НУШ в виде [2]

$$i \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + V_g \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \chi |\varphi|^2 \varphi + i \alpha \varphi = 0, \quad (13)$$

где $\alpha = g \Delta H \approx (5 \div 6) 10^6 \text{ с}^{-1}$ – скорость релаксации ПМСВ в пленке ЖИГ с шириной линии ФМР $\Delta H \approx 0.3 \div 0.35$ Э. Граничные и начальные условия брались в виде, отвечающем возбуждению ПМСВ с безразмерной амплитудой φ_0 входным преобразователем (расположенном в точке $x = 0$) в течение времени t воздействия падающего СВЧ импульса длительностью T_0 ,

$$\begin{cases} \varphi(0, t) = \varphi_0, & 0 \leq t \leq T_0, \\ \varphi(0, t) = 0, & t > T_0. \\ \varphi(x, 0) = 0, \end{cases} \quad (14)$$

Ранее было показано [38, 39], что в рамках такого подхода удается получить качественное согласие результатов численного решения (13), (14) с результатами эксперимента. В частности, рассчитанные зависимости длительности импульса ПМСВ τ от величины входной амплитуды φ_0 на расстоянии x при значениях коэффициентов НУШ, отвечающих участку I или участкам II и III дисперсионной характеристики ПМСВ, демонстрировали, соответственно, сжатие или декомпрессию импульса в полном соответствии с результатами экспериментов, представленных на рис. 6. Было также обнаружено, что зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ при значениях коэффициентов НУШ, отвечающих выбору частоты на участках I и III, в диапазоне входных амплитуд $\varphi_0 \approx 0.04 \div 0.12$ имеют характер, аналогичный результатам эксперимента, показанным на рис. 10.

Однако в отличие от результатов эксперимента для импульсов с центральными частотами, принадлежащими области I дисперсионной характеристики, рассчитанные значения длительности импульса при значениях расстояний x , отвечающих эксперименту ($x = 5$ и 8 мм), были всегда больше длительности $T_0 = 20$ нс падающего импульса СВЧ. В качестве иллюстрации сказанного на рис. 16 приведены рассчитанные зависимости относительной длительности импульса $W(x) = \tau(x)/T_0 \cdot 100\%$ от координаты x при различных уровнях входной амплитуды φ_0 . Результаты расчетов,

показанные сплошными линиями на рис. 16, *a*, получены при коэффициентах НУШ $\beta_1 = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, $\chi_1 = -7.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $V_{g1} = 3.6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, при которых выполняется критерий Лайтхилла ($\beta_1 \cdot \chi_1 < 0$) и которые отвечают ПМСВ с частотой $F = 4.6 \text{ ГГц}$ и волновым числом $k = 150 \text{ см}^{-1}$. Зависимости $W(x)$ на рис. 16, *б* рассчитаны для набора коэффициентов $\beta_2 = 0.9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, $\chi_2 = -8.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $V_{g2} = 4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, которые отвечают ПМСВ с частотой $F = 4.73 \text{ ГГц}$ и волновым числом $k = 350 \text{ см}^{-1}$ на участке III дисперсионной характеристики. Скорость релаксации бралась равной $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ($\Delta H = 0.35 \text{ Э}$). Оба набора коэффициентов НУШ были рассчитаны из дисперсионного уравнения (4) при значениях параметров, отвечающих эксперименту. Из сравнения результатов, показанных на рис. 16, *a*, с одной стороны, и рис. 6, 9 и данных таблицы, с другой, можно видеть, что рассчитанная длительность импульса на расстояниях $x = 5$ и 8 мм в несколько раз больше, чем измеренная в эксперименте. Для импульса на частоте $F = 4.63 \text{ ГГц}$, принадлежащей области III дисперсионной характеристики, рассчитанная и измеренная длительность импульса более близки, как это видно из сравнения рис. 16, *б* и данных таблицы.

Отмеченная разница в рассчитанных и измеренных значениях длительности солитоноподобных импульсов МСВ обсуждалась ранее в работе [40] для случая ООМСВ. Было показано, что меньшая длительность импульса в экспериментах обусловлена эффектом «фильтрации», когда часть энергии падающего импульса СВЧ оказывается вне интервала частот возбуждения МСВ. Причем этот эффект становится более заметным, когда центральная частота импульса оказывалась близка к длинноволновой ($k \rightarrow 0$) границе частотного интервала существования ООМСВ.

Однако для используемых в наших экспериментах длительностей импульсов $T_0 \geq 20 \text{ нс}$ эффект фильтрации [40] может играть заметную роль только для импульсов с несущей частотой, принадлежащей области II частотной зависимости времени задержки, тогда как для импульсов с частотами, принадлежащими областям I и III, этот эффект должен быть минимальным.

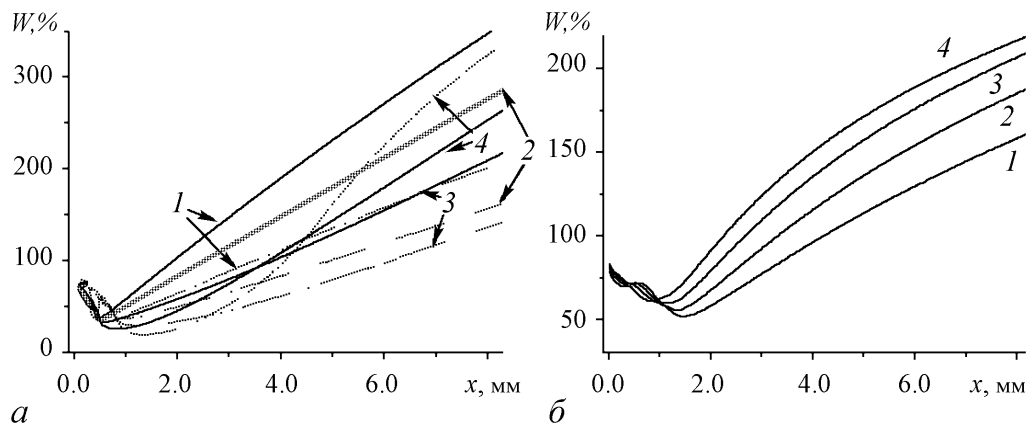


Рис. 16. Нормированная на длительность T_0 входного СВЧ импульса длительность W импульса ПМСВ в зависимости от пройденного расстояния x и величины входной амплитуды φ_0 и параметрах, отвечающих выбору частоты импульса на участке дисперсии I (*a*) и III (*б*). Пунктирные линии отвечают расчетам с усредненным коэффициентом дисперсии β . Цифры от 1 до 4 соответствуют входным амплитудам ПМСВ равным $\varphi_0 = 0.04, 0.06, 0.08, 0.1$

Основной причиной расхождения между измеренными и рассчитанными значениями длительности выходного импульса ПМСВ является непригодность НУШ (13) для моделирования распространения коротких импульсов МСВ с частотами, принадлежащими области I зависимости $T(f)$. Действительно, уравнение (13) пригодно для описания импульсов с узкими временным и пространственным спектрами

$$f \gg \Delta f = \frac{1}{T_0}, \quad (15a)$$

$$k \gg \Delta k \approx \frac{2\pi \cdot \Delta f}{V_g} = \frac{2\pi}{V_g \cdot T_0}. \quad (15b)$$

При этом считается, что все коэффициенты НУШ (β, χ, V_g) не меняются существенно по ширине основного лепестка Δf в спектре импульса и, следовательно, критерий Лайтхилла выполняется для всех спектральных компонент импульса. Однако

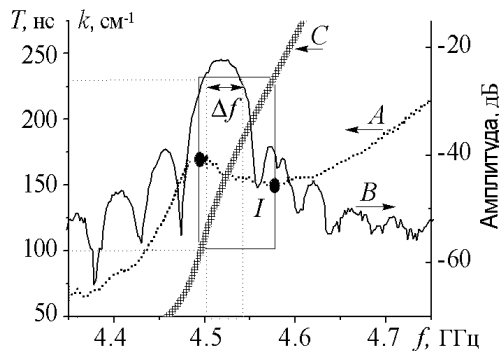


Рис. 17. Частотная зависимость (A) времени задержки ПМСВ в ФДМ структуре с параметрами, идентичными рис. 6; спектр (B) импульса ПМСВ частоты $F \approx 4.53$ ГГц и длительности $T_0 \approx 20$ нс и зависимость (C) волнового числа ПМСВ k от частоты. Две черные точки обозначают границы участка дисперсии I, где выполняется критерий Лайтхилла. Вертикальные пунктирные линии и обозначение Δf показывают ширину спектра импульса по уровню -3 дБ. Горизонтальные пунктирные линии обозначают интервал волновых чисел k , отвечающих области I

для входных импульсов длительностью $T_0 = 20$ нс и частотой, принадлежащей области I, коэффициент дисперсии β значительно меняется по ширине спектра импульса $\Delta f \approx T_0^{-1} = 50$ МГц. Об этом можно судить по рис. 17, где показано положение спектра импульса длительности $T_0 = 20$ нс и частоты $F = 4520$ МГц относительно области I дисперсионной характеристики ПМСВ, которая выделена на рис. 17 черными точками и имеет ширину примерно 90 МГц. Понятно, что в этом случае условие $\beta \approx \text{const}$ не выполняется и для численного моделирования распространения солитонов следует использовать систему связанных НУШ [41, 42, 21–23], где число уравнений совпадает с числом гармоник спектра импульса. Однако мы покажем, что за счет использования в (13) взвешенного по спектру

импульса коэффициента дисперсии $\bar{\beta}$ можно улучшить соответствие результатов расчета и эксперимента.

Определим взвешенный по спектру импульса коэффициент дисперсии $\bar{\beta}$ с помощью соотношения

$$\bar{\beta} = \frac{\int_{f_1}^{f_2} \beta(f) \Phi(f) df}{\int_{f_1}^{f_2} |\Phi(f)| df}, \quad (16)$$

где $f_1 = F - \Delta f/2$ и $f_2 = F + \Delta f/2$ – границы частотного интервала, отвечающего ширине спектра по полувысоте импульса (спектральной функции $\Phi(f)$). Тогда для импульса ПМСВ с параметрами, отвечающими рис. 17, из (16) получим

$\bar{\beta} = 1.39 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, в то время как стандартный подход, основанный на использовании дисперсионного уравнения (4), дает значение $\beta = 2.47 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$. Влияние усреднения коэффициента дисперсии на результаты численного решения уравнений (13), (14) иллюстрируют рис. 16, *a* и рис. 18.

На рис. 16, *a* пунктиром показана зависимость нормированной длительности импульса, рассчитанная из НУШ с усредненным коэффициентом дисперсии. Видно, что результаты расчета для входных амплитуд $\varphi_0 < 0.1$ достаточно близки к измеренным значениям (см. таблицу). Однако кривая, рассчитанная при $\varphi_0 = 0.1$, демонстрирует характер отличный от наблюдаемого в эксперименте. Возможную причину указанного расхождения мы обсудим в следующем пункте.

На рис. 18 для различных расстояний x_i приведены огибающие импульсов ПМСВ $|\varphi(x_i, t)|$ как функции входных амплитуд. Длительность импульсов практически не менялась для входных амплитуд φ_0 меньше некоторой пороговой величины φ_{th} . Пороговые величины, полученные из численного решения НУШ при коэффициентах дисперсии $\beta = 2.47 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\bar{\beta} = 1.39 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, составили $\varphi_{\text{th}} \approx 0.04$ и $\varphi_{\text{th}} \approx 0.03$, соответственно. Полученные величины φ_{th} практически совпадают с расчетами по формуле (11) и близки к измеренным в эксперименте. Из рис. 18, *a*, *б* видно, что для параметров НУШ, отвечающих условию формирования солитона, импульсы сжимаются. Однако сжатие импульсов наблюдалось лишь для амплитуд $\varphi_{\text{th}} \leq \varphi_0 < 0.1$. Для $\varphi_0 \geq 0.1$ пиковая амплитуда импульса начинает уменьшаться, а длительность импульса расти. Указанный эффект насыщения выходной амплитуды импульса для $\beta = 2.47 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ наблюдается при $x = x_3$, тогда как для $\bar{\beta} = 1.39 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ он заметен уже при

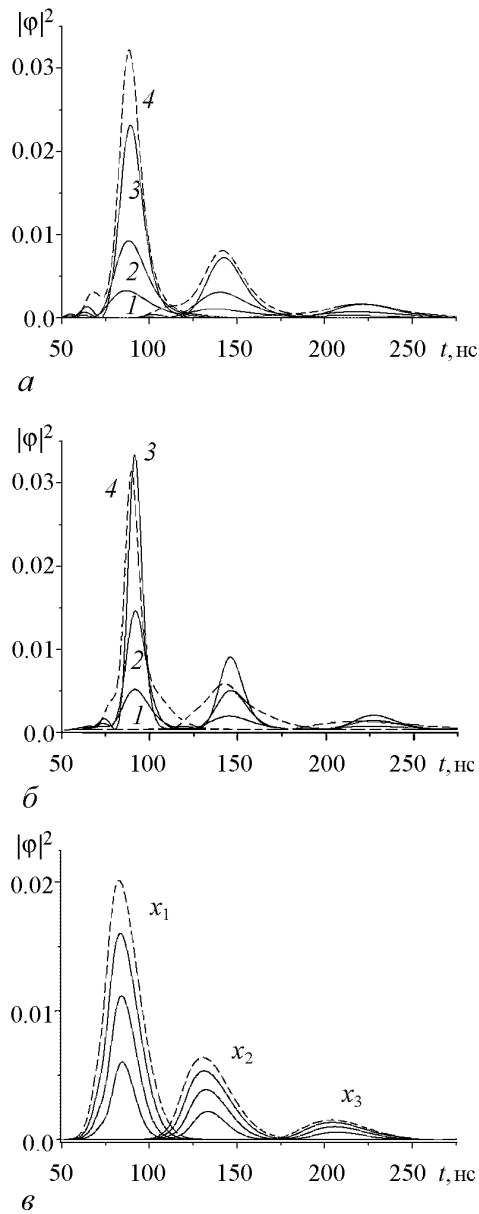


Рис. 18. Огибающие импульсов ПМСВ $|\varphi(x_i, t)|$, рассчитанные на расстояниях $x_1 = 3 \text{ мм}$, $x_2 = 5 \text{ мм}$ и $x_3 = 8 \text{ мм}$ при различных значениях входных амплитуд φ_0 . Кривые на рис. 18, *a* и рис. 18, *б* были рассчитаны при тех же параметрах, что использовались для расчета зависимостей $W(x)$, показанных на рис. 16, *a* сплошными и пунктирными линиями, соответственно. Огибающие импульсов на рис. 18, *в* рассчитаны при параметрах, отвечающих рис. 16, *б*. Цифры от 1 до 4 соответствуют входным амплитудам ПМСВ равным $\varphi_0 = 0.04; 0.06; 0.08; 0.1$

$x = x_1$. Напомним, что насыщение зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ в экспериментах также наблюдается (см. рис. 10, *a*). Из сравнения огибающих импульсов на рис. 18, *a* и рис. 18, *b* можно видеть, что результаты, полученные с взвешенным коэффициентом дисперсии, лучше соответствуют эксперименту.

Рассчитанные огибающие импульсов при параметрах НУШ, отвечающих выбору частоты импульса на участке III зависимости $T(f)$, демонстрируют лишь уширение импульса с ростом входной амплитуды (см. рис. 18, *в*). Численные результаты, полученные как с использованием обычного, так и взвешенного коэффициентов дисперсии, практически совпадают и хорошо соответствуют результатам эксперимента. Это становится очевидным, если учесть что для импульсов на участке III зависимости $T(f)$ (за исключением частотного интервала $\Delta f \approx T_0^{-1}$, близкого к границе области I) величины β и $\bar{\beta}$ различаются незначительно. Из всего сказанного можно сделать вывод, что результаты численного решения (13), (14) с взвешенным по спектру импульса коэффициентом дисперсии $\bar{\beta}$ оказываются ближе к экспериментальным результатам.

2.2. Эффекты взаимодействия солитонной и несолитонной (дисперсионной волны) частей импульса ПМСВ

Как известно [25, 27], в бездиссипативном случае солитонные решения НУШ могут демонстрировать затухающие осцилляции вдоль координаты x прежде, чем выйдут на стационарный уровень амплитуды. Осцилляции формы импульса вызваны суперпозицией солитонной и несолитонной частей, а характер затухающих им придает дисперсионное расплывание несолитонной части. Такой эффект имеет место как для импульсов с начальной формой отличающейся от $\varphi_0 \operatorname{sech}(x)$, так и в случае, когда импульс с огибающей вида $\varphi_0 \operatorname{sech}(x)$ имеет начальную амплитуду φ_0 , лежащую в интервале значений $\varphi_{\text{th}}^n < \varphi_0 < \varphi_{\text{th}}^{n+1}$, где φ_{th}^n отвечает порогу образования n -солитонного решения. Установление солитонного решения применительно к прямоугольным «входным» импульсам МСВ численно анализировались в [43, 44]. Здесь мы покажем, что насыщение зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ на рис. 10, *a*, а также снижение амплитуды выходного импульса при $\varphi_0 = 0.1$ на рис. 18, *b* можно связать с интерференцией солитонной и несолитонной частей импульса ПМСВ.

Для этого обратимся к рис. 19, взятому из [43], где приведены зависимости от координаты x пиковой амплитуды импульсов $|\varphi_{\text{max}}(x)|$, рассчитанные с помощью (13), (14) в бездиссипативном ($\alpha = 0$) приближении, при коэффициентах НУШ, отвечающих рис. 18, *b*, и при значениях входных амплитуд $\varphi_{\text{th}}^1 < \varphi_0 < \varphi_{\text{th}}^2$, где φ_{th}^1 и φ_{th}^2 пороги односолитонного и двухсолитонного режимов. Осцилляциям $|\varphi_{\text{max}}(x)|$ можно соотнести пространственный Λ и временной $T \approx \Lambda/V_g$ периоды, а также амплитуду $\delta\varphi$, которая меняется с расстоянием и отражает амплитуду несолитонной части импульса. Оценка пространственного периода и частоты осцилляций солитона ПМСВ проведена в [43]. Здесь мы отметим, что при некоторых значениях координаты x , одна из которых ($x \approx 0.6$ см) отмечена вертикальной пунктирной линией на рис. 19, рост входной амплитуды от значения $\varphi_0 = 0.1$ до значения $\varphi_0 = 0.11$ сопровождается падением амплитуды выходного импульса. Именно такой характер демонстрируют зависимости $|\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)|$.

Для того чтобы оценить соотношение амплитуд солитонной и несолитонной частей, обратимся к рис. 20, где приведены зависимости амплитуды солитона от

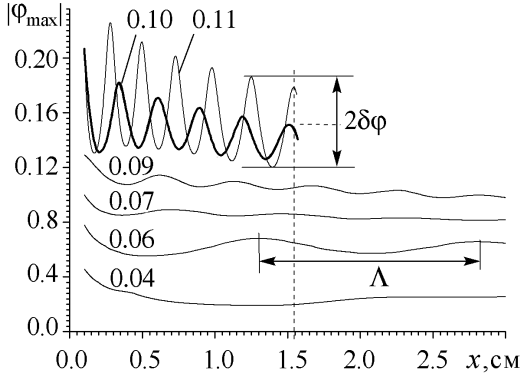


Рис. 19. Зависимости пиковой амплитуды солитонов $|\varphi_{\max}|$ от их координаты x , см. Рядом с кривыми указано значение входной амплитуды φ_0 [43, рис. 1]

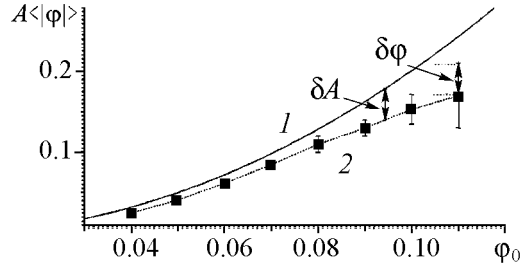


Рис. 20. Амплитуда солитона $A, \langle |\varphi| \rangle$ как функция амплитуды входного прямоугольного импульса φ_0 . Кривая (1) отвечает аналитическому решению (19) для амплитуды солитона A . Кривая 2 отвечает среднему за период осцилляций численному значению амплитуды $\langle |\varphi| \rangle$, рассчитанному из (13), (14). Точками на кривой 2 обозначены значения $\langle |\varphi| \rangle$. Вертикальные отрезки обозначают амплитуду осцилляций $\delta\varphi$. Разница δA между кривыми 1 и 2 обусловлена несолитонными решениями

входной амплитуды φ_0 , рассчитанные как численно, так и в приближении, что вся энергия входного импульса преобразуется в аналитическое солитонное решение НУШ [2, 39]

$$\varphi_0^2 V_g \tau = \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(x, t)|^2 dx, \quad (17)$$

$$\varphi(x, t) = A \operatorname{sech} \left(A(x - Vt) \sqrt{-\frac{\chi}{\beta}} \right) \exp \left(A^2 i \frac{\chi t}{2} - \frac{i}{\beta} (x - Vt) \right), \quad (18)$$

где A и V – амплитуда и скорость солитона, соответственно. Из (17) и (18) можно получить аналитическое выражение для амплитуды солитона

$$A = \frac{1}{2} \varphi_0^2 V_g \tau \sqrt{-\frac{\chi}{\beta}}. \quad (19)$$

На рис. 20 зависимость $A = A(\varphi_0)$ показана кривой 1. Точки отвечают усредненным по периоду осцилляций T пиковым значениям импульса в точке x : $\langle |\varphi| \rangle = \int_0^T |\varphi_{\max}(x, t)| dt$, где $\varphi_{\max}(x, t)$ рассчитаны из (13), (14). Вертикальными отрезками у точек показаны амплитуды осцилляций. Из рисунка видно, что усредненные по периоду осцилляций значения амплитуд $\langle |\varphi| \rangle$ всегда меньше рассчитанных с помощью (19) на некоторую величину δA ⁵, которая растет с φ_0 . Величина δA состоит из двух частей. Первая отвечает дисперсионной волне с траекторией близкой к

⁵Отметим, что этот результат нельзя связать с нелинейным затуханием, вносимым численной схемой, используемой при решении НУШ. Нелинейное затухание разностной схемы контролировалось по сохранению энергии импульса. Для этого шаг схемы выбирался таким, чтобы изменение площади под огибающей импульса не превышало 10% при длине пробега $x = 3$ см.

солитонной и приводящей к осцилляциям с амплитудой $\delta\varphi$, равной половине длины отрезков на рис. 20. Вторая часть ($\delta A - \delta\varphi$) отвечает предвестникам, которые не перекрываются с солитоном. Такие предвестники на рис. 18, *a* выделены стрелкой. Их также можно видеть на экспериментальных кривых на рис. 6, 9, 15 как впереди, так и сзади солитоноподобного импульса.

Теперь примем во внимание, что фазы солитонной и несолитонной частей импульса имеют различный характер зависимости от координат и времени. Фаза несолитонной части импульса $\Theta(x, t)$ быстро растет с координатой [10]. Фаза солитона в окрестности его максимума меняется во времени с частотой Ω , зависящей от амплитуды солитона A [2, 10]

$$\Omega = -\frac{\chi A^2}{2} = \varphi_0^4 \frac{V_g^2 T_0^2 \cdot \chi^2}{8 \cdot \beta}. \quad (20)$$

Суперпозицию солитонной и несолитонной частей на выходной антенне в точке x в момент прохождения максимума солитона можно записать в виде

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{out}}(x) &= \langle \varphi(x) \rangle \cdot \exp i(\Omega \cdot \frac{x}{V}) + \delta\varphi(x) \cdot \exp i\Theta = \\ &= \langle \varphi(x) \rangle \cdot \exp i(\Omega \cdot \frac{x}{V}) \cdot \left(1 + \frac{\delta\varphi(x)}{\langle \varphi(x) \rangle} \cdot \exp i(\Theta - \varphi_0^4 \cdot B \cdot x) \right), \end{aligned} \quad (21)$$

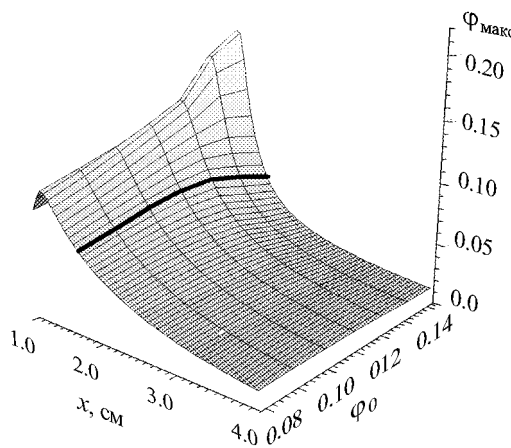


Рис. 21. Зависимости пиковой амплитуды φ_{max} от координаты x , см и входной амплитуды φ_0 при $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Жирной линией выделена зависимость $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ при $x = \text{const}$

где $B = \frac{V_g^2 T_0^2 \cdot \chi^2}{8 \cdot \beta \cdot V} \approx \frac{V_g T_0^2 \cdot \chi^2}{8 \cdot \beta}$. Если предположить, что фаза несолитонной части $\Theta(x, t)$ не меняется с ростом φ_0 , и принять во внимание более быстрый, по сравнению с $\langle \varphi \rangle$, рост амплитуды осцилляций $\delta\varphi$ (см. рис. 20), то немонотонность в поведении $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$, определяемой (21), следует ожидать в случае

$$\varphi_0^4 \cdot B \cdot x = \frac{\pi}{2}. \quad (22)$$

При параметрах эксперимента $B \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ из (22) получим, что для выбранных в эксперименте расстояний между преобразователями $x = 3, 5, 8 \text{ мм}$ насыщение зависимости $\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)$ будет иметь место в диапазоне амплитуд $0.066 \leq \varphi_0 \leq 0.085$, что по порядку величины совпадает с результатами эксперимента (см. рис. 7, *a*).

На рис. 21 приведены зависимости $|\varphi_{\text{max}}(\varphi_0, x)|$, полученные численным решением (13), (14) с учетом потерь $\alpha = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и остальных параметрах НУШ, отвечающих рис. 19. Видно, что осцилляции амплитуды импульса вдоль координаты x отсутствуют. Однако немонотонность поведения $|\varphi_{\text{out}}(\varphi_0)|$ при $x = \text{const}$, отмеченная на рис. 19, сохранилась (см. жирную линию на рис. 19).

2.3. Влияние прямоугольной формы огибающей входных импульсов на длительность солитоноподобных импульсов ПМСВ

Рассмотрим теперь механизмы возникновения минимума в зависимостях $W(x)$ на рис. 16. Прежде всего, отметим, что для амплитуд φ_0 , меньших порога развития эффектов самовоздействия φ_{th}^1 , находится интервал значений координат $0.05 \leq x \leq \leq 0.3$ см, где длительность импульса ПМСВ по уровню 1/2 оказывается меньше длительности падающего импульса ($W < 100\%$). Видно, что минимум в зависимостях $W(x)$ линейных импульсов наблюдается независимо от знака коэффициента дисперсии β , но его положение чувствительно к величине β . Указанное свойство поведения длительности по полувысоте прямоугольных импульсов МСВ при их распространении в линейной диспергирующей среде обсуждалось в работах [45, 46], где было показано, что минимум в зависимости $W(x)$ достигается на расстоянии от входной антенны

$$S = L_c \approx 0.44L_D, \quad (23)$$

где $L_D = \frac{T_0^2 V_g^3}{8\beta}$ – дисперсионная длина, на которой гауссов импульс, длительностью T_0 по уровню e^{-1} , уширится в $\sqrt{2}$ раз. Этот результат отражает процесс дисперсионного расплывания прямоугольного импульса в ближней (Френелевской) зоне ($x < L_D$) и может быть интерпретирован как результат суперпозиции главной части импульса и предвестников, «выбегающих» из под импульса на начальной фазе распространения. Отражением этого процесса является возникновение в центральной части импульса фазовой модуляции, характер которой на участке $x < L_c$ отвечает дисперсионному сжатию импульса.

Для иллюстрации сказанного обратимся к рис. 22, где для некоторых фиксированных моментов времени t_i , $i = 1, \dots, 4$ показаны рассчитанные из (13), (14) огибающая $|\varphi(x)|$ и фаза $\theta(x)$ прямоугольного импульса при его распространении в пленке. Из рис. 22, *a* видно, что

сразу после «входа» в пленку импульс приобретает фазовую модуляцию [26–28]. Поскольку $\partial\theta(x)/\partial x = K(x)$ определяет добавку к волновому числу k_0 ПМСВ с центральной частотой f_0 , то легко видеть, что вблизи фронта располагаются гармоники с большими значениями волновых чисел $k(x) = k_0 + K(x)$, тогда как ближе к срезу импульса – гармоники с волновыми числами $k(x) = k_0 - K(x)$. Если принять во внимание характер дисперсии ПМСВ ($\beta < 0$) и распределение волновых чисел $k(x)$ по центральной части импульса, то легко видеть, что вблизи фронта и

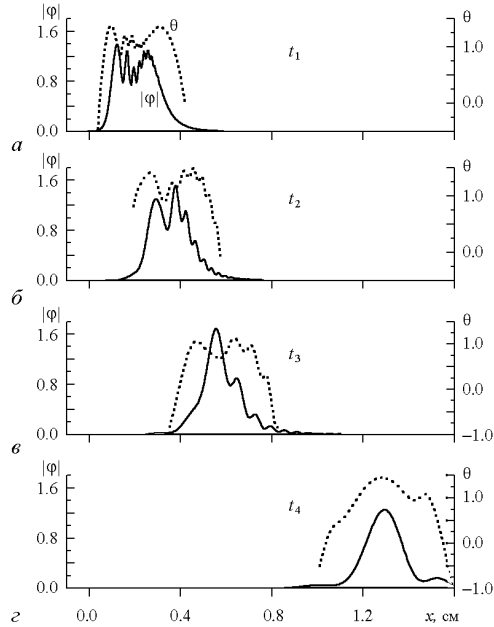


Рис. 22. Огибающая $|\varphi(x, t)|$ (сплошная линия) и фаза $\theta(x, t)$ (пунктирная линия) импульса ПМСВ, рассчитанного с помощью (13), (14) в линейной ($\chi = 0$) и бездиссипативной ($\alpha = 0$) среде при коэффициентах НУШ $V_g = 3.6 \cdot 10^6$ см/с, $\beta = -10^4$ см²/с, $T_0 = 20$ нс

среза импульса на рис. 22, *а* и рис. 22, *б* располагаются, соответственно, медленные и быстрые гармоники. Такое распределение фазы по центральной части импульса отвечает условиям сжатия импульса с начальной фазовой модуляцией [26–28]. На некотором расстоянии длительность импульса по уровню $1/2$ достигает минимума (рис. 22, *в*). В этот момент фаза по центральной части импульса практически постоянна, тогда как в последующие моменты времени принимает квадратичный характер, отвечающий расплыванию импульса (рис. 22, *г*).

Из рис. 16 видно, что эффекты самовоздействия в выбранном диапазоне входных амплитуд не меняют качественно характер кривых $W(x)$. При этом для импульсов, подверженных декомпрессии, с ростом входных амплитуд влияние дисперсионного «сжатия» по уровню $1/2$ снижается – минимальные значения $W(x)$ растут и сдвигаются ближе к началу координат (см. рис. 16, *б*). При параметрах импульса, отвечающих формированию солитона, с ростом входной амплитуды «сжатие» импульса усиливается и достигается на длинах пробега импульса близких к длине L_c «компрессии» прямоугольного линейного импульса (см. рис. 16, *а*). Дисперсионное «сжатие» $W(x)$ прямоугольного импульса в точке $x \approx L_c$ примерно равно 40% и сопоставимо по порядку величины с компрессией импульса при формировании солитонного решения (18), которое по полувысоте в интервале значений $\varphi_{th}^1 < \varphi_0 < \varphi_{th}^2$ меняется в границах $6\% \approx \frac{4 \cdot \ln(2 + \sqrt{3})}{9 \cdot \pi^2} < W < \frac{4 \cdot \ln(2 + \sqrt{3})}{\pi^2} \approx 50\%$. Понятно, что поведение $W(x)$ на рис. 16, *а* не означает, что дисперсия и нелинейность «сотрудничают» с точки зрения формирования солитонных решений.

Заключение

Таким образом, экспериментально и численно исследовано влияние эффектов самовоздействия на распространение импульсов ПМСВ в структуре ФДМ.

Показано, что в некотором интервале частот (I) полосы существования ПМСВ в ФДМ структуре могут выполняться условия для развития модуляционной неустойчивости и формирования солитонов. Тогда как на частотах вне этого интервала эффекты самовоздействия приводит только к уширению импульса ПМСВ.

Рассмотрено влияние четырехмагнотных параметрических процессов на развитие модуляционной неустойчивости. Показано, что эффекты самовоздействия определяют поведение огибающей импульсов на временах $t < t^*$, где t^* – время развития параметрической неустойчивости, которое в рассмотренном случае пленки ЖИГ и диапазоне входных мощностей составило $t^* \approx 30$ нс.

Определены пороги развития модуляционной и параметрической неустойчивости и показано, что они находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими оценками. Показано, что развитие параметрической и модуляционной неустойчивости не меняет согласования возбуждающей микрополоски с пленочным ЖИГ-волноводом МСВ, что позволяет рассматривать форму импульса МСВ «вошедшего» в пленку близкой к форме падающего импульса СВЧ.

Описано влияние несолитонной волны на распространение солитоноподобных импульсов ПМСВ и показано, что немонотонность зависимости $\varphi_{out}(\varphi_0)$ может являться его следствием.

Описано изменение длительности по полувысоте прямоугольного импульса

ПМСВ при распространении в ФДМ структуре. Показано, что дисперсионное расплывание таких импульсов сопровождается уменьшением длительности импульса по уровню $1/2$ на расстояниях близких к половине дисперсионной длины импульса $x \approx 0.44 \cdot L_D$. При этом в центральной части импульса наводится фазовая модуляция, отвечающая дисперсионному сжатию. Показано, что для солитоноподобных импульсов, сформировавшихся из прямоугольных входных импульсов с амплитудами $\varphi_{th}^1 < \varphi_0 < \varphi_{th}^2$, вклад в компрессию импульса со стороны «дисперсионного сжатия» сопоставим с вкладом нелинейности. При этом солитоноподобные импульсы достигают минимальной длительности по уровню $1/2$ на расстояниях, близких к половине дисперсионной длины импульса.

Библиографический список

1. Marcelli R., Nikitov S.A. Nonlinear Microwave Signal Processing: Towards a New Range of Devices. Kluwer Acad. Publ., 1996.
2. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.
3. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38, № 7. С. 343.
4. De Gasperis P., Marcelli R., Miccoli G. Magnetostatic soliton propagation at microwave frequency in magnetic garnet films // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59, №4. P. 481.
5. Tsankov M.A., Chen M., Patton C.E. Forward volume wave microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films: Propagation, decay, and collision // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76, №7. P. 4274.
6. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Patton C.E. Self-generation of microwave magnetic envelope soliton trains in yttrium iron garnet thin films // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 80. P. 4301.
7. Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. Backward volume wave solitons in a yttrium iron garnet film: abstract // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74, № 3. P. 2146.
8. Chen M., Tsankov M.A., Nash J.M., Patton C.E. Backward volume wave solitons in a yttrium iron garnet film // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 12773.
9. Nash J.M., Patton C.E., Kabos P. Microwave-envelope soliton threshold powers and soliton numbers // Phys. Rev. B. 1995-I. Vol. 51, №21. P. 15079.
10. Nash J.M., Kabos P., Staudinger R., Patton C.E. Phase profiles of microwave magnetic envelope solitons // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83, №5. P. 2689.
11. Scott M.M., Fetisov Yu.K., Synogach V.T., Patton C.E. Suppression of microwave magnetic envelope solitons by continuous wave magnetostatic wave signals // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88, №7. P. 4232.
12. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Kolodin P.A., Slavin A.N. Observation of dipole-exchange spin wave soliton in tangentially magnetised ferromagnetic films // Sol. State Comm. 1990. Vol. 74, №9. P. 989.
13. De Wames R.E., Wolfram T. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41, № 3. P. 987.

14. Гуляев Ю.В., Бугаев А.С., Зильберман П.Е., Игнатъев И.А., Коновалов А.Г., Луговской А.В., Медников А.М., Нам Б.П., Николаев Е.И. Гигантские осцилляции прохождения квазиповерхностной спиновой волны через тонкую пленку железо-иттриевого граната (ЖИГ) // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, вып. 9. С. 600.
15. Бордман А.Д., Никитов С.А. К теории нелинейных поверхностных магнитостатических волн // ФТТ. 1989. Т. 31, вып. 6. С. 281.
16. Nikitov S.A., Jun Su, Marcelli R., De Gasperis P. Modulation instability of surface magnetostatic waves in ferromagnetic films // JMMM. 1995. Vol. 145. P. L6.
17. Synogach V.T., Fetisov Yu.K., Mathieu Ch., Patton C.E. Ultrashort microwave pulses generated due to three magnon interactions // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85, №10. P. 2184.
18. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Никитов С.А., Темирязов А.Г. Неустойчивость интенсивных магнитостатических волн в нормально намагниченных тонких ферромагнитных пленках // ФТТ. 1987. Т. 29, вып. 6. С. 1794.
19. Kabos P., Xia H., Zhang H., Kolodin P.A., Patton C.E. Brillouin light scattering and magnon wave vector distributions for microwave magnetic envelope solitons in thin films // International symposium on spin waves. St. Petersburg, Russia, 1998.
20. Кокун А.В., Никитов С.А. Влияние непрерывной накачки на распространение солитонов огибающей магнитостатических спиновых волн // ФТТ. 2001. Т. 43, вып. 5. С. 851.
21. Короткевич А.О., Никитов С.А. Фазовая кросс-модуляция поверхностных магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1999. Т. 116, вып. 6(12). С. 2058.
22. Boyle J.W., Nikitov S.A., Boardman A.D., Xie K. Observation of cross-phase induced modulation instability of travelling magnetostatic waves in ferromagnetic films // J. Mag. Magn. Mater. 1997. Vol. 173. P. 241.
23. Marcelli R., Nikitov S.A. Magnetostatic surface wave solitons induced by cross-phase modulation // Europhys. Lett. 2001. Vol. 54, №1. P. 91.
24. Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Влияние параметрически возбужденных спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, №1. С. 318.
25. Satsuma J., Yajima N. Initial value problems of one-dimensional self modulation of nonlinear waves in dispersive media // Progr. Theoret. Phys. Supplement. 1974. Vol. 55. P. 284.
26. Вайнштейн Л.А. Распространение импульсов // УФН. 1976. Т. 118, №2. С. 339.
27. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
28. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
29. O'Keefe T.W., Patterson R.W. Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49, №9. P. 4886.
30. Adam J.D. A broadband microwave signal to noise enhancer // IEEE Trans. On Magn. 1980. Vol. 5, №5. P. 1168.

31. *Stitzer S.N., Emtage P.R.* Nonlinear microwave signal-processing devices using thin ferrimagnetic films // *Circ. Syst. Signal Proces.* 1985. Vol. 4, №1–2. P. 227.
32. *Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.* Четырехмагنونный распад поверхностных магнитостатических волн в пленках железо-иттриевого граната // *ФТТ.* 1997. Т. 39. №7. С. 330.
33. *Suhl H.* The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers // *J. Phys. Chem. Solids.* 1957. Vol. 1. P. 209.
34. *Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Slavin A.N.* Effect of magnetic dissipation on propagation of dipole spin-wave envelope solitons in yttrium iron garnet films // *IEEE Trans. Magn.* 1992. Vol. 28. P. 3207.
35. *Chen M., Nash J.M., Patton C.E. J.* A numerical study of nonlinear Schrödinger equation solution for microwave soliton in magnetic thin films // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 73, №8. P. 3906.
36. *Boardman A.D., Nikitov S.A., Waby N.A., Putman R., Metha H.M. and Wallis R.F.* Effect of third-order dispersion on nonlinear magnetostatic spin waves in ferromagnetic films // *Phys. Rev. B.* 1998. B57. P. 10667.
37. *Kindyak A.S., Scott M.M., Patton C.E.* Numerical analysis of nonlinear pulse propagation in ferrite-dielectric-metal structure based on the nonlinear Schrödinger equation with higher order term // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, № 8. P. 4739.
38. *Dudko G.M., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.V., Marcelli R., Nikitov S.A.* Nonlinear Schrödinger equation analysis of MSSW pulse propagation in ferrite-dielectric-metal structure // *Journal on Magnetism and Magnetic Materials.* 2004. Vol. 272–275, part 2. P. 999.
39. *Галишиников А.А., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А.* Численное моделирование распространения импульсов поверхностных магнитостатических волн в структуре феррит – диэлектрик – металл // *РЭ.* 2004. Т. 40, № 2. С. 228.
40. *Костылев М.П., Ковшиков Н.Г.* Возбуждение, формирование и распространение солитоноподобных спин-волновых импульсов в ферромагнитных пленках (численный расчет и эксперимент) // *ЖТФ.* 2002. Т. 72, № 11. С. 5.
41. *Mckinstrie C.J., Bingham R.* The modulation instability of coupled waves // *Phys. Fluids B.* 1989. Vol. 1, № 1. P. 231.
42. *Рыскин Н.М.* Связанные нелинейные уравнения Шредингера для описания распространения многочастотных волновых пакетов в нелинейной среде с дисперсией // *ЖЭТФ.* 1994. Т. 106, № 5(11). С. 1542.
43. *Галишиников А.А., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А.* Численное моделирование установления солитонного режима распространения импульсов магнитостатических волн // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2005. Т. 13, № 5–6. С. 113.
44. *Marcelli R., Nikitov S.A., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.A., Kozhevnikov A.V., Dudko G.M.* Magnetostatic surface wave bright solitons propagation in ferrite-dielectric-metal structure // *IEEE Trans. on Magn.* 2006. Vol. 42, №6 (принята к печати).
45. *Галишиников А.А., Кожевников А.В., Марчелли Р., Никитов С.А., Филимонов Ю.А.* Распространение прямоугольных импульсов магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната // *ЖТФ.* 2006. Т. 76, вып. 5. С. 62.

46. Галишников А.А., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. Компрессия прямоугольных импульсов в линейной диспергирующей среде // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2005. Т. 13, № 1–2. С. 63.

СФ ИРЭ РАН, ИРЭ РАН Москва

Поступила в редакцию 24.03.2006

Римское отделение института микросистем

Итальянского научного центра

MAGNETOSTATIC SURFACE WAVE PULSES SELF-ACTION EFFECTS UNDER PROPAGATION IN FERRITE-DIELECTRIC-METAL STRUCTURES

*A.A. Galishnikov, G.M. Dudko, A.V. Kozhevnikov, R. Marcelli,
Nikitov S.A., Yu.A. Filimonov*

Magnetostatic surface wave (MSSW) bright solitons in a ferrite-dielectric-metal (FDM) structure have been studied experimentally and numerically in the framework of the nonlinear Schrödinger equation. The attention was focused on the influence of the parametric instability on the soliton formation and propagation. We also discussed the contribution of the non-solitary (dispersive wave) part of the MSSW pulse on the soliton propagation, to show that their mutual interference leads to the levelling off or to the appearance of some peaks in the MSSW pulse output vs the input amplitude. We have also shown that for MSSW pulses with rectangular shape, the linear pulse compression caused by an induced phase modulation of the input pulse must be taken into account.

It was found experimentally for MSSW with wavelength $\lambda \approx h$ that the modulation instability leads to soliton formation for rectangular input pulses with duration τ less than the characteristic transient time t^* needed for the onset of the parametric instability, while pulses with $\tau > t^*$ are mainly subjected to parametric instability. The measured threshold amplitudes for parametric and modulation instabilities are in agreement with the theoretical predictions. An influence of additional pumping in the form of both continuous wave and pulsed signals on the soliton formation was studied. It was shown that an additional pumping signal with duration $\tau > t^*$, and amplitude above the threshold of the parametric instability, suppressed the MSSW soliton. Numerical modelling of the pulse-width dependence on the microwave power during the propagation in the FDM structure are in agreement with the experimental observations. Moreover, pulse narrowing due to the induced phase modulation of the input pulse was numerically predicted.



Галишников Александр Александрович – родился в 1980 году в Саратове. Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (1997). По окончании поступил в аспирантуру Института радиотехники и электроники РАН. Работает в Саратовском филиале того же института в должности младшего научного сотрудника. Область научных интересов – нелинейная динамика распределенных систем, магнитостатические волны в ферритовых планарных структурах.



Дудко Галина Михайловна – родилась в 1961 году в Свердловске. Окончила физический факультет Саратовского государственного университета по специальности «радиофизика». С 1983 по 2003 год работала в Саратовском отделении Института радиотехники и электроники РАН. В 2002 году защитила диссертацию по теме «Эффекты самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитных пленках» на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. С 2003 года старший научный сотрудник НПК «Прецизионное оборудование». Область научных интересов – нелинейные явления в магнитоупорядоченных средах, компьютерное моделирование. Автор и соавтор 14 научных статей.



Кожевников Александр Владимирович – 1962 года рождения, окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1984). Научный сотрудник Саратовского филиала Института радиотехники и электроники РАН. Область научных интересов - физика твердого тела, нелинейная динамика распределенных систем, магнитостатические волны в ферритовых планарных структурах.



Ромоло Марчелли – получил степень доктора физики в 1983 году в римском университете «La Sapienza». Руководитель группы технологии микросистем и СВЧ-устройств Римского отделения института микросистем Итальянского научного центра. Область интересов: проектирование и разработка СВЧ-устройств; жидкофазная эпитаксия и ВЧ распыление пленок ферритов гранатов; разработка нелинейных линий передачи СВЧ на GaAs; микроструктуры на основе магнитных пленок, кремния, GaAs для реализации интегральных систем СВЧ и КВЧ. Член Американского физического общества, магнитного общества IEEE.



Никитов С.А. – член-корр. РАН, доктор физико-математических наук, заместитель директора ИРЭ РАН, заведующий кафедрой прикладных информационных технологий МФТИ. Область научных интересов – физика магнитных явлений, нелинейная динамика, информатика и телекоммуникации.



Филимонов Юрий Александрович – родился в 1955 году. Окончил Московский физико-технический институт (1979), кандидат физико-математических наук, директор Саратовского филиала ИРЭ РАН. Область научных интересов – волновые явления в магнитных пленках. E-mail: fil@sfire.san.ru



Изв. вузов «ПНД», т. 14, № 3, 2006

УДК 621.372.852; 621.318.134.029.64

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ПЛЕНКАМИ

Ю.П. Шараевский, С.В. Гришин, М.А. Малюгина

Исходя из теоретических и экспериментальных исследований описаны основные нелинейные характеристики линий передачи на основе связанных структур с ферромагнитными пленками при возбуждении различных типов магнитостатических волн. Анализируются следующие типы связанных систем: система типа «электродинамическая структура – ферромагнитная пленка»; слоистая структура в виде двух связанных ферромагнитных пленок, каждая из которых рассматривается как волноведущая структура для магнитостатических волн; система типа «электродинамическая структура – две связанные ферромагнитные пленки».

Введение

В последние годы начали интенсивно развиваться исследования, посвященные изучению распространения связанных волн в различных нелинейных средах, например, волн в плазме, электронных потоках, электромагнитных волн в периодических структурах, в оптических линиях передачи и т.д. [1–4]. Что касается связанных систем на основе ферромагнитных пленок, в которых возможно возбуждение различных типов магнитостатических волн (МСВ), то их анализ ограничивался, в основном, рассмотрением линейных задач (см., например, [5, 6]). Однако необходимо отметить, что ферромагнитные пленки и возбуждаемые в них МСВ представляют очень важный объект для исследования нелинейных явлений.

Магнитостатические волны обладают определенными преимуществами перед другими типами волн в кристаллических структурах [6–8]: легко возбуждаются практически во всем диапазоне сверхвысоких частот (1–40 ГГц); обладают большим замедлением; существует возможность управления дисперсионными характеристиками этих волн с помощью внешних нагрузок и магнитного поля; нелинейные явления наблюдаются при сравнительно небольших уровнях мощности. С помощью линий

передачи на МСВ можно реализовать практически все основные операции, используемые для функциональной обработки сигналов [6, 7, 9–11]: управляемую задержку, фильтрацию, преобразование спектра, ограничение мощности, подавление побочных сигналов и шумов и т.д.

Уже на первых стадиях экспериментального исследования магнитостатических волн было выяснено, что нелинейные явления играют существенную роль в волновых процессах в ферромагнитных пленках [8, 12, 13]. Можно выделить два основных нелинейных механизма в ферромагнитных пленках: механизм, обусловленный нелинейностью самой среды и приводящий, в частности, к модуляционной неустойчивости волн [14–16]; параметрический механизм, связанный с возбуждением волной накачки коротковолновых спиновых волн [8, 12, 17].

Важность последнего обусловлена тем, что он проявляется при сравнительно небольших уровнях мощности, приводит к дополнительным нелинейным потерям МСВ [8, 18] и используется при создании различных нелинейных устройств на МСВ [6–9, 19].

В настоящей работе исходя из теоретических и экспериментальных исследований проводится анализ связанных структур на основе ферромагнитных пленок, в которых при возбуждении различных типов магнитостатических волн проявляются указанные выше нелинейные механизмы. Рассматриваются следующие типы связанных систем: система типа «электродинамическая структура – ферромагнитная пленка»; слоистая структура в виде двух связанных ферромагнитных пленок, каждая из которых рассматривается как волноведущая структура для МСВ; и система типа «электродинамическая структура – две связанные ферромагнитные пленки».

Анализ нелинейных характеристик линий передачи на основе указанных выше структур проводится как с использованием известных из литературы результатов [19–24], так и на основе оригинальных работ авторов [25–36]. Особое внимание уделяется влиянию связи в таких системах, которая зависит от уровня мощности сигнала и может приводить к интересным нелинейным эффектам.

1. Система «микророскопическая линия – ферромагнитная пленка» при возбуждении магнитостатических волн

Первые экспериментальные работы по исследованию прохождения сигналов разных уровней мощности через систему «микророскопическая линия передачи – ферромагнитная пленка» при возбуждении МСВ были проведены американскими учеными [19–22]. Указанная система представляла собой планарную электродинамическую структуру, состоящую из диэлектрической подложки, с одной стороны которой имеется заземленный проводящий экран, а с другой – полосковый проводник, над которым размещалась ферромагнитная пленка. Общий вид такой структуры показан на рис. 1.

Было установлено, что на частотах возбуждения МСВ с увеличением уровня мощности сигнала на входе системы наблюдается нелинейное ослабление СВЧ-сигнала на выходе. Причем СВЧ-сигнал, уровень мощности которого ниже некоторого порогового значения (малый сигнал) ослабляется сильнее, чем сигнал, уровень мощности которого выше порога (большой сигнал). Данный нелинейный эффект связан с наличием механизма параметрического возбуждения магнитостатической

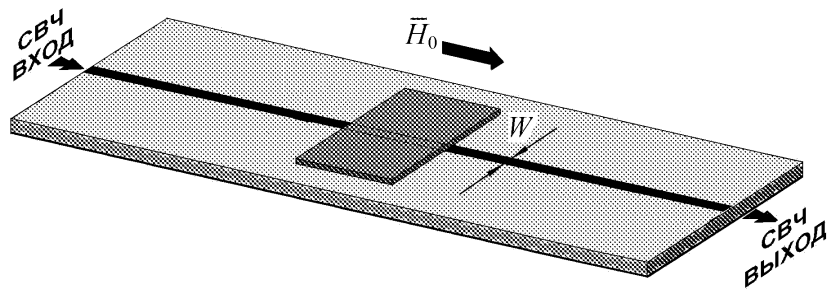


Рис. 1. Микрополосковая линия передачи на ПМСВ

волной спиновых волн¹ (СВ) в ферромагнитной пленке. При этом должны выполняться условия фазового синхронизма, которые для трехволновых процессов (параметрический механизм 1-го порядка) имеют следующий вид [6]:

$$\omega_0(k_0) = \omega_1(k_1) + \omega_2(k_2), \quad \bar{k}_0 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2, \quad (1)$$

где $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \bar{k}_0, \bar{k}_1$ и \bar{k}_2 – волновые векторы волны накачки и образовавшихся в результате ее «распада» пары СВ, соответственно.

В случае, когда волной накачки является МСВ, существуют частотные ограничения, связанные с тем, что спектр спиновых волн должен находиться в области

половиной частоты сигнала [6, 18].

Для широко используемых на практике пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 \cong 1760$ Гс частотный диапазон существования параметрических процессов для объемных МСВ ограничивается частотами порядка 3.2 ГГц, а для поверхностной МСВ – 4.9 ГГц.

Нелинейное затухание МСВ в пленке ЖИГ, обусловленное параметрическим возбуждением СВ, приводит к увеличению отношения уровня большого сигнала к уровню малого сигнала или шума на выходе линии по сравнению с их отношением на входе. Данный эффект лежит в основе работы устройств, получивших в литературе название «усилитель отношения сигнала/шум» или «шумоподаватель» [6, 19–22, 25, 26].

На рис. 2 приведены типичные динамические характеристики шумоподави-

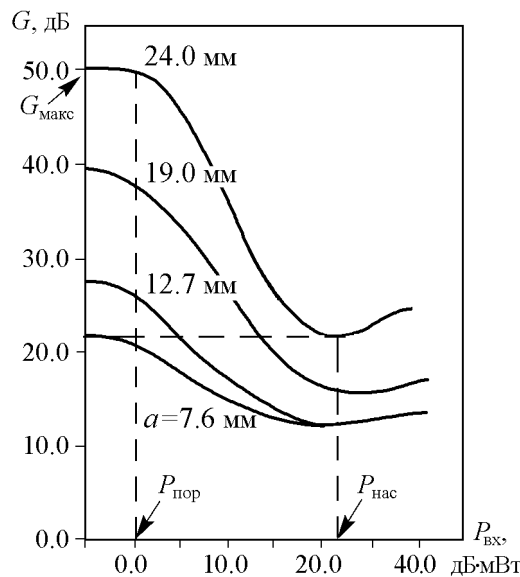


Рис. 2. Зависимость коэффициента подавления сигнала G мощности $P_{вх}$ при различных длинах перекрытия a пленкой микрополоскового проводника [6, 19]; $d = 45.7$ мкм – толщина ферромагнитной пленки; $W = 25$ мкм; $H_0 = 580$ Э; $f = 4$ ГГц

теля, представляющие собой зависимость коэффициента подавления $G = -10 \lg(P_{вх}/P_{вых})$ от уровня входной мощности $P_{вх}$ [6, 20] (a – длина линии с пленкой ЖИГ; $P_{пор}$ – пороговый уровень входной мощности, при превышении которого максимальная величина подавления сигнала в линии начинает уменьшаться;

¹Спиновые волны, о которых здесь и далее по тексту идет речь, являются обменными спиновыми волнами с длиной волны, намного меньшей длины волны магнитостатических волн, называемых иногда в литературе безобменными спиновыми волнами [6, 8].

$P_{\text{нас}}$ – уровень входной мощности, при котором подавление сигнала в линии достигает своего минимального значения). Заметим, что эффективная работа шумоподавителя определяется наибольшей разницей между максимальным и минимальным значениями G в заданном интервале входных мощностей [2, 3].

Необходимо отметить, что до настоящего времени отсутствуют приемлемые модели для описания нелинейного механизма при прохождении сигналов разных уровней мощности через систему «микрополосковая линия – ферромагнитная пленка» при возбуждении МСВ, которую можно рассматривать как шумоподавитель. Одна из попыток построения модели заключалась в том (см. [6, 27]), что исследуемая линия рассматривалась как длинная линия, в которой величина погонного активного сопротивления уменьшается с ростом уровня мощности сигнала. В качестве эквивалентного активного сопротивления рассматривается сопротивление излучения микрополосковой линии при возбуждении МСВ, величина которого зависит от уровня потерь в ферромагнитной пленке. Однако эта модель носит, скорее, феноменологический характер и не описывает всех особенностей такой нелинейной линии, в частности, связанных с прохождением многочастотных сигналов разных уровней мощности [27]. Недостаток такого подхода заключается, прежде всего, в том, что основную роль при нелинейном ослаблении сигналов играет связь между микрополосковой линией и ферромагнитной пленкой при возбуждении МСВ, величина которой уменьшается с ростом уровня мощности входного сигнала. Данная зависимость подтверждается на примере рассматриваемой ниже резонансной линии передачи на МСВ, для которой удалось построить нелинейную модель в виде двух связанных контуров.

В системе «микрополосковая линия – ферромагнитная пленка» в качестве волны накачки при параметрическом возбуждении МСВ может выступать также непосредственно электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль полоскового проводника. При этом сигнал в линии с ростом уровня входной мощности будет ослабляться сильнее, чем в отсутствие ферромагнитной пленки, то есть такая линия передачи может использоваться в качестве ограничителя мощности [23, 24]. Подчеркнем, что в этом случае отсутствуют частотные ограничения для параметрических процессов первого порядка, о которых мы говорили выше.

2. Система «микрополосковый резонатор – ферромагнитная пленка» при возбуждении магнитостатических волн

Рассмотрим нелинейную линию передачи, в которой в качестве возбудителя МСВ вместо согласованного с генератором и нагрузкой отрезка микрополосковой линии используется микрополосковый резонатор [28–31]. Использование резонаторных структур должно приводить к узкополосности системы в целом, однако предложенная схема имеет и определенные преимущества по сравнению с системой, рассмотренной выше: можно достичь более высоких амплитуд токов в микрополосковой линии, что приводит к возникновению нелинейных эффектов в ферромагнитной пленке при меньших уровнях падающей на нее мощности сигнала; значительно повышается отношение большой сигнал/малый сигнал [29, 32]; возможно построение более простых моделей, в том числе и нелинейных, описывающих основные особенности поведения таких систем. Ниже мы остановимся на основных резуль-

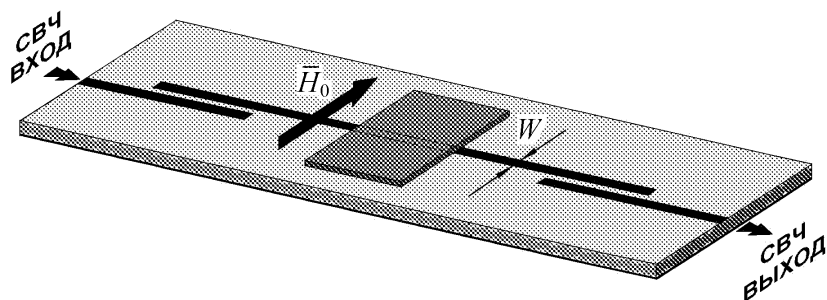


Рис. 3. Резонансная линия передачи на ООМСВ

татах, полученных при исследовании системы «микрополосковый резонатор – ферромагнитная пленка» при возбуждении обратных объемных МСВ (ООМСВ), схема которой приведена на рис. 3.

Микрополосковый резонатор в экспериментальном макете был выполнен методом тонкопленочной фотолитографии на диэлектрической подложке с $\epsilon = 9.6$. Основной вид колебания ($n = 1$) резонатора характеризуется резонансной частотой $f_0 = 2117$ МГц, нагруженной добротностью $Q_H = 141$ и ослаблением на резонансной частоте $A_0 = 12.3$ дБ. Пленка ЖИГ с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1680$ Гс, с шириной линии ферромагнитного резонанса $2\Delta H = 0.69$ Э и размерами $4 \times 10 \times 0.04$ мм³ располагалась вдоль поперечной оси симметрии микрополоскового резонатора в пучности ВЧ переменного тока. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 приложено касательно к поверхности исследуемой системы и перпендикулярно микрополосковому проводнику.

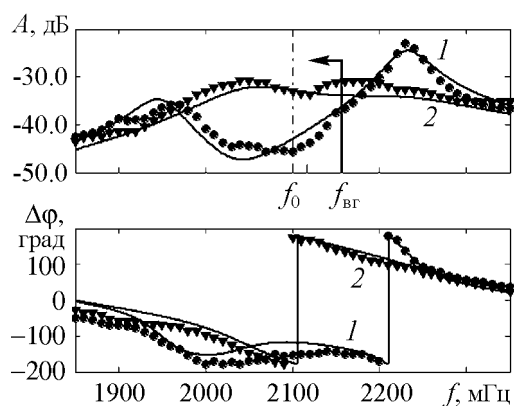


Рис. 4. АЧХ и ФЧХ резонансной линии передачи на ООМСВ в линейном режиме (1) и в режиме насыщения (2)

На рис. 4 приведены амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики (АЧХ и ФЧХ) системы «микрополосковый резонатор – ферромагнитная пленка», полученные в режиме малого входного сигнала (линейный режим) и в режиме большого входного сигнала (режим насыщения, то есть когда дальнейшее увеличение уровня мощности входного сигнала не приводит к заметному изменению характеристик линии). На рисунке Г-образной стрелкой обозначена верхняя частотная граница теоретически рассчитанной полосы возбуждения ООМСВ, а штрихпунктирной линией – частота основного вида колебаний микрополоскового резонатора.

Приведенные АЧХ и ФЧХ линии передачи получены в случае, когда полоса возбуждения ООМСВ находится ниже резонансной частоты микрополоскового резонатора ($H_0 = 300$ Э). Из рисунка следует, что АЧХ данной системы характеризуется наличием двух максимумов, частоты которых с увеличением уровня входного сигнала сближаются, а уровни их ослабления уменьшаются. Поведение характеристик исследуемой системы может быть представлено эквивалентной схемой в виде двух связанных контуров, один из которых описывает мик-

рополосковый резонатор, а другой (нелинейный контур) – ферромагнитную пленку при возбуждении МСВ [28]. Такое представление позволяет оценить связь ферромагнитной пленки с резонатором при возбуждении МСВ и построить нелинейную модель системы, определив функциональную зависимость параметров нелинейного контура и параметра связи от уровня сигнала [30].

Значения параметров эквивалентной схемы определялись из экспериментальных данных с применением методов оптимизации. Процедура определения эквивалентных параметров линии проходила в два этапа.

На первом этапе с использованием экспериментальных значений комплексного коэффициента передачи микрополоскового резонатора, определяемых в отсутствие ферромагнитной пленки, рассчитывались значения параметров первого контура R_1 , L_1 , C_1 , а также по измеренным значениям комплексного коэффициента передачи микрополоскового резонатора с ферромагнитной пленкой при возбуждении в последней ООМСВ в режиме малого входного сигнала определялись значения параметров второго колебательного контура R_2 , L_2 , C_2 и коэффициента индуктивной связи k между контурами в линейном режиме.

На втором этапе проводились расчеты параметров схемы в нелинейном режиме. Предполагалось, что только три параметра схемы – активное сопротивление R_2 , индуктивность второго контура L_2 и коэффициент связи между контурами k – зависят от уровня мощности входного сигнала. Определенные с использованием экспериментальных данных и процедуры оптимизации значения указанных параметров модели для разных уровней входной мощности приведены на рис. 5 [31].

Полученные в результате моделирования зависимости R_2 , L_2 и k от уровня входного сигнала можно описать конкретной функциональной зависимостью следующего вида:

$$B = B_{\min} \times \left\{ \alpha / [1 + (P_{\text{ср}} / \tilde{P}_{\text{вх}})^n] + 1 \right\}, \quad (2)$$

где B – величина, обозначающая R_2 , L_2 или k ; $\alpha = B_{\max} / B_{\min} - 1$; $P_{\text{ср}}$ – величина входной мощности $\tilde{P}_{\text{вх}}$, соответствующая среднему арифметическому значению B .

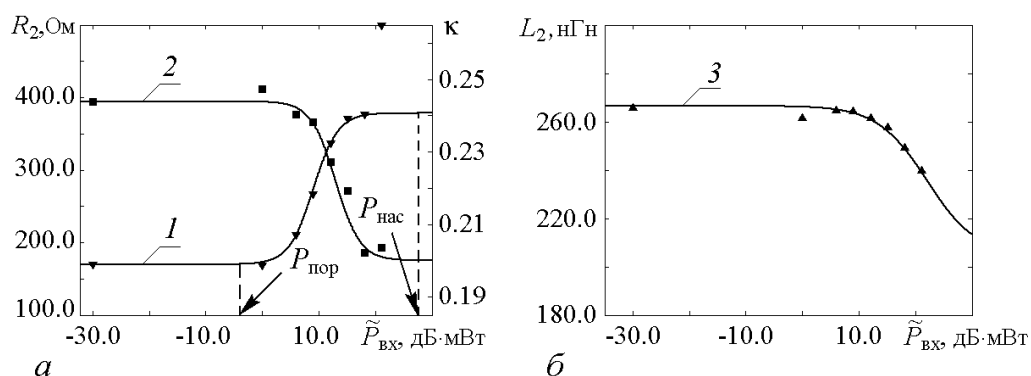


Рис. 5. Зависимости параметров эквивалентной схемы от уровня мощности входного сигнала $\tilde{P}_{\text{вх}}$: а – активного сопротивления второго контура R_2 (кривая 1) и коэффициента связи k между контурами (кривая 2); б – индуктивности второго контура L_2 (кривая 3). Значки соответствуют значениям параметров, полученным в результате их оптимизации по экспериментальным данным; сплошные линии – результат расчета по эмпирической формуле (2)

Значения B_{\min} , α , $P_{\text{ср}}$ и n , определенные для каждой из трех зависимостей, приведены в таблице.

Таблица

B	B_{\min}	α	$P_{\text{ср}}$, мВт	n
R_2 , Ом	169.69	1.23	8	2
κ	0.2	0.2195	20	-2
L_2 , нГн	205	0.3	160	-1

Представленные зависимости параметров эквивалентной схемы (см. рис. 5) характеризуются двумя определенными значениями входной мощности. Одно из них соответствует пороговому уровню мощности $P_{\text{пор}}$, при превышении которого в пленке ЖИГ начинается параметрическое возбуждение спиновых волн, а другое, $P_{\text{нас}}$ – уровню насыщения, при превышении которого параметры модели уже не меняются.

Активное сопротивление R_2 определяет потери во втором контуре, поэтому данный параметр можно считать аналогом параметра нелинейных потерь МСВ. Из рассмотрения результатов, представленных на рис. 5, a , следует, что в линейной области ($\tilde{P}_{\text{вх}} < P_{\text{пор}}$), где потери ООМСВ минимальны, связь между контурами является максимальной и постоянной по величине. Начиная с $P_{\text{пор}}$, происходит возрастание потерь ООМСВ, что приводит к уменьшению величины связи между контурами. При значении $\tilde{P}_{\text{вх}} < P_{\text{пор}}$ величина R_2 практически не зависит от $\tilde{P}_{\text{вх}}$ и становится максимальной, а коэффициент связи между контурами достигает при этом своего минимального значения. Уменьшение величины связи между контурами с ростом потерь во втором контуре объясняется тем, что вследствие распада ООМСВ на спиновые волны ухудшается ее связь с электромагнитным полем основного вида колебаний резонатора. Последнее обстоятельство и приводит к нелинейному поведению сигнала в линии передачи.

Для сравнения с экспериментальными данными на рис. 4 приведены результаты расчета АЧХ и ФЧХ исследуемой системы (сплошные линии) на основе предложенной эквивалентной схемы. Видно, что результаты расчета достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

На рис. 6 приведены теоретические и экспериментальные зависимости величин $K = 20 \lg(A_{\text{бс}}/A_{\text{мс}})$ и $F = \Delta\varphi_{\text{бс}} - \Delta\varphi_{\text{мс}}$ от частоты, где $A_{\text{бс}}$, $\Delta\varphi_{\text{бс}}$ – значения модуля и набега фазы коэффициента передачи линии в режиме большого сигнала (при $\tilde{P}_{\text{вх}} \cong P_{\text{нас}}$ – режим насыщения); $A_{\text{мс}}$, $\Delta\varphi_{\text{мс}}$ – значение модуля и набега фа-

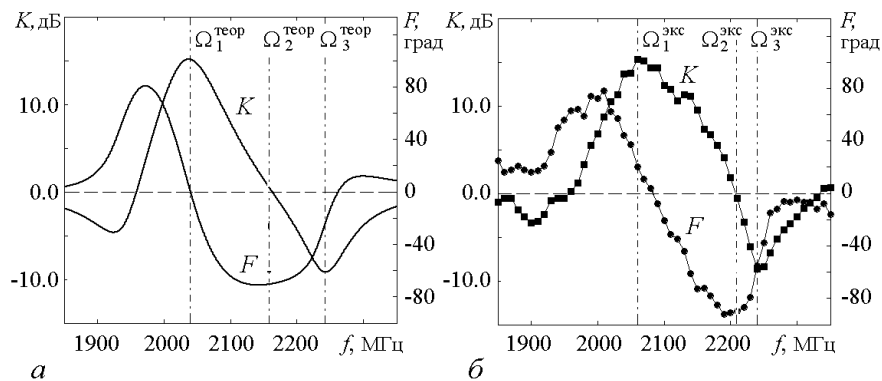


Рис. 6. Теоретическая (а) и экспериментальная (б) зависимости величин K и F от частоты. Максимальное значение $K \cong 15$ дБ соответствует частоте $\Omega_1^{\text{теор}} = 2044$ МГц, $\Omega_1^{\text{экс}} = 2060$ МГц; $K \sim 0$, $F \approx 90^\circ - \Omega_2^{\text{теор}} = 2171$ МГц, $\Omega_2^{\text{экс}} = 2210$ МГц; минимальное значение $K \cong -9$ дБ – $\Omega_3^{\text{теор}} = 2233$ МГц, $\Omega_3^{\text{экс}} = 2240$ МГц

зы коэффициента передачи в режиме малого сигнала (при $\tilde{P}_{\text{вх}} < P_{\text{пор}}$ – линейный режим). Как экспериментальные, так и теоретические зависимости $K(f)$ характеризуются наличием частотных областей, в одной из которых ($K > 0$) малый сигнал ослабляется сильнее, чем большой сигнал, а в другой ($K < 0$), наоборот, большой сигнал ослабляется сильнее, чем малый сигнал.

Область $K > 0$ находится, в основном, в пределах теоретически рассчитанной полосы возбуждения ООМСВ и в этой области частот волной накачки для СВ является магнитостатическая волна. Рассматриваемая резонансная линия передачи в данной области частот может использоваться как шумоподавитель.

Области частот, в которых $K < 0$ (этим областям соответствует ограничение большого сигнала), находятся как в пределах теоретически рассчитанной полосы возбуждения ООМСВ (слева от области, где $K > 0$), так и за пределами теоретически рассчитанной полосы возбуждения ООМСВ (справа от области, где $K > 0$). Однако наибольший уровень ограничения большого сигнала $K \cong -9$ дБ наблюдается в более высокочастотной области, и в этом случае можно предположить, что в роли волны накачки выступает электромагнитная волна. Рассматриваемая резонансная линия передачи в данной частотной области может использоваться как ограничитель мощности.

Из рассмотрения кривых $F(f)$ на рис. 6 следует, что с увеличением уровня мощности входного сигнала в исследуемой линии передачи происходит также изменение величины набега фазы сигнала. Можно выделить частотную область вблизи значения частоты $\Omega_2^{\text{теор}}$ (рис. 6, а) и $\Omega_2^{\text{эк}}$ (рис. 6, б), где это изменение будет максимальным и может достигать величины $F \approx 90^\circ$. При этом нелинейное подавление СВЧ-сигнала на указанных частотах отсутствует ($K \sim 0$), то есть сигналы большой и малой амплитуды проходят через линию передачи с одинаковым ослаблением. Следовательно, резонансная линия передачи на ООМСВ в этом случае может использоваться как нелинейный фазовращатель. Отметим, что на частоте Ω_1 , где значение $K > 0$ и максимально, сдвиг фазы между сигналами большой и малой амплитуды практически равен нулю.

3. Связанные ферромагнитные пленки при возбуждении магнитостатических волн

В качестве другого класса нелинейных линий передачи на основе связанных систем с ферромагнитными пленками могут рассматриваться слоистые структуры, в которых ферромагнитные пленки разделены диэлектрическими промежутками [33–35, 37, 38]. В частности, если мы имеем две ферромагнитные пленки, то подобная структура может рассматриваться как две связанные линии передачи, в каждой из которых распространяется магнитостатическая волна. Как известно [6, 14, 15, 39], при распространении МСВ при уровнях сигнала выше некоторого порогового значения (порядка 1–10 мВт) определенную роль также играют нелинейные механизмы, обусловленные модуляционной неустойчивостью МСВ. Модуляционная неустойчивость связана с взаимодействием несущей волны и симметрично отстоящих сателлитов с близкими частотами [14].

Анализируемая структура представляет собой два тонких ферромагнитных слоя (пленки) с намагниченностями насыщения $4\pi M_{0,2}$, разделенных диэлектрическим промежутком толщиной d . Структура бесконечна в направлении осей x и y , причем вдоль оси y при направлении постоянного магнитного поля \vec{H}_0 по касательной к

поверхности слоев (вдоль оси x) возможно распространение поверхностных МСВ (ПМСВ), а при направлении \vec{H}_0 по нормали к поверхности (вдоль оси z) – прямых объемных МСВ (ПОМСВ).

Для описания распространения МСВ используются уравнения движения вектора намагниченности и уравнения Максвелла, записанные в магнитостатическом приближении [6]. Предполагается, что взаимное влияние магнитостатических волн в каждой из пленок осуществляется через высокочастотные магнитные поля (связь носит чисто электродинамический характер), что позволяет в уравнениях движения для вектора намагниченности и уравнениях магнитостатики, записанных для каждого слоя, представить эффективные магнитные поля $\vec{H}_{1,2}$ следующим образом [33]:

$$\vec{H}_{1,2} = \vec{H}_{1,2}^0 + \vec{h}_{1,2} + D\vec{h}_{2,1}, \quad (3)$$

где $\vec{h}_{2,1}$ – переменные ВЧ магнитные поля, $\vec{H}_{1,2}^0$ – постоянные компоненты, D – коэффициент связи между слоями. Значение D можно рассчитать на основе линейной теории (см., например, [6]) и тогда $D = \exp(-2kd)$, где k – постоянная распространения волны в системе.

Допустим также, что нелинейность каждой пленки определяется только величиной переменной намагниченности этой пленки, то есть нелинейность, обусловленная изменением продольной компоненты магнитного момента $M_{z_{1,2}}$, для каждого слоя задается в виде [33]:

$$M_{z_{1,2}} \approx M_{0,1,2} (1 - |m_{1,2}|^2), \quad (4)$$

где $m_{1,2}$ – переменные намагниченности, значения которых определяются ВЧ магнитными полями как одной, так и другой пленки.

Важной особенностью предложенных связанных структур является расщепление дисперсионной кривой, соответствующей волне в одиночной пленке, на две, то есть возбуждение на одной частоте f двух нормальных волн – быстрой и медленной – с различными волновыми числами k_b и k_m , соответственно [6].

С учетом дисперсионных соотношений для связанных МСВ [6] и уравнений (3), (4) можно получить нелинейные дисперсионные соотношения, что дает возможность с использованием метода огибающих [14] построить систему нелинейных уравнений, описывающих эволюцию огибающей амплитуд нормальных волн в структуре $\varphi_{b,m}$, которая может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{cases} j \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_b \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi_b + \frac{A_b}{2} \frac{\partial^2 \varphi_b}{\partial y^2} - \frac{1}{4} (B_{bb} |\varphi_b|^2 + B_{bm} |\varphi_m|^2) \varphi_b + j\alpha \varphi_b = 0 \\ j \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_m \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi_m + \frac{A_m}{2} \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial y^2} - \frac{1}{4} (B_{mb} |\varphi_b|^2 + B_{mm} |\varphi_m|^2) \varphi_m + j\alpha \varphi_m = 0 \end{cases}, \quad (5)$$

где $V_{b,m} = \frac{\partial \omega}{\partial k_{b,m}}$, $A_{b,m} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_{b,m}^2}$, $B_{bb} = \frac{\partial \omega}{\partial |\varphi_b|} \Big|_{k_b}$, $B_{mb} = \frac{\partial \omega}{\partial |\varphi_b|} \Big|_{k_m}$, $B_{bm} = \frac{\partial \omega}{\partial |\varphi_m|} \Big|_{k_b}$, $B_{mm} = \frac{\partial \omega}{\partial |\varphi_m|} \Big|_{k_m}$ – коэффициенты, характеризующие групповые скорости, дисперсию и нелинейность, соответственно, и зависящие от параметров пленок и величины связи D ; α – параметр диссипации. Здесь индекс «б» относится к быстрой волне с $k = k_b$, а индекс «м» – к медленной волне с $k = k_m$. Комплексные амплитуды

нормальных волн $\varphi_{6,m}$ связаны с амплитудами волн в каждой из пленок $\varphi_{1,2}(y, t) = m_{1,2} \exp [j(\omega t - k_{1,2}y)]$ ($k_{1,2}$ – постоянные распространения в пленках 1 и 2, соответственно), следующим соотношением $\varphi_{6,m}(y, t) = N(\varphi_{2,1}(y, t) \pm S_{1,2}\varphi_{1,2}(y, t))$, где N и $S_{1,2}$ коэффициенты, значения которых определяются относительными параметрами пленок.

При $d = 0$ (коэффициент связи $D = 1$) из (5) получим уравнение с коэффициентами, соответствующими одиночной пленке удвоенной толщины, а при $d \rightarrow \infty$ система (5) распадается на два несвязанных нелинейных уравнения Шредингера (НУШ) с коэффициентами, соответствующими несвязанным пленкам, каждое из которых будет иметь вид [14]:

$$j \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi + \frac{A}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - B|\varphi|^2 \varphi + j\alpha \varphi = 0. \quad (6)$$

Здесь V – групповая скорость волны; A – коэффициент, характеризующий дисперсионное расплывание волны в направлении распространения; B – коэффициент нелинейности.

Анализ коэффициентов НУШ в уравнении (6) для различных типов МСВ показывает, что объемные волны (ПОМСВ) являются неустойчивыми в направлении распространения относительно продольных возмущений, а поверхностные (ПМСВ) – устойчивы [6, 14].

Основными нелинейными эффектами, к которым может приводить развитие модуляционной неустойчивости в этом случае, являются либо образование уединенных волн (солитонов огибающей), либо самомодуляция огибающей при амплитуде сигнала выше некоторого порогового значения (с дальнейшим переходом к хаотической динамике при увеличении амплитуды сигнала). Все эти эффекты достаточно хорошо изучены и наблюдались экспериментально (см., например, [14, 15, 39]).

Полученная для описания связанных волн в ферромагнитных пленках система (5) может быть аналогична нелинейным уравнениям для связанных волн в других нелинейных средах, в частности, подобная система уравнений используется для анализа нелинейной динамики поведения оптических сигналов [4]. Однако применительно к ферромагнитным пленкам анализ нелинейных связанных МСВ имеет ряд существенных особенностей, которые необходимо учитывать. Прежде всего, отметим, что коэффициенты в уравнениях (5) сильно зависят от связи и могут меняться в широких пределах. Из системы (5) также видно, что, в отличие от уравнения (4), связь приводит, во-первых, к изменению коэффициентов дисперсии (возможно изменение знака при изменении связи), коэффициентов нелинейности, групповой скорости, а во-вторых, к появлению в уравнениях перекрестных нелинейных членов.

Данные особенности в первую очередь сказываются на условиях возникновения модуляционной неустойчивости при прохождении МСВ в рассматриваемой системе. В случае возбуждения одной из нормальных волн в структуре ($\varphi_{0,6,m} \neq 0$, $\varphi_{0,6,b} = 0$) система (5) распадается на два несвязанных НУШ для каждой из нормальных волн, с коэффициентами, зависящими от величины связи. Условие модуляционной неустойчивости в этом случае будет иметь вид [14]:

$$A_{6,m} B_{66,mm} < 0.$$

Анализ коэффициентов в уравнениях (5) показывает, что действие связи не приводит к смене знаков коэффициентов нелинейности, а именно $B_{66,mm} < 0$ для

ПОМСВ и $B_{\text{бб,мм}} > 0$ для ПМСВ при любой величине связи. Однако возможно изменение знаков коэффициентов дисперсии $A_{\text{б,м}}$ для одной из нормальных мод в узкой области частот. Это говорит о том, что в этих областях выполняется (либо нарушается) критерий модуляционной неустойчивости для одной из нормальных мод и она становится неустойчивой (устойчивой), в отличие от данного типа МСВ в одиночной пленке.

При возбуждении двух нормальных мод ($\varphi_{0\text{б,м}} \neq 0$, $\varphi_{0\text{м,б}} \neq 0$), как показано в [36, 37], решение системы уравнений типа (5) будет неустойчиво даже в том случае, если решение каждого из уравнений в отдельности устойчиво, то есть МСВ являются модуляционно неустойчивыми в связанной структуре при возбуждении двух нормальных волн независимо от направления магнитного поля (возбуждение ПОМСВ или ПМСВ). Данный вид модуляционной неустойчивости, возникающей при одновременном распространении двух модуляционно устойчивых волн, связанных через нелинейность, называется кросс-модуляцией [4].

Остановимся на основных характерных особенностях распространения нелинейной МСВ в линии передачи на основе связанных ферромагнитных структур, по сравнению с волнами в одиночной пленке, которые могут представлять определенный интерес с точки зрения создания нелинейных линий передачи на МСВ для функциональной обработки сигнала. В частности, в результате численного исследования на основе уравнений (5) показано, что при импульсном возбуждении ПОМСВ в связанной структуре (при величине сигнала больше некоторого порогового значения $\varphi_0^{\text{пор}}$) имеют место следующие основные особенности. Во-первых, при возбуждении одной волны в связанной структуре характер эволюции полностью определяется зависимостью коэффициентов дисперсии и групповых скоростей в нелинейных уравнениях от величины связи. Во-вторых, в зависимости от характера возбуждения (возбуждение быстрой или медленной моды) и величины связи, ПОМСВ в связанной структуре может быть как устойчива, так и неустойчива (возможно либо формирование уединенной волны, либо расплывание начального профиля). В-третьих, при одновременном возбуждении двух волн в связанной структуре ПОМСВ является неустойчивой независимо от области изменения параметра d и имеет место формирование уединенной волны огибающей на выходе со скоростью и амплитудой больше, чем в одиночной пленке.

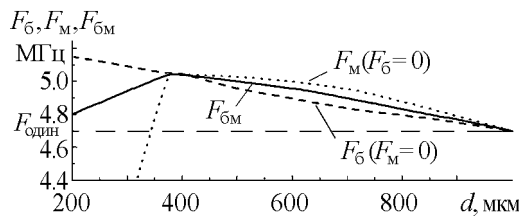


Рис. 7. Зависимости частоты модуляции от d при возбуждении быстрой моды (штриховая), медленной моды (пунктирная), при возбуждении обеих мод (сплошная кривая)

как учет обменного взаимодействия приводит к тому, что коэффициенты дисперсии быстрой и медленной волн в связанной структуре не меняют знак. Частота модуляции зависит от величины связи как показано на рис. 7, причем растет с увеличением связи при возбуждении только быстрой волны ($F_{\text{б}}$), а также растет, а затем убывает при возбуждении только медленной волны ($F_{\text{м}}$), либо двух волн ($F_{\text{бм}}$).

Особенности распространения МСВ при возбуждении непрерывным сигналом можно рассмотреть на примере дипольно-обменных ПОМСВ, для которых в одиночных пленках при $\varphi_0 > \varphi_0^{\text{пор}}$ имеет место самомодуляция на частоте $F_{\text{один}}$ [39]. При этом получено, что самомодуляция дипольно-обменной ПОМСВ в связанной структуре наблюдается независимо от способа возбуждения и величины связи, так

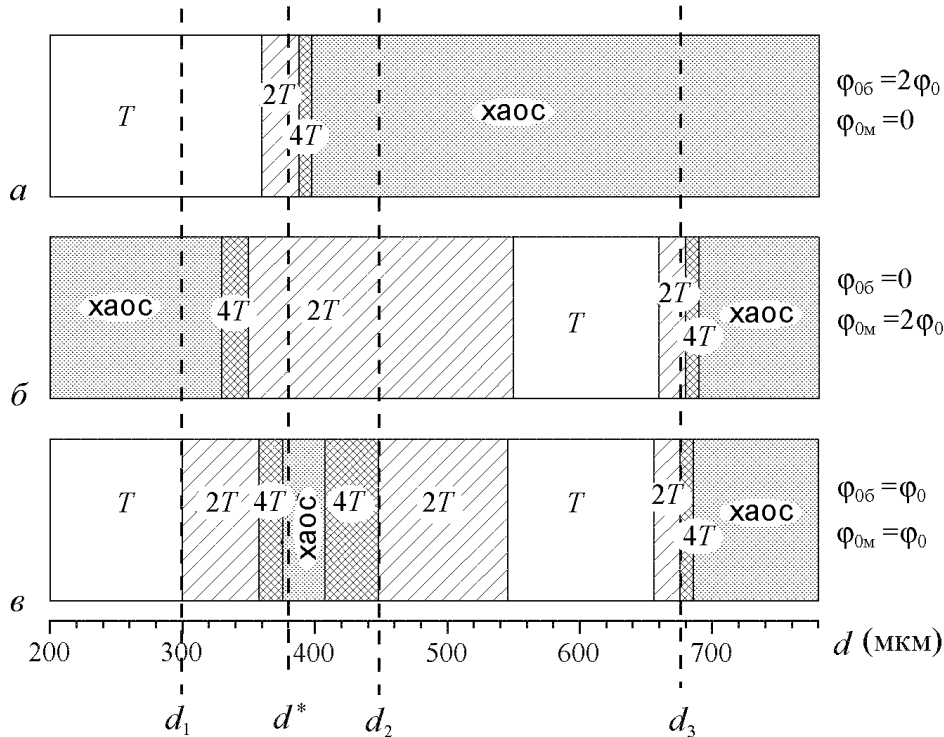


Рис. 8. Различные режимы поведения огибающей сигнала (модуляция с периодом T , $2T$, $4T$, хаотическая динамика) при возбуждении быстрой моды (а); медленной моды (б); при возбуждении обеих мод (в)

Влияние связи и способа возбуждения на характер хаотической модуляции при увеличении амплитуды входного сигнала показано на рис. 8. При возбуждении только быстрой волны имеет место переход к регулярному поведению огибающей с увеличением связи (рис. 8, а); последовательное изменение характера волновой эволюции в направлении «хаос-порядок-хаос» с увеличением связи при возбуждении только медленной волны приведено на рис. 8, б, а при возбуждении двух волн – на рис. 8, в.

Таким образом, можно отметить, что в рассматриваемой связанной структуре имеют место: формирование уединенных волн в некотором диапазоне значений связи при возбуждении одной моды, а также при одновременном возбуждении двух мод; зависимость частоты самомодуляции от параметров связи (характер которой определяется способом возбуждения системы); различные сценарии развития модуляционной неустойчивости (одночастотная, многочастотная модуляция, хаос) при различной связи и способе возбуждения.

4. Система типа «микрополосковая линия – две связанные ферромагнитные пленки»

Один из способов расширения рабочей полосы системы «микрополосковая линия – ферромагнитная пленка», нелинейные характеристики которой были описаны выше (см. раздел 1), связан с использованием двух ферромагнитных пленок, в которых распространяются связанные магнитоэлектрические волны. В этом случае две ферромагнитные пленки можно расположить по разные стороны от микрополосковой линии.

Амплитудно-частотная характеристика линии передачи с микрополосковой линией, выполненной в виде меандра, и двумя ферритовыми пленками, снятая на панорамном измерителе в режиме слабого сигнала, показана на рис. 9 (кривая 1). Кривая 2 на рис. 9 соответствует амплитудно-частотной характеристике той же микрополосковой линии с одной ферритовой пленкой, а кривая 3 показывает уровень подавления сигнала при $H_0 = 0$. Видно, что в исследуемой системе с одной ферритовой пленкой полоса частот по уровню подавления 30 дБ составляет величину порядка 400 МГц, а в случае использования двух связанных пленок – 1000 МГц, причем в последнем случае увеличивается общий уровень подавления слабых сигналов.

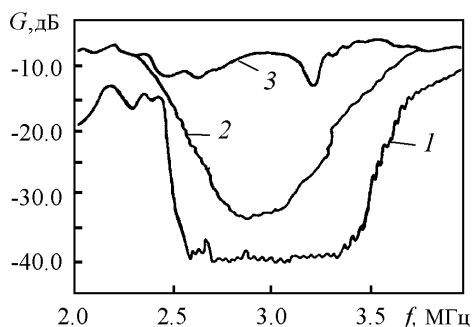


Рис. 9. АЧХ линии передачи (1 – с двумя ферромагнитными пленками; 2 – с одной ферромагнитной пленкой); 3 – уровень подавления сигнала в линии при $H_0 = 0$

определяется, в основном, шириной микрополосковой линии) рабочая полоса возбуждения будет шире, чем в случае одиночной пленки.

Дальнейшее расширение рабочей полосы частот можно получить, если использовать ферритовые пленки с разной величиной намагниченности [36].

Заключение

На основе теоретических и экспериментальных исследований описаны основные нелинейные характеристики линий передачи на основе связанных структур с ферромагнитными пленками при возбуждении различных типов магнитостатических волн.

Показано, что в случае системы типа «электродинамическая структура – ферромагнитная пленка», в которой основной нелинейный механизм обусловлен параметрическими процессами первого порядка и связан с возбуждением коротковолновых спиновых волн, существенным для объяснения нелинейного поведения сигналов является наличие нелинейной связи между электродинамической структурой и ферромагнитной пленкой при возбуждении МСВ сигналами разных уровней мощности. При анализе системы «микрополосковый резонатор – ферромагнитная пленка» можно количественно описать эту связь и определить ее зависимость от уровня сигнала. Учет этой связи представляет интерес для построения строгих моделей, позволяющих учитывать все нелинейные особенности таких линий, особенно при прохождении сложных сигналов разных уровней мощности.

Показано также, что использование связанных структур в виде двух ферромагнитных пленок позволяет эффективно управлять нелинейными процессами, связанными с модуляционной неустойчивостью магнитостатических волн, в частности, величиной связи можно регулировать порог возникновения модуляционной неустойчивости и характер развития этой неустойчивости вплоть до режимов перехода к хаосу. Важным представляется также использование подобных связанных структур и в нелинейных линиях передачи типа «микророскопическая линия – ферромагнитная пленка».

Работа выполнена в рамках программ Федерального агентства по науке и инновациям (гранты № НШ-4167.2006.2, № 2006-РИ-19.0/001/053), программы Федерального агентства по образованию и CRDF «Развитие научного потенциала высшей школы на 2006-2007 гг.» (Appendix-06-04) и при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-16296 и № 05-02-16273).

Библиографический список

1. Манаков С.В. К теории двумерной стационарной самофокусировки электромагнитных волн // ЖЭТФ. 1973. Т. 65, № 8. С. 505.
2. Ueda T., Kath W. Dynamics of coupled solitons in nonlinear optical fibres // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42, № 1. P. 563.
3. Boardman A. D. Solutions to coupled Schrodinger equations in optical media // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 50, № 3. P. 1800.
4. Agrawal G.P. Modulation instability by cross-phase modulation in optical fibres // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 39, № 7. P. 3406.
5. Рыскин Н.М. Связанные нелинейные уравнения Шредингера для описания распространения многочастотных волновых пакетов в нелинейной среде с дисперсией // ЖЭТФ. 1994. Т. 106, вып. 5(11). С. 1542.
6. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот: Учеб. пособие. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. 311 с.
7. Adam J.D., Daniel M.R., Emtage P.R., Tilisa S.N. Magnetostatic wave // Thin films for advanced electronics devices. Boston, 1991. P. 1–141.
8. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука. Физматлит, 1994. 461 с.
9. Исхак В.С. Применение магнитостатических волн: Обзор // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 2. С. 86.
10. Адам Дж. Д. Аналоговая обработка сигналов с помощью СВЧ-ферритов // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 2. С. 73.
11. Баруздин С.А., Егоров Ю.В., Калиникос Б.А. и др. Функциональные устройства обработки сигналов (основы теории и алгоритмы). М.: Радио и связь, 1997. 288 с.
12. Shilz W. Spin-wave propagation in epitaxial YIG films // Philips Res. Rep. 1973. Vol. 28, № 1. P. 50.

13. Вендик О.Г., Калиникос Б.А., Чарторижский Д.Н. Нестабильность спиновых волн в касательно намагниченных ферромагнитных пленках // ФТТ. 1977. Т. 19, № 2. С. 387.
14. Звездин А.К., Попков А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, № 2. С. 606.
15. Калиникос Б.А., Ковшиков Г.Н., Славин А.Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38, № 7. С. 343.
16. Зильберман П.Е., Никитов С.А., Тимирязев А.Г. Четырехмагنونный распад и кинетическая неустойчивость бегущей магнитостатической волны в пленках железо-иттриевого граната // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 42, № 3. С. 82.
17. Калиникос Б.А. и др. Параметрическое возбуждение и релаксация спиновых волн в тонких ферромагнитных пленках // ФТТ. 1975. Т. 17, № 11. С. 3434.
18. Медников А.М. Нелинейные эффекты при распространении поверхностных спиновых волн в пленках ЖИГ // ФТТ. 1981. Т. 23, № 1. С. 242.
19. Adam J.D., Stitzer S.N. A magnetostatic wave signal-to-noise enhancer // J. Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36, № 6. P. 485.
20. Stitzer S.N., Goldie H., Adam J.D., Emtage P.R. Magnetostatic wave signal-to-noise enhancer // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, USA. 1980. P. 238.
21. Adam J.D. A broadband microwave signal-to-noise enhancer // IEEE Trans. on Magn. 1980. Vol. MAG-16, № 5. P. 1168.
22. Adam J.D. A slot-line signal-to-noise enhancer // IEEE Trans. on Magn. 1985. Vol. MAG-21, № 5. P. 1794.
23. Stitzer S.N., Goldie H. A multi-octave frequency selective limiter // IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, USA. 1983. P. 326.
24. Stitzer S.N. Frequency selective microwave power limiting in thin YIG films // IEEE Trans. on Magn. 1983. Vol. MAG-19, № 5. P. 1874.
25. Гурзо В.В., Прокушкин В.Н., Рейхель В.В., Шараевский Ю.П. Характеристики аттенюатора с динамической нелинейностью на поверхностных магнитостатических волнах // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1986. Т. 29, № 9. С. 95.
26. Шараевский Ю.П., Гришин В.С., Гурзо В.В., Дерунов А.В., Шахат А.А. Взаимодействие регулярных и шумовых сигналов в нелинейной линии передачи на магнитостатических волнах // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40, № 7. С. 1064.
27. Соловей Д.В., Шараевский Ю.П. Прохождение сложных сигналов через нелинейную линию передачи на магнитостатических волнах // Изв. вузов. ПНД. 1995. Т. 3, № 1. С. 11.
28. Гришин С.В., Гришин В.С., Гурзо В.В., Шараевский Ю.П. Взаимная связь микрополоскового резонатора с ферромагнитной пленкой при возбуждении магнитостатических волн // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 6. С. 724.
29. Гришин С.В., Шараевский Ю.П. Нелинейное подавление сверхвысокочастотных сигналов в резонансной линии передачи на магнитостатических волнах // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 2. С. 77.

30. Гришин С.В., Гришин В.С., Шараевский Ю.П. Определение нелинейных эквивалентных параметров резонансной системы с ферромагнитной пленкой при возбуждении магнитостатических волн // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, № 8. С. 902.
31. Гришин С.В., Давоян А.Р., Шараевский Ю.П. Нелинейная модель взаимодействия сигналов разных уровней мощности в резонансной линии передачи на магнитостатических волнах // Изв. вузов. ПНД. 2005. Т. 13, № 5–6. С. 123.
32. Шараевский Ю.П., Гришин С.В., Гурзо В.В. Шумоподавитель: Патент на полезную модель № 41550 // Изобретения. Полезные модели: Официальный бюллетень Федеральной службы по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Москва: ФИПС, 2004. № 30. С. 542.
33. Малюгина М.А., Шараевский Ю.П. Моделирование нелинейных процессов на магнитостатических волнах в связанных ферромагнитных структурах // Изв. вузов. ПНД. 2000. Т. 8, № 3. С. 59.
34. Дудко Г.М., Малюгина М.А., Шараевский Ю.П. Распространение импульсов магнитостатических волн в двухслойной ферромагнитной структуре // Изв. вузов. ПНД. 2003. Т. 8, № 6. С. 116.
35. Дудко Г.М., Малюгина М.А., Шараевский Ю.П. Самомодуляция дипольно-обменных магнитостатических волн в нормально намагниченной связанной ферромагнитной структуре // Изв. вузов. ПНД. 2004. Т. 12, № 1–2. С. 40.
36. Шараевский Ю.П., Малюгина М.А., Яровая Е.В. Модуляционная неустойчивость поверхностных магнитостатических волн в структурах типа ферромагнетик – диэлектрик – ферромагнетик // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 3. С. 33.
37. Короткевич А.О., Никитов С.А. Фазовая кросс-модуляция поверхностных магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1999. Т. 116, вып. 6(12). С. 205.
38. Marcelli R., Nikitov S.A. Magnetostatic wave solitons induced by cross-phase modulation // Europhys. Lett. 2001. Vol. 54, № 1. P. 91.
39. Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Кожевников А.Н., Филимонов Ю.А. Удвоение периода и хаос при 4-х магнотном распаде МСВ в пленках ЖИГ // ПЖТФ. 1987. Т. 13. С. 736.

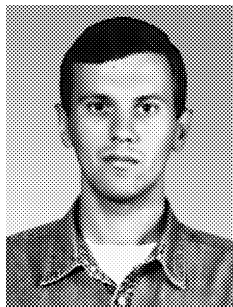
*Саратовский государственный
университет*

Поступила в редакцию 12.04.2006

NONLINEAR TRANSMISSION LINES ON THE BASIS OF COUPLED SYSTEMS WITH FERROMAGNETIC FILMS

Yu.P. Sharaevsky, S.V. Grishin, M.A. Malugina

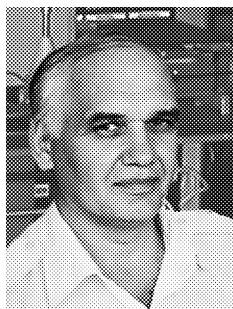
Principal nonlinear characteristics of transmission lines on the basis of coupled structures with ferromagnetic films at excitation of different types of magnetostatic waves are described proceeding from theoretical and experimental researches. Following types of coupled systems are analyzed: «electrodynamics structure – ferromagnetic film»; the layered structure in the form of two coupled ferromagnetic films, each taken separately is considered as wave controlling structure for magnetostatic waves; and «electrodynamics structure – two coupled ferromagnetic films».



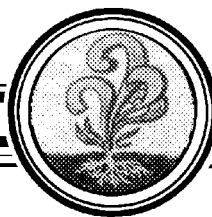
Гришин Сергей Валерьевич – родился в 1974 году. Окончил физический факультет Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (1997). В 2006 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время занимает должность старшего преподавателя на кафедре электроники, колебаний и волн факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов - физика магнитостатических волн в тонких ферромагнитных пленках, математическое моделирование нелинейных процессов в радиофизических системах на основе ферромагнитных пленок. Имеет около 30 публикаций в отечественных научно-технических журналах и сборниках.



Малюгина Мария Александровна – родилась в Саратове (1977). Окончила Высший колледж прикладных наук Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского (1999). В 2004 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме «Нелинейные магнитостатические волны в связанных ферромагнитных структурах». В настоящее время занимает должность доцента на кафедре нелинейной физики факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов – волновые явления в тонких ферромагнитных пленках, физика магнитных явлений. Имеет ряд публикаций по данной тематике.



Шараевский Юрий Павлович – родился в Николаевске-на-Амуре Хабаровского края (1942). Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой нелинейной физики СГУ. Работал в области электроники сверхвысоких частот, в настоящее время занимается исследованиями в области физики нелинейных волновых процессов в тонких магнитных пленках. Читает лекции по общему курсу физики, по курсу «Концепции современного естествознания» для студентов гуманитарных специальностей, спецкурс «Колебания и волны в нелинейных активных средах». Опубликовал более 120 научных и научно-методических работ, несколько учебных пособий и монографию в соавторстве со В.С. Стальмаховым и А.В. Вашковским «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот» (Изд-во Саратов. ун-та, 1980). E-mail:sharaevskyy@info.sgu.ru



ПОЛЕВЫЕ ЭМИТТЕРЫ С ФУЛЛЕРЕНОВЫМИ ПОКРЫТИЯМИ И ИХ АКТИВИРОВКА

*Т.А. Тумарева, Г.Г. Соминский, А.К. Бондаренко,
А.Н. Морозов, И.А. Светлов*

Разработаны и изучены методы создания острийных полевых эмиттеров с покрытиями из молекул фуллерена C_{60} . Определены закономерности и механизмы формирования микроструктур на поверхности фуллереновых покрытий в процессе их создания, а также при термической и полевой их обработке. Созданы эмиттеры с фуллереновым покрытием, обеспечивающие стабильные токи до 150 мкА в статическом и до 1.5–2 мА в импульсном режимах с одиночного субмикронного острия. Изучено активирование полевых эмиттеров с фуллереновым покрытием потоками атомов и ионов калия. Установлено, что активированные потоком атомов калия эмиттеры быстро дезактивируются, и объяснен механизм дезактивировки. Показано, что долговременного снижения рабочих напряжений ориентировочно в два раза удается достичь, обрабатывая фуллереновое покрытие потоком ионов калия. Получены данные, свидетельствующие о том, что повышенная эффективность активировки эмиттеров потоком ионов калия может быть связана с формированием в фуллереновом покрытии эндоэдральных ($K@C_{60}$) и/или экзоэдральных ($C_{60}@K$) молекул.

Введение

Одна из актуальных, но не решенных пока задач вакуумной электроники – создание долговечных полевых эмиттеров для формирования интенсивных электронных потоков в условиях технического вакуума. Известно (см., например, [1–3]), что содержащие углерод покрытия, как правило, устойчивы к ионной бомбардировке и к вредному воздействию газовой среды и могут быть использованы поэтому в качестве защитных покрытий, повышающих долговечность полевых эмиттеров. Однако, создавая защитное покрытие, необходимо одновременно обеспечить высокую эффективность полевого эмиттера. Так как работа выхода углеродных материалов велика (например, у графита она равна примерно 4.7 эВ), существует только две возможности получения больших токов с таких покрытий при малых напряжениях. Для этого необходимо сформировать на их поверхности усиливающие электрическое поле микровыступы и/или понизить работу выхода покрытия в результате специальной его активировки.

В последнее время интенсивно исследуются возможности создания и использования нанотрубных покрытий для полевых эмиттеров (см., например, [4–9]). Интерес к таким покрытиям кажется естественным, если учесть, что одиночная нанотруба обеспечивает большое усиление поля. Однако для получения необходимых на практике больших токов приходится использовать не одиночные нанотрубы, а упорядоченные покрытия, в которых большое количество нанотруб одинаковой высоты располагается на одинаковом расстоянии друг от друга. В этом случае удается обеспечить приблизительно однородную по поверхности эмиссию. Только в последнее время научились создавать нанотрубные покрытия, приближающиеся по своим свойствам к оптимальным. Однако технология создания таких покрытий чрезвычайно сложна и дорога. К тому же даже оптимизированные нанотрубные покрытия не обеспечивают больших токов. Видимо, рекордны достижения, описанные в [5]. В этой работе получены токи около 28 мА с площади $\sim 0.2 \text{ см}^2$.

Мы исходили из того, что нанотрубные структуры – не обязательно лучший вариант источника интенсивной полевой эмиссии, и решили рассмотреть возможности построения источников полевой эмиссии с фуллереновыми покрытиями. Эти шарообразные молекулы показали нам удобным строительным материалом для создания эффективно эмитирующих структур. Наши эксперименты подтвердили эти предположения. В последние годы в нашей лаборатории экспериментально исследовались возможности создания и активирования фуллереновых покрытий для острых полевых эмиттеров. Результаты части исследований опубликованы в [10–13] и докладывались на XII зимней школе по СВЧ электронике и радиофизике [14]. В данной работе обобщаются полученные к настоящему времени результаты.

1. Экспериментальные методы и аппаратура

Эксперименты выполнены в многофункциональном высоковакуумном приборе с полевым проектором. Схематическое изображение поперечного сечения прибора показано на рис. 1. Были исследованы острые эмиттеры с разными радиусами вершины R ($0.2 \leq R \leq 0.7 \text{ мкм}$).

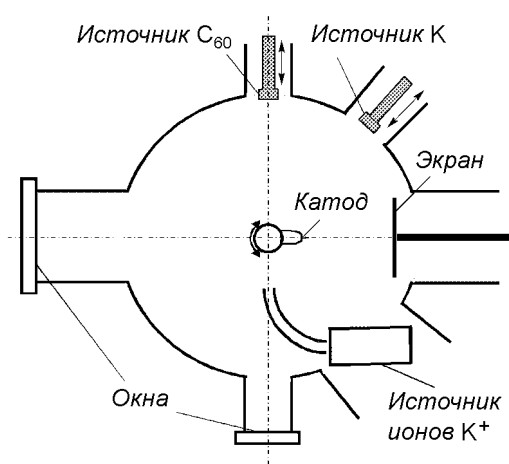


Рис. 1. Схематические изображения сечения экспериментального прибора

Увеличение проектора достигало 10^6 раз. Полевые эмиссионные изображения с экрана проектора наблюдались через окно, расположенное напротив экрана. Для регистрации, хранения и обработки эмиссионных изображений использовалась система, включающая телевизионную камеру и персональный компьютер. Эта система обеспечивала высокую (до нескольких кадров в секунду) скорость регистрации изображений. Эмиссионные токи измерялись в цепи экрана при подаче на катод отрицательных относительно экрана напряжений $U \leq 30 \text{ кВ}$. Измерения выполнены в статическом и в импульсном (4 мкс, 200 Гц) режимах. Давление в приборе во время измерений не превышало 10^{-9} тор .

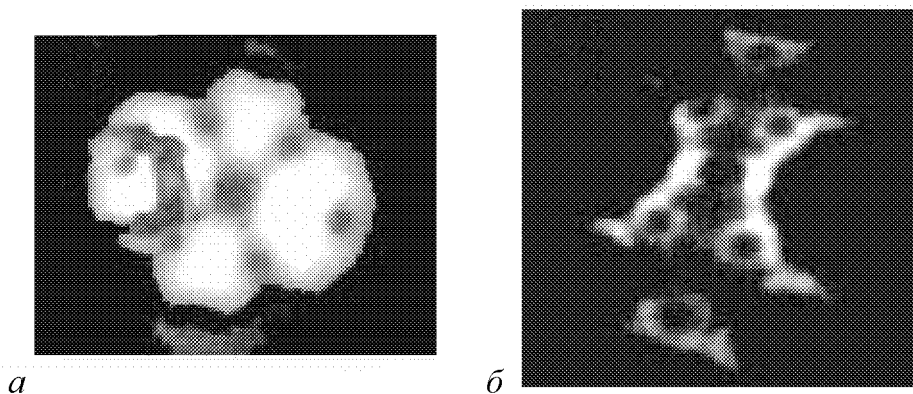


Рис. 2. Эмиссионные изображения монокристалла вольфрама (а) и ребристого кристалла (б)

Определялись характеристики полевых эмиттеров с покрытиями из фуллереновых молекул C_{60} , а также с фуллереновыми покрытиями, активированными потоками атомов и ионов калия. Для создания покрытий использовались источники фуллереновых молекул, калия и ионов калия, расположение которых показано на рис. 1. Острие крепилось на подвижной подвеске и его можно было поочередно поворачивать к каждому из источников. Для регистрации эмиссионных изображений катода и измерения токов эмиссии катод поворачивался к экрану. Существовала возможность перемещать источники калия и фуллереновых молекул в направлениях, указанных на рисунке стрелками, и менять таким образом расстояние между источниками и эмиттером. В процессе напыления эти источники располагались на малом (≤ 1 см) расстоянии от острия. Во время же измерений они удалялись от него в отростки прибора.

Покрытия из фуллереновых молекул C_{60} напылялись из ячейки Кнудсена на вершину вольфрамового эмиттера (на монокристалл вольфрама, сформированный на вершине острия прогревом его при температуре $T = 2500\text{--}2800$ К) или на вольфрамовый эмиттер со слоем карбида вольфрама на поверхности. Слой карбида вольфрама создавался на поверхности острия термическим разложением при температуре острия $T \geq 1000\text{--}1300$ К предварительно нанесенного фуллеренового покрытия. После создания слоя карбида вольфрама вершина острия приобретала форму ребристого кристалла [15]. На рис. 2 показаны эмиссионные изображения вольфрамового острия и эмиттера со слоем карбида вольфрама на поверхности.

Атомы калия напылялись из подогреваемых резервуаров. Для обработки фуллереновых покрытий ионами калия были разработаны и созданы специальные источники. Сечение одного из ионных источников (ИИ1) схематически показано на рис. 3. Атомы калия из нагреваемого резервуара 1 ионизовались на накаливаемой вольфрамовой спирали 2 и направлялись в фокусирующую систему типа пушки Пирса через закрытый сеткой ка-

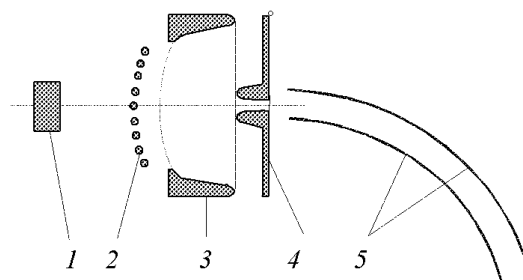


Рис. 3. Схематическое изображение сечения источника ионов калия ИИ1: 1 – резервуар атомов калия, 2 – вольфрамовая спираль, 3 и 4 – катод и анод фокусирующей системы, 5 – пластины отклоняющего ионный поток конденсатора

тод пушки 3. Ионный поток, прошедший через отверстие в аноде 4 и отклоняющий конденсатор 5, фокусировался на вершине эмиттера. Другой ионный источник (ИИ2) отличался только тем, что в нем отсутствовал конденсатор и эмиттер помещался в фокусе на выходе пушки Пирса. Использование в источнике ИИ1 конденсатора препятствовало попаданию на эмиттер атомов калия во время его обработки ионами, однако увеличивало размеры источника и затрудняло юстировку системы напыления. С помощью источника ИИ2 удавалось получать большие потоки ионов на эмиттер. Сопоставление данных, полученных с использованием этих двух источников, оказалось полезным для выявления относительной роли атомов и ионов в активировании фуллереновых покрытий. Основные измерения были выполнены при токе ионов на эмиттер порядка 10^{-9} А. Энергия ионов была приблизительно равна 80 эВ.

Покрyтия, как правило, наносились при выключенном напряжении ($U = 0$) на эмиттер, находящийся при комнатной температуре. Толщина покрытий определялась на основе измерения «кривых напыления» – зависимостей характерного напряжения U_I , соответствующего фиксированному эмиссионному току I , от времени напыления t_d . Для контроля эмиссионных свойств в процессе создания и обработки покрытий измерялись характерные напряжения $U_{0,002}$, соответствующие малому току $I = 0.002$ мкА и малым электрическим полям вблизи поверхности эмиттера. Как показали наблюдения эмиссионных изображений исследованных катодов, при столь малых токах с острия практически не происходит изменений структуры покрытия в процессе измерений, то есть минимизируется воздействие электрических полей на покрытие. Типичные кривые напыления показаны на рис. 4. На них указаны моменты формирования монослойного покрытия ($\theta = 1$ мс) при напылении калия и фуллереновых молекул на вольфрамовое острие.

При больших токах становится заметной перестройка покрытия при отборе тока полевой эмиссии даже в процессе кратковременных измерений. Эта перестройка зависит не только от величины отбираемого тока, но и от температуры поверхности катода, от толщины покрытия θ , от материала подложки и от рельефа ее поверхности. Иллюстрируют это рис. 5 и 6. На рис. 5 показаны эмиссионные изображения,

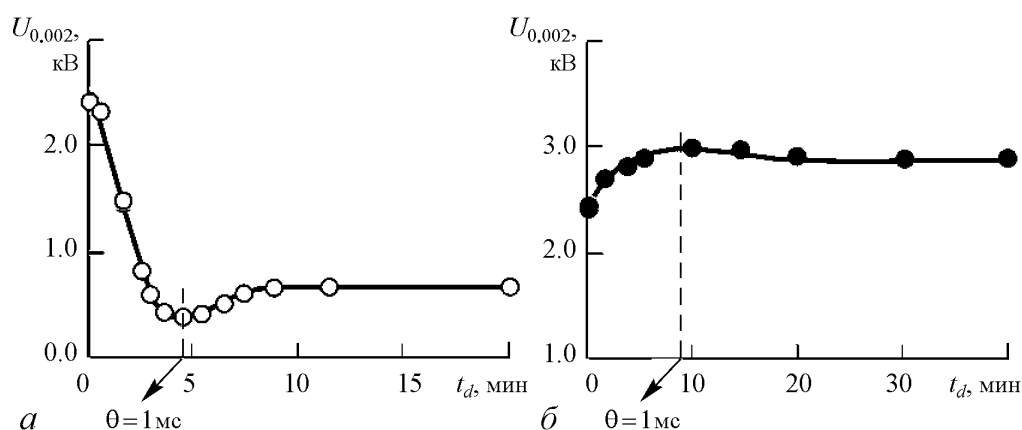


Рис. 4. «Кривые напыления» – зависимости характерного напряжения $U_{0,002}$, требующегося для получения тока $I = 0.002$ мкА, от времени t_d напыления атомов калия (а) и молекул C_{60} (б) на холодный эмиттер из вольфрама ($R = 0.3$ мкм). Указан момент, когда толщина покрытия принята равной одному монослою ($\theta = 1$ мс)

зарегистрированные при нанесении фуллереновых покрытий на чистый вольфрам при токах 0.02 мкА и 0.25 мкА.

При токе 0.02 мкА, пока покрытие имеет малую толщину, модификация поверхности невелика (рис. 5, *a*, *б*). Однако при толщине покрытия в несколько монослоев (рис. 5, *в*) покрытие становится существенно неоднородным. При большем токе (0.25 мкА) сильные неоднородности формируются на поверхности фуллеренового покрытия уже при толщине покрытия 0.5 мс и эти неоднородности возрастают при больших толщинах.

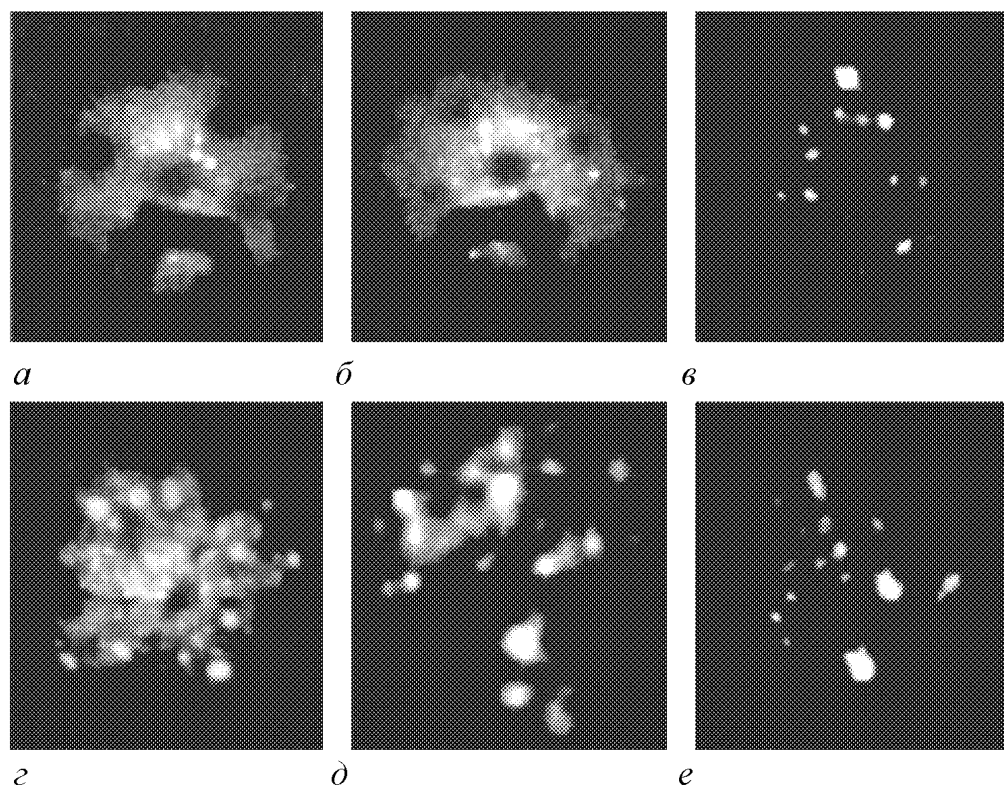


Рис. 5. Эмиссионные изображения вольфрамового острья, зафиксированные при разных токах $I = 0.02$ мкА (*a*, *б*, *в*) и $I = 0.25$ мкА (*г*, *д*, *е*) и толщинах покрытия θ , мс: 0.2 (*a*); 1.1 (*б*), 5 (*в*); 0.5 (*г*); 1.7 (*д*); 4.5 (*е*)

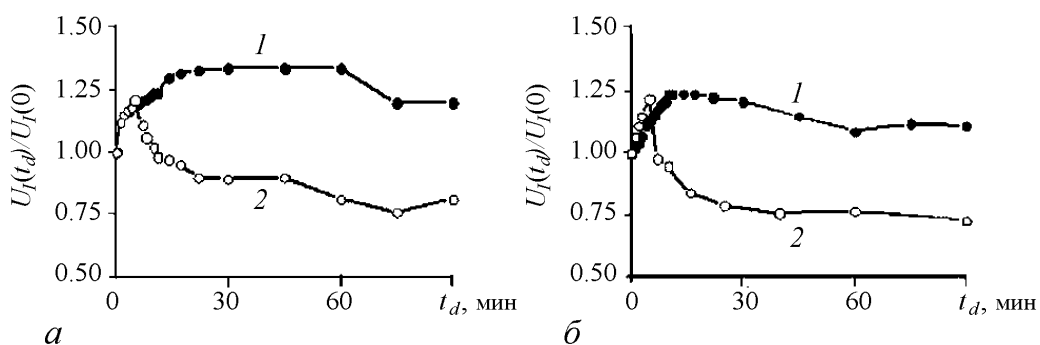


Рис. 6. Нормализованные кривые напыления $U_I(t_d)/U_I(0)$ для чистого вольфрама (*a*) и ребристого кристалла (*б*). Характеристики 1, 2 получены соответственно при токах $I = 0.02$ и 0.25 мкА

На рис. 6 показаны нормализованные кривые напыления фуллереновых молекул на вольфрам и на ребристый кристалл (зависимости от времени напыления величины отношения характерного напряжения в текущий момент t_d к начальному значению этого напряжения). Кажущийся парадоксальным результат, что для получения большего тока необходимо меньшее напряжение, находит простое объяснение. Меньшее напряжение требуется при больших токах, так как при больших токах во время измерений на поверхности покрытий формируются усиливающие электрическое поле микроструктуры даже при малых толщинах покрытия.

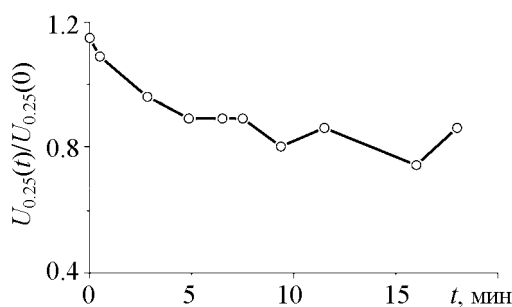


Рис. 7. Изменение величины $U_{0,25}(t)/U_{0,25}(0)$ во времени под действием электрического поля («полевая обработка»)

Итак, даже при кратковременных измерениях при отборе тока 0.25 мкА (или большего тока) происходит сильная перестройка рельефа поверхности. Однако в описанных измерениях трудно разобраться с темпом происходящих изменений. Поэтому производилось измерение также и изменений характерного напряжения во времени при поддержании неизменным отбираемого тока. Рис. 7 иллюстрирует результаты такой полевой обработки.

Нужно отметить, что формирование микровыступов на поверхности фуллеренового покрытия было замечено нами не только в статическом режиме, но и в импульсных измерениях. Возникновение таких неоднородностей наблюдалось только при существенно больших (по сравнению со статическим режимом) отбираемых токах (≥ 10 мкА) и напряженностях электрического поля.

2. Полевые эмиттеры с фуллереновыми покрытиями

Проведенные измерения и сделанные на их основе оценки показали, что эффективное образование микровыступов на поверхности фуллереновых покрытий происходит при полях $E \geq (1-5) \cdot 10^7$ В/см. Конкретные характеристики выступов (их взаимное расположение, структура и высота) сложным образом зависят от величины электрических полей и времени их воздействия, от материала и рельефа подложки, от температуры T катода и от толщины покрытия θ . Пока не удастся однозначно и непротиворечиво описать общие закономерности формирования неоднородностей поверхности покрытия и связи рельефа поверхности с перечисленными параметрами. Мы ограничимся здесь рассмотрением только двух типов микрообразований, достаточно подробно исследованных в работе:

- образований с упорядоченной структурой, объяснение природы которых позволяет лучше понять закономерности полевой эмиссии с объектов малого размера;
- одиночных выступов и распределенных структур, обеспечивающих возможности получения больших плотностей токов и предельных токов с одиночного острия.

2.1. Микрообразования с упорядоченной структурой эмиссии. Выдержка острейного катода с фуллереновым покрытием в полях $E \geq (1-5) \cdot 10^7$ В/см часто приводила к появлению на изображении эмиттера специфических упорядоченных структур в форме дуплетов, квадруплетов, триплетов, крестов, колец и т. п. Увеличенные изображения типичных упорядоченных образований приведены на рис. 8. На рис. 9 показан общий вид эмиссионных изображений катода, наблюдавшихся при разных толщинах покрытия на поверхности ребристого кристалла. На общем виде эмиссионного изображения полевого эмиттера (см. рис. 9) труднее различить особенности упорядоченных структур, однако при умеренных толщинах покрытия (меньше 2–4 мс) эти изображения несут информацию о расположении упорядоченных структур относительно характерных деталей подложки.

Было замечено, что поперечные размеры и яркость пятен с упорядоченной структурой могут меняться в процессе наблюдения. В некоторых случаях происходила быстрая перестройка структуры пятен на экране проектора, например, переходы от дуплета к квадруплету и обратно.

Можно предположить, что изменения размеров и яркости пятен, а также изменение типа упорядоченной структуры обусловлены уменьшением или увеличением количества молекул C_{60} в структуре. Уменьшение количества молекул может быть связано, например, с действием ионной бомбардировки. Увеличение их количества легко объясняется действием электрического поля. Вероятный механизм этого процесса таков. Существующие у поверхности эмиттера неоднородные электрические поля поляризуют молекулы C_{60} и перемещают их в сторону расположенных поблизости усиливающих поле неоднородностей поверхности, то есть в направлении градиента поля. В результате увеличиваются размеры исходных микрообразований.

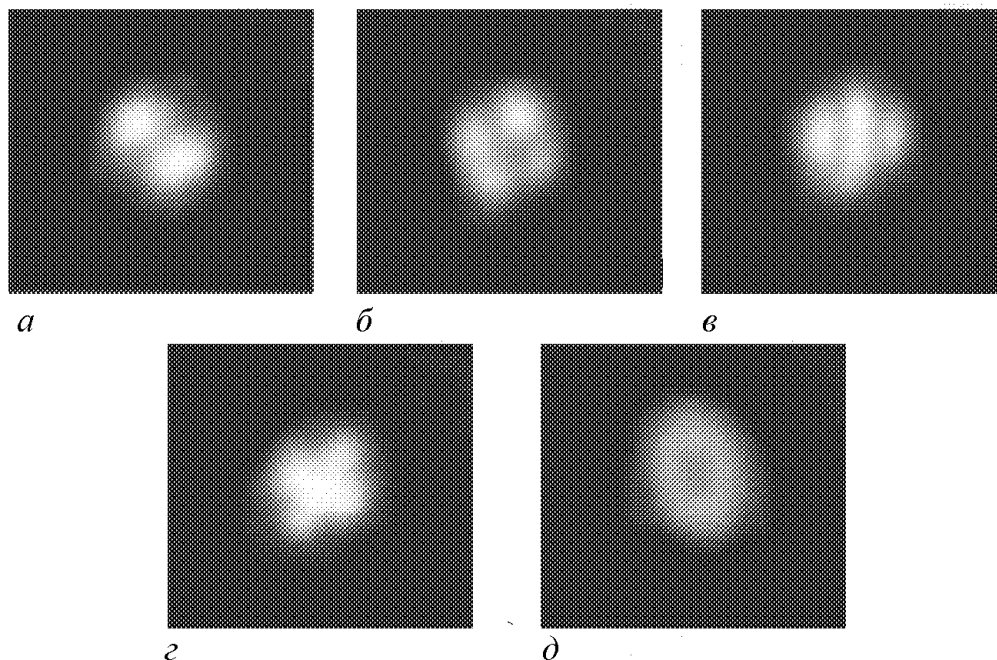


Рис. 8. Типичные упорядоченные эмиссионные изображения микровыступов на поверхности фуллереновых покрытий: *а* – дуплет; *б* – квадруплет; *в* – триплет; *г* – крест; *д* – полное кольцо

В пользу сильного влияния неоднородных полей на формирование упорядоченных микрообразований говорят данные, полученные при исследовании фуллереновых покрытий ребристого кристалла. В этом случае трудно объяснить иначе тот факт, что при толщинах покрытия приблизительно до 2–4 мс, микрообразования на поверхности ребристого кристалла группируются, в основном, вблизи усиливающих электрическое поле ребер (см. рис. 9).

Как следует из литературных данных, формирование упорядоченных эмиссионных структур, подобных описанным выше, – явление достаточно общее для полевой эмиссии. Такие же изображения наблюдались ранее при исследовании других веществ [16–21]. Наиболее подробно было изучено формирование указанных выше упорядоченных эмиссионных образований, названных Е. Мюллером «молекулярными картинами», для эмиттеров с покрытиями из органических молекул (фталоцианина меди и антрохинона). Для объяснения природы молекулярных картин были развиты две теории. В одной из них (одномолекулярной) [17] вид молекулярных

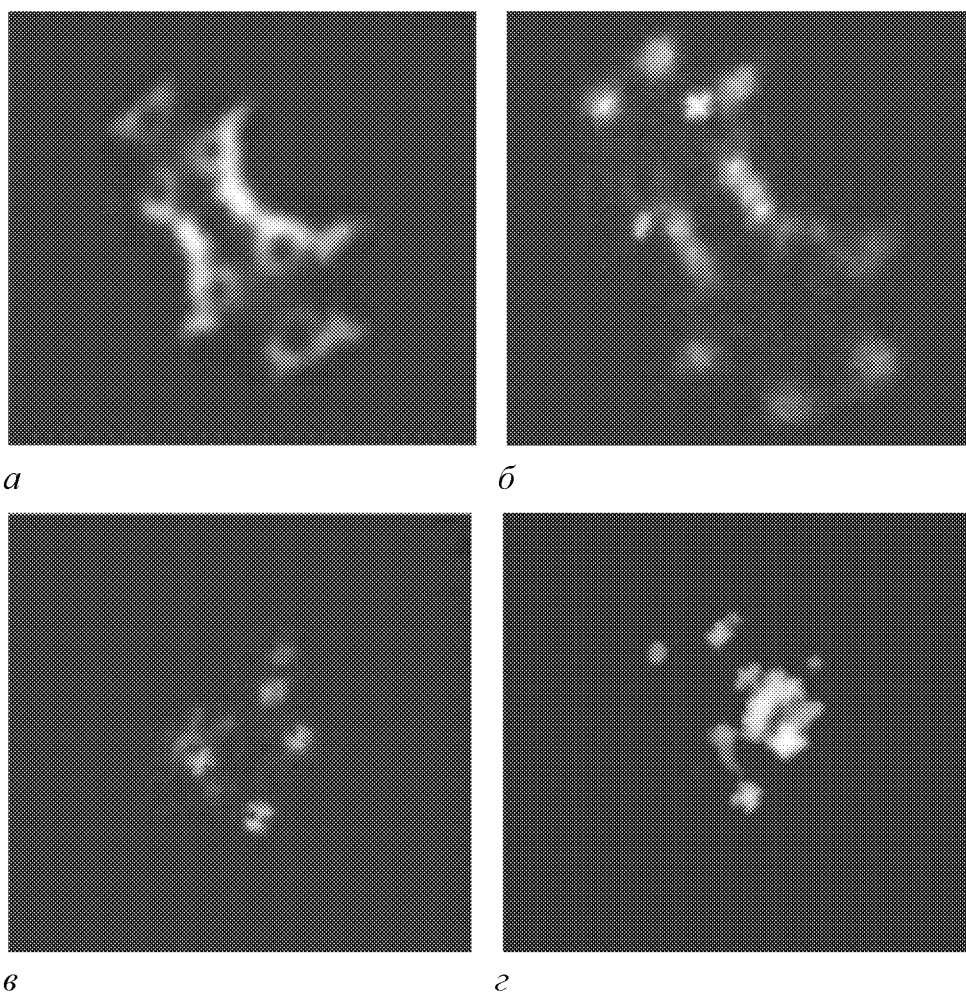


Рис. 9. Эмиссионные изображения чистого ребристого кристалла (а) и ребристого кристалла с фуллереновыми покрытиями разной толщины θ , мс: 0.3 (б); 0.5 (в); 3 (г)

картин связывался со строением адсорбированных больших молекул. Считалось, что наблюдавшаяся в экспериментах перестройка изображения обусловлена изменением ориентации молекулы относительно поверхности катода. Тот факт, что мы наблюдали те же упорядоченные изображения при исследовании фуллереновых покрытий, то есть состоящих из молекул, существенно отличающихся по своим свойствам и размерам от исследованных органических молекул, свидетельствует, как нам кажется, против молекулярной модели. Авторами [18, 21] была разработана другая, так называемая волноводная модель. В этой модели вид тех же картин объяснялся с учетом распространения электронных волн (волн де Бройля) по своеобразному волноводу, сформированному комплексом молекул. Однако и эта модель, как следует из наших данных, не вполне убедительна.

Для уточнения механизма формирования пятен с упорядоченной структурой в экспериментах с фуллереновыми покрытиями нам представлялось необходимым оценить размеры ответственных за их появление микрообразований на поверхности острья. Это потребовало измерения вольт-амперных характеристик всего острейного эмиттера, а также отдельных хорошо выделенных микрообразований. На основе полученных данных производилось построение вольт-амперных характеристик в координатах Фаулера – Нордгейма. Полученные данные использовались для определения поперечного сечения микрообразований D и их высоты h . На рис. 10 показана типичная характеристика Фаулера – Нордгейма микрообразования в виде квадруплета. Она получена на основе измерения токов непосредственно с указанного микрообразования в условиях, когда токи со всей остальной поверхности эмиттера пренебрежимо малы.

Поперечный размер микрообразований рассчитывался по методу Острома [22], а их высота – по методике, предложенной Гомером [23]. Оказалось, что высота образований, формирующих дуплеты и квадруплеты, приблизительно одинакова и близка к 1.5 нм.

Оценки, проведенные с учетом полученных данных о размерах микрообразований, дающих упорядоченные изображения, и существующей в литературе информации о твердотельных объектах из молекул фуллерена (см., например, [4]), позволили построить модели дуплета и квадруплета, показанные на рис. 11. Проведенные расчеты позволили установить, что отмеченное выше изменение структуры эмиссионных пятен, происходящее в электрическом поле, сопровождается заметными изменениями размеров микрообразований. Так, например, микрообразование, формирующее изображение в виде дуплета, при перестройке в квадруплет практически не меняло своей высоты, но уменьшалось в поперечном сечении приблизительно от 3.0 до 1.5 нм. Скачкообразное изменение структуры картин микрообразований с изменением их размеров говорит о том, что вид изображения определяется не столько

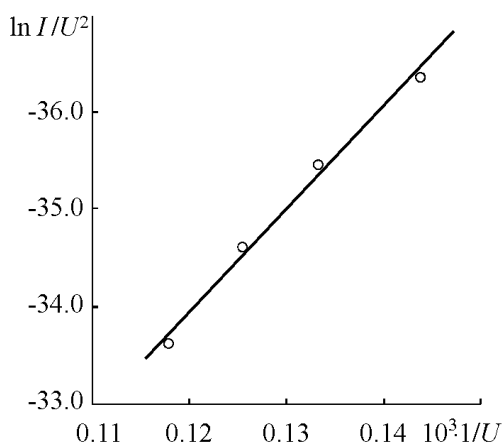


Рис. 10. Характеристика Фаулера – Нордгейма микрообразования на фуллереновом покрытии, дающего эмиссионное изображение в форме квадруплета. Ток I и напряжение U выражены соответственно в амперах и вольтах

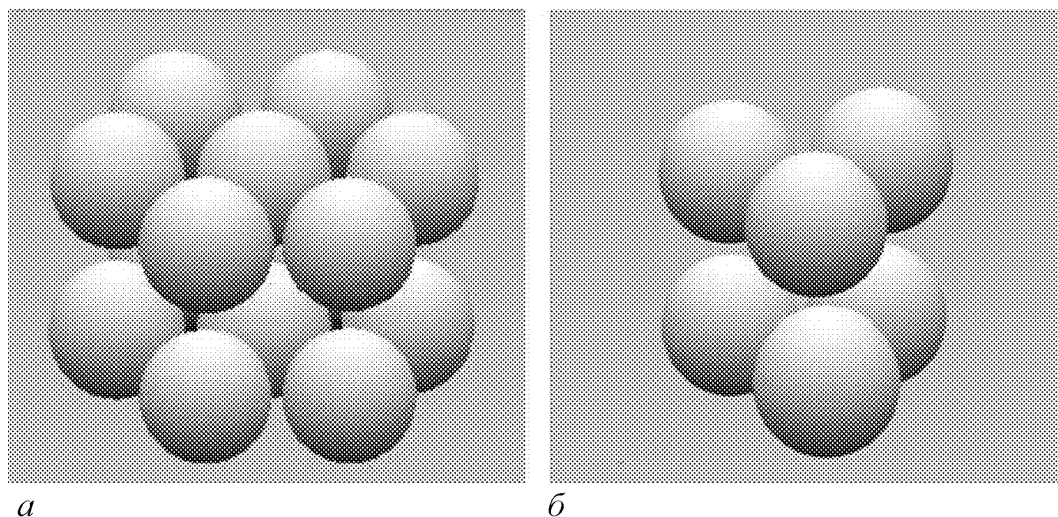


Рис. 11. Модели микрообразований, дающих упорядоченные изображения в форме дуплета (а) и квадруплета (б)

типом, структурой и ориентацией молекул, сколько размерами микрообразования, то есть имеет место своеобразный «размерный эффект». Казалось бы, это свидетельствует против молекулярной, но в пользу волноводной модели формирования упорядоченных картин эмиссии. Однако наши данные дают аргументы и против существующей волноводной модели [18, 21]. Во всяком случае, в наших экспериментах вряд ли можно считать волноводом микроструктуру, высота которой не превышает (или даже меньше) ее поперечного размера. Да и в работах [18, 21], где, по оценкам авторов, высота микрообразований из фталоцианина меди, с которых регистрировалась автоэмиссия, заметно (в 3–4 раза) превосходит их сечение, вряд ли можно отождествлять эмитирующую микроструктуру с волноводом, беспрепятственно (без отражения) каналирующим распространение электронных волн де Бройля. Действительно, вероятность выхода электронов в вакуум в типичных для автоэммиттеров условиях существенно меньше единицы, а это означает, что при построении модели необходимо учитывать отражения электронных волн внутрь твердотельной системы. Поэтому лучше, как нам кажется, подходит для описания автоэмиссии с поверхности упорядоченных микрообразований резонаторная модель. По смыслу она весьма близка к стандартной квантово-механической модели, описывающей допустимые энергетические состояния электронов в твердотельных микроструктурах.

Микрообразование, дающее упорядоченное эмиссионное изображение, можно, видимо, рассматривать как своеобразную трехмерную потенциальную яму (резонатор) с отражающими электроны стенками. При рассмотрении автоэмиссии необходимо учитывать понижение под действием электрического поля потенциального барьера у внешней по отношению к подложке границы микрообразования. Очевидно, что в автоэмиссии участвуют, в основном, электроны из зоны верхних заполненных уровней энергии данной структуры. Принято считать (см., например, [18]), что автоэмиссия микрообразований из больших органических молекул определяется обобщенными π -электронами. Для объяснения полученных нами данных можно предположить, что и в чисто углеродных фуллереновых микрообразованиях существуют обобщенные электроны. Эти электроны, двигаясь внутри микрообразования, «бомбардируют» в том числе и границу с пониженным потенциальным барьером.

Часть из них туннелирует в вакуум. Уход электронов из микрообразования должен восполняться приходом электронов из подложки через противоположную его границу.

Пространственное распределение выходящего в вакуум потока электронов, очевидно, определяется распределением амплитуды электрического поля стоячих электронных волн в рассматриваемой потенциальной яме – резонаторе, в особенности, характеристиками этого распределения у границы с пониженным потенциальным барьером. Вид распределения должен дискретным образом меняться с изменением геометрических размеров микрообразования из-за изменения моды колебаний в резонаторе, что и объясняет отмеченный выше размерный эффект.

Приведенная сугубо качественная модель формирования описанных выше упорядоченных эмиссионных картин требует, конечно, теоретической проработки, но эта модель представляется нам привлекательной, так как устраняет некоторые недостатки волноводной теории [18, 20] и позволяет понять особенности автоэмиссии микрообразований на поверхности полевого эмиттера.

2.2. Формирование неоднородных фуллереновых покрытий, обеспечивающих высокие плотности и предельные токи полевой эмиссии. Приведенные в разделе 1 данные, казалось бы, свидетельствуют о возможности создания полевых эмиттеров, работающих при пониженных рабочих напряжениях. Однако, как правило, усиливающие электрическое поле микроструктуры неустойчивы и не обеспечивают в статическом режиме стабильной эмиссии даже при токах $I \leq 1$ мкА.

Проведенные исследования показали, что устойчиво эмитирующие фуллереновые микроструктуры удается создать на поверхности ребристого кристалла. Было установлено, что при достаточно больших толщинах покрытия ($\theta > 5-10$ мс) отдельные микровыступы, первоначально группировавшиеся на ребрах (вдоль зонных линий [111]), под действием электрического поля объединяются и образуют один большой активно эмитирующий центр в области граней $\{023\}$ вблизи центральной грани (110). Иногда это явление отмечалось непосредственно в процессе наблюдения картины или снятия характеристики Фаулера – Нордгейма. На рис. 12 показаны изображения эмиссионных картин экрана до (рис. 12, *а*) и после (рис. 12, *б*) слияния отдельных микровыступов в единый эмитирующий центр. С образованием это-

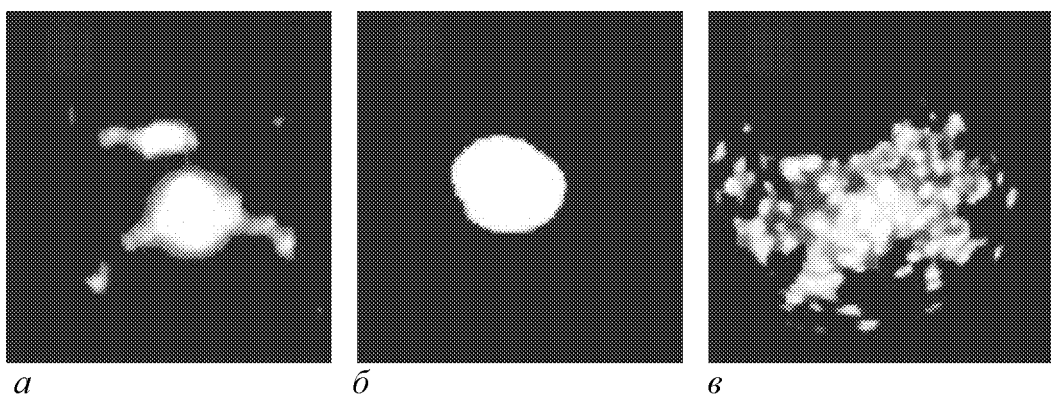


Рис. 12. Эмиссионные изображения ребристого кристалла с фуллереновыми структурами разного типа: *а* – микровыступы на ребрах; *б* – одиночный эффективно эмитирующий центр; *с* – распределенная микрокластерная структура

го центра связано существенное (до 50%) снижение величины U_I по отношению к исходному ребристому кристаллу. Первоначально нестабильное пятно стабилизировалось после непродолжительного (1–5 мин) прогрева при температуре около 950–1000 К, близкой к порогу разложения молекул фуллерена. Длительный (≥ 20 –30 мин) прогрев при такой же температуре приводил к его разрушению и формированию исходной картины ребристого кристалла. Обработанный при температуре 950–1000 К эмитирующий центр позволял отбирать с него токи приблизительно до 10 мкА. По оценкам, плотности токов при этом достигали значений порядка $10^6 - 10^7$ А/см².

Существенно отличные по своей структуре и эмиссионным свойствам покрытия удастся сформировать на ребристом кристалле после специальной подготовки его поверхности, состоящей в неоднократном нанесении и тепловом разложении достаточно толстых напыленных слоев ($\theta > 5$ –10 мс). После второго – четвертого циклов такой обработки на поверхности в присутствии электрического поля, обеспечивающего отбор эмиссионного тока порядка нескольких микроампер, формируется множество (несколько десятков) трехмерных кластеров. Созданная таким образом структура кластеров (рис. 12, в) устойчива к полевым воздействиям и позволяет получать в статическом режиме токи ориентировочно до 150 мкА с субмикронного острия. Такие структуры устойчивы к действию газовой среды. Выдержка в вакууме в течение нескольких суток практически не меняет их характеристик. Измерения показали, что в импульсном режиме токи, снимаемые с распределенной фуллереновой структуры, удастся увеличить более чем на порядок и довести до значений 1.5–2 мА.

Механизм процедуры, проведение которой необходимо для создания на поверхности ребристого кристалла эффективно эмитирующих распределенных структур, пока недостаточно ясен. Можно только предположить, что многократное напыление и разложение фуллереновых покрытий позволяет увеличить толщину переходного слоя карбида вольфрама (или карбида вольфрама с вкраплениями атомов углерода) в основании создаваемой многокластерной системы.

3. Активирование фуллереновых покрытий атомами калия

Напыление атомов калия приводило к уменьшению характерного напряжения $U_{0.002}$ для всех исследованных эмиттеров из вольфрама и эмиттеров со слоем карбида вольфрама на поверхности, при всех исследованных толщинах фуллеренового покрытия. На рис. 13, а показаны типичные кривые напыления, полученные при нанесении калия на ребристый кристалл, сформированный на поверхности острия и покрытый слоем фуллереновых молекул C_{60} толщиной $\theta = 2$ мс. Кривые 1, 2 получены в результате напыления на холодное (находящееся при комнатной температуре) острие. Кривая 3 соответствует напылению на подогретый до 650 К эмиттер. Кривая 1 измерена при большей скорости напыления, чем кривая 2.

Как показали эксперименты, быстрое напыление атомов калия на холодный эмиттер ведет к падению величины характерного напряжения $U_{0.002}$ в 3.5–4 раза при толщине покрытия около 1 мс (см. кривые 1, 2 рис. 13, а). Затем в области насыщения характерное напряжение $U_{0.002}$ слабо меняется при дальнейшем увеличении толщины покрытия. Эта область хорошо прослеживается на кривой 2.

Когда напыление заканчивается, даже в отсутствие электрического поля происходит дезактивировка эмиттера. Характерное напряжение резко увеличивается в течение 10–15 часов (см. кривую 2 рис. 13, б), затем дезактивировка замедляется и

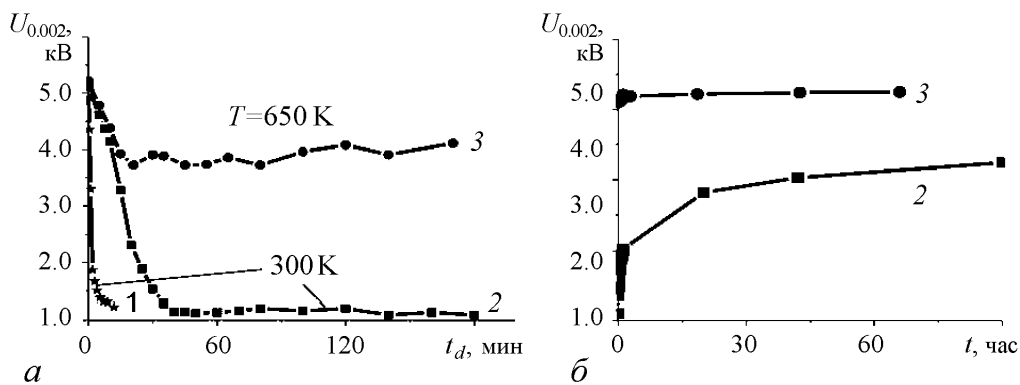


Рис. 13. Кривые напыления $U_{0.002}(t_d)$ атомов калия на поверхность ребристого кристалла, покрытого слоем молекул C_{60} толщиной $\theta = 2$ мс (а), и характеристики дезактивировки $U_{0.002}(t)$ полученных покрытий (б). Кривые 1, 2 рис. 13, а получены при комнатной температуре острия. Кривая 3 соответствует напылению на подогретый до 650 К эмиттер. Кривые 2 и 3 рис. 13, б получены при выдержке эмиттеров, созданных при измерении соответствующих характеристик 2 и 3 рис. 13, а

практически прекращается через 20–40 часов. В процессе дезактивировки напряжение $U_{0.002}$ увеличивается не до своего исходного значения, но остаточное снижение величины $U_{0.002}$ не превышает 25–30% от исходного значения.

Дезактивировка принципиально может быть связана с осаждением остаточных газов на поверхность эмиттера. Но нагрев эмиттера до 450 К, который должен был бы освободить поверхность от осевшего газа, не приводил к ощутимому изменению характерного напряжения. Падение этого напряжения при прогреве не превышало 10%.

Можно предположить, что описанная дезактивировка катода связана в значительной степени с перераспределением калия в фуллереновом покрытии, с уходом атомов калия с эмиссионно-активных участков поверхности, например, с миграцией калия с усиливающих поле микроструктур в долины между ними. Возможным представляется и уход калия с поверхности покрытия в его толщу. Наши измерения, выполненные при напылении калия с разными температурами эмиттера, свидетельствуют в пользу такого объяснения. Очевидно, что скорость перераспределения калия в покрытии должна быть больше при повышенной температуре катода, и мы связываем изменение вида кривых напыления при большей температуре с этим процессом (сравни кривую 3 рис. 13, а, измеренную при температуре 650 К, с кривыми 1, 2, полученными при комнатной температуре).

В наших экспериментах уровень насыщения кривых напыления практически не менялся при комнатной температуре в результате сравнительно небольшого увеличения скорости $d\theta/dt$ напыления калия (кривые 1 и 2 на рис. 13, а). Отсутствие таких изменений представляется вполне естественным, если при измерении обеих характеристик 1 и 2 рис. 13, а скорость $d\theta/dt$ напыления калия была больше скорости его ухода с эмиссионно активных мест. В таком случае выход этих характеристик в насыщение связан с максимальным и одинаковым снижением работы выхода, которое достигается при толщинах слоя калия на поверхности $\theta > 1$ мс. При таких толщинах работа выхода эмитирующих участков поверхности, видимо, близка к работе выхода калия и не меняется с толщиной покрытия.

Для объяснения вида кривых напыления, измеренных при повышенной температуре эмиттера, необходимо учесть не только увеличение при повышенной температуре скорости ухода калия с эмиссионно-активных мест покрытия, но также и то обстоятельство, что скорость такого перераспределения калия при малых толщинах покрытия ($\theta < 1$ мс) должна возрастать с величиной θ . Об этом говорят, например, данные работы [24], из которой следует, что энергия связи атомов калия с подложкой при толщине калиевого покрытия меньше монослоя падает с увеличением θ . Если учесть указанные два обстоятельства, удастся объяснить обнаруженное в эксперименте повышение уровня насыщения характеристики напыления при нанесении калия на подогретое острие. Подъем уровня насыщения кривой 3 на рис. 13, а, измеренной для нагретого до 650 К эмиттера, связан, видимо, именно с тем, что при данной температуре скорость ухода калия с эмиссионно-активных мест приближается к скорости напыления при толщине покрытия $\theta \approx 0.5$ мс. В этом случае дальнейшее напыление атомов калия не должно менять толщины покрытия и степени активировки эмиттера. Именно по этой причине падение характерного напряжения при напылении калия на нагретый эмиттер не превышало приблизительно 25–30%.

Покрытие, нанесенное напылением атомов калия на нагретый эмиттер, оказалось гораздо более стабильным, чем покрытие холодного эмиттера. Изменение уровня активировки, достигнутого при снятии характеристики 3, рис. 13, а, не превышало 2–3% при выдержке эмиттера в течение интервала времени свыше 60 часов (см. кривую 3, рис. 13, б). Это свидетельствует о том, что к моменту завершения напыления, оканчивается также и перераспределение калия в покрытии. Кроме того, отсюда же следует, что осаждение остаточного газа слабо влияет на приготовленное таким образом покрытие.

4. Активировка потоком ионов калия

Обработка фуллеренового покрытия потоком ионов калия ведет к более сильной активировке нагретого катода, чем при активировке напылением атомов калия (сравни кривые 1 и 2 рис. 14). Дополнительное снижение величины характерного напряжения принципиально можно было бы связать с изменением под действием ионной бомбардировки рельефа поверхности. Однако в работе не было выявлено таких изменений. Поэтому повышенную эффективность ионной активировки скорее можно объяснить формированием в покрытии под влиянием ионной бомбардировки специфических сложных образований типа эндоэдралов $K@C_{60}$ и/или экзоэдралов $C_{60}@K$ [4, 25]. Как следует из [4, 26], введение в покрытие такого сорта молекул может снизить его работу выхода.

Оценки, выполненные нами на основе данных работ [4, 25], свидетельствуют, что при измерении характеристики 2 рис. 14 в типичных для нашего эксперимента условиях количество образующихся в покрытии эндоэдралов существенно меньше монослойного. Если и количество экзоэдральных молекул, появляющихся в покрытии в результате ионной бомбардировки, также невелико, представлялось целесообразным продлить активировку потоком ионов калия. Учитывая это, было выполнено еще два этапа активировки полевого эмиттера потоком ионов. Характеристики 3 и 4 демонстрируют изменения напряжения $U_{0.002}$, происходившие соответственно на втором и третьем этапах обработки. Перед каждым последующим этапом, покрытие,

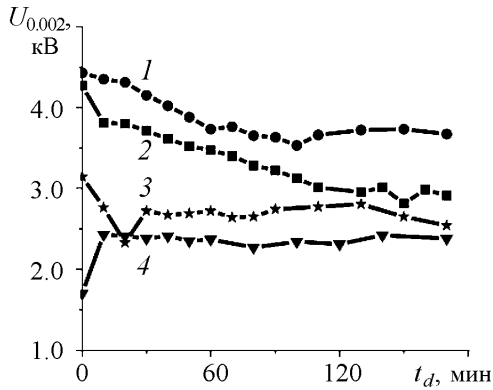


Рис. 14. Характеристики $U_{0.002}(t_d)$, полученные при активировке потоками атомов (кривая 1) и ионов калия (2–4) фуллеренового покрытия толщиной 2 монослоя на ребристом кристалле. Активировки атомами и ионами калия выполнены при температуре катода $T = 650$ К. Кривые 2–4 демонстрируют изменения величины характерного напряжения $U_{0.002}$ в последовательности трех этапов обработки покрытия потоком ионов

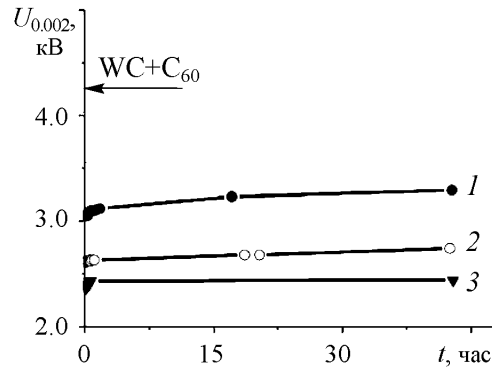


Рис. 15. Изменения во времени величины характерного напряжения $U_{0.002}$ после окончания трех стадий обработки (соответственно кривые 1–3) фуллеренового покрытия на ребристом кристалле потоком ионов калия. Стрелкой указано значение $U_{0.002}$ для исходного (не активированного калием) ребристого кристалла с фуллереновым покрытием

сформированное на предыдущем этапе, выдерживалось около 50 часов при комнатной температуре в отсутствие электрического поля. После такой выдержки на его поверхность наносилось два монослоя фуллереновых молекул, эмиттер нагревался до температуры 650 К и после этого обрабатывался потоком ионов калия.

Как показали эксперименты, эмиссионные свойства покрытий, активированных потоком ионов калия, слабо меняются во времени. На рис. 15 показаны изменения величины характерного напряжения $U_{0.002}$ после каждой из трех описанных выше стадий обработки покрытия потоком ионов калия (кривые 1–3). Изменения величины $U_{0.002}$ после окончания последней (третьей) стадии обработки не превышало приблизительно 5% в течение времени свыше 40 часов. Такая повышенная стабильность активированных ионами калия покрытий объясняется, видимо, тем, что молекулы $K@C_{60}$ и $C_{60}@K$ менее подвижны в покрытии, чем атомы калия. Полное уменьшение характерного напряжения $U_{0.002}$ после всех циклов обработки достигало примерно двух раз по сравнению с начальной величиной для ребристого кристалла, покрытого молекулами C_{60} . На рис. 15 величина $U_{0.002}$ для ребристого кристалла, покрытого молекулами $C_{60}(WC+C_{60})$ указана стрелкой.

5. Воздействие прогрева на функционирование активированных калием катодов

Фуллереновые покрытия, созданные в результате активировки атомами и ионами калия нагретого до 650 К острия, устойчивы не только к воздействию газовой среды. Они слабо меняют свои свойства при последующем прогреве в широком интервале температур ориентировочно до 1100–1200 К. Заметное повышение напряжения $U_{0.002}$ происходило только при температурах, превышающих примерно 1200 К. На рис. 16 показаны изменения с температурой величины характерного напряжения $U_{0.002}$ для катодов, созданных при активировке фуллереновых покрытий атомами (кривая 1) и ионами (кривая 2) калия. В каждой точке производился прогрев като-

да при фиксированной температуре и на графиках указаны установившиеся значения $U_{0.002}$. На начальном участке зависимости $U_{0.002}(T)$ в интервале температур до 1100–1200 К после введения накала подогревателя катода значение $U_{0.002}$ устанавливалось за интервал времени не более 10–15 мин. и практически не менялось при дальнейшем прогреве. Более длительное (до 1.5–2 часов) установление величины $U_{0.002}$ характерно только для участка резкого подъема характеристики $U_{0.002}(T)$.

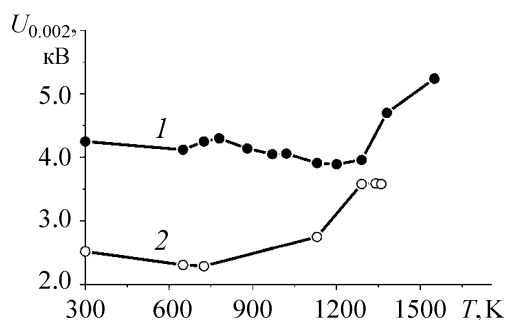


Рис. 16. Зависимости от температуры прогрева T значений характерного напряжения $U_{0.002}$ для катодов с фуллереновым покрытием на поверхности ребристого кристалла, активированных потоками атомов (кривая 1) и ионов (кривая 2) калия. Активирование проводилось при температуре исходного покрытия 650 К

должно испаряться при температурах $T < 1100$ К. Такое испарение неизбежно привело бы к дезактивировке катода и к росту величины $U_{0.002}$, если бы не существовало механизма восстановления активирующего слоя. Нам представляется, что такой механизм существует и связан с диффузией из толщи фуллеренового покрытия к поверхности атомов калия, скопившихся там в процессе активировки.

Резкая дезактивировка катодов, обработанных потоками атомов и ионов калия при температурах $T > 1200$ К, кажется вполне естественной и, очевидно, обусловлена как разрушением молекул C_{60} , $K@C_{60}$ и $C_{60}@K$, так и быстрым испарением всех активирующих катод компонентов.

Заключение

Подводя итоги работы, укажем важнейшие ее результаты.

- Разработаны и изучены методы создания полевых эмиттеров с покрытиями из молекул фуллерена C_{60} . Определены закономерности и механизмы формирования микроструктур на поверхности фуллереновых покрытий в процессе их создания, а также при термической и полевой их обработке. Созданы эмиттеры с фуллереновым покрытием, обеспечивающие стабильные токи ориентировочно до 150 мкА в статическом и до 1.5–2 мА в импульсном режимах с одиночного субмикронного острия.
- Изучено активирование полевых эмиттеров с фуллереновым покрытием потоками атомов и ионов калия. Определен механизм дезактивировки активированных атомами калия эмиттеров, связанный с перераспределением калия в покрытии. Установлено, что долговременного снижения характерных напряжений ориентировочно в 2 раза удастся достичь, обрабатывая фуллереновое покрытие потоком ионов калия. Изучено влияние сильных электрических полей и прогрева на структуру поверх-

ности и эмиссионные характеристики активированных калием эмиттеров. Получены данные, свидетельствующие о том, что повышенная эффективность активировки эмиттеров потоком ионов калия может быть связана с формированием в фуллереновом покрытии эндоэдральных ($K@C_{60}$) и/или экзоэдральных ($C_{60}@K$) молекул.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №02-02-16211 и №05-02-16936).

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Григорьев Ю.А., Сеницын Н.И. и др. // Материалы Всероссийской межвузовской конференции «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». Саратов: Изд. ГосУНЦ «Колледж», 1997. С. 90.
2. Шешин Е.П. Структура поверхности и автоэмиссионные свойства углеродных материалов. М.: Изд-во МФТИ Физматкнига, 2001. 287 с.
3. Бобков А.Ф., Давыдов Е.В., Зайцев С.В., Карнов А.В., Козодаев М.А., Николаева И.Н., Попов М.О., Скороходов Е.Н., Суворов А.П., Чеблуков Ю.Н. // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 6. С. 95.
4. Елецкий А.В. // УФН. 2000. Т. 170. № 2. С. 113.
5. Yue G.Z., Qiu Q., Gao Bo, Cheng Y., Zhang J., Shimoda H., Chang S., Lu J.P., Zhou O. // Appl. Phys. Letters. 2002. Vol. 81. № 2. P. 355.
6. Fursey G.N., Novikov D.V., Dyuzhev G.A., Kotcheryzhenkov A.V., Vassiliev P.O. // Appl. Surf. Sci. 215(2003). P. 135.
7. Yoon Huh, Jeong Yong Lee, Cheol Jin Lee // Thin Solid Films. 475(2005). P. 267.
8. Milne W.I., Teo K.B.K., Amaratunga G.A.J., Legagneux P., Gangloff L., Shnell J.-P., Semet V., Thien Binh V, Groening O. // J. Mater. Chem. 2004. 14. P. 933.
9. Бочаров Г.С., Елецкий А.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 7. С. 126.
10. Тумарева Т.А., Соминский Г.Г. // Journal of Communications Technology and Electronics. 2000. Vol. 45. Suppl. 1. P. 110.
11. Тумарева Т.А., Соминский Г.Г., Ефремов А.А., Поляков А.С. // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 2. С. 105.
12. Тумарева Т.А., Соминский Г.Г., Поляков А.С. // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 2. С. 111.
13. Тумарева Т.А., Соминский Г.Г., Веселов А.А. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 7. С. 110.
14. Соминский Г.Г., Тумарева Т.А., Веселов А.А., Ефремов А.А. // В сб. XII зимняя школа-семинар по СВЧ электронике и радиофизике (Саратов, 28 января – 3 февраля 2003 г.). Материалы школы-семинара. Саратов: Изд. ГосУНЦ «Колледж», 2003. С. 31.
15. Логинов М.В., Шредник В.Н. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. № 11. С. 45.
16. Müller E.W. // Zs. Naturforsch. 1955. Vol. 27. P. 290.
17. Melmed A.J., Müller E.W. // Journal of Chem. Phys. 1958. Vol. 29. № 5. P. 1037.
18. Комар А.П., Комар А.А. // ЖТФ. 1961. Т. 31. № 2. С. 231.
19. Шишкин В.А. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Институт Электрохимии АН СССР (Москва). 1962.

20. *Комар А.П., Савченко В.П.* // Доклады АН СССР. 1964. Т. 158. № 6. С. 1310.
21. *Савченко В.П.* // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ-мат. наук. ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР (Ленинград). 1966.
22. *Oostrom A.G.J.* // Philips Research Reports. Supplement. 1966. № 1. P. 1.
23. *Gomer R.* // Journal Chem. Phys. 1957. Vol. 28. № 3. P. 457.
24. *Овчинников А.П.* // ФТТ. 1967. Т. 9. № 2. С. 628.
25. *Campbell E.E.B., Tellmann R., Krawez N., Hertel I.V.* // J. Phys. Chem. Solids. 1997. Vol. 58. № 11. P. 1763.
26. *Satoru Suzuki, Fumihito Maeda, Yoshio Watanabe, Toshio Ogino* // Phys. Rev. 2003. Vol. B67, 115418.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет *Поступила в редакцию* *10.03.2006*

FIELD EMITTERS WITH FULLERENE COATINGS AND THEIR ACTIVATION

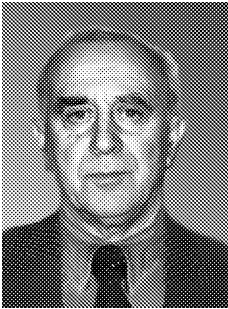
*T.A. Tumareva, G.G. Sominskii, A.K. Bondarenko,
A.N. Morozov, I.A. Svetlov*

Methods of fullerene-coated tip field emitter creation were worked out and investigated. Basic rules and mechanisms of the microstructure origin on the fullerene surface during coverage formation and treatment (thermal and field) were determined. The emitters with fullerene coatings were made that secure stable currents from the single submicron tip up to 150 μ A at static regime and up to 1.5–2 mA at pulsed one. Activation of the fullerene-coated field emitter by potassium atom and ion flows was studied. The rapid operating voltage increase immediately after the end of activation by potassium atoms was discovered and explained. It was shown that lasting operating voltage decrease up to two times is possible to reach treating the fullerene coating by the potassium ion flow. Obtained results attest that efficiency of the fullerene coating activation by the potassium ion flow may be connected with formation of endohedral ((K@C₆₀) and/or exohedral (C₆₀@K) molecules in the coverage.



Тумарева Татьяна Алексеевна – родилась в Ленинграде (1937), окончила (1960) Ленинградский политехнический институт (ныне Санкт-Петербургский государственный политехнический университет – СПбГПУ). После окончания работала в Государственном оптическом институте, а с 1964 года – в ЛПИ. Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (ЛПИ, 1972), посвященную созданию и исследованию полевых эмиттеров с разнообразными активирующими покрытиями. В настоящее время – старший научный сотрудник кафедры физической электроники СПбГПУ. Научные интересы связаны с разработкой и исследованием полевых эмиттеров. Разработала оригинальные методы диагностики полевых эмиттеров и формируемых ими электронных потоков. Разработала перспективные полевые эмиттеры с фуллереновыми покрытиями. Автор более 100 печатных работ и 3 изобретений.

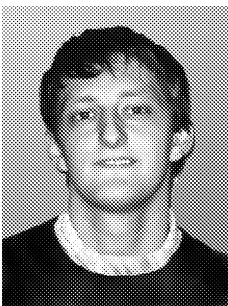
Соминский Геннадий Гиршевич – родился в Ленинграде (1935), окончил (1960) Ленинградский политехнический институт (впоследствии – СПбГПУ). После окончания работает в ЛПИ – СПбГПУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (ЛПИ, 1967) и доктора физико-математических наук (ЛПИ, 1984), посвященные исследованию мощных СВЧ-устройств со скрещенными полями. В настоящее время – профессор кафедры физической электроники СПбГПУ. Организовал и возглавляет с 1968 года по настоящее время лабораторию сильноточной и сверхвысокочастотной электроники при кафедре физической электроники. Научные интересы связаны с исследованием физических процессов в электронном пространственном заряде высокой плотности – своеобразной активной среде мощных вакуумных устройств, с выявлением роли этих процессов в функционировании электронных устройств, с поиском методов совершенствования существующих и создания устройств нового типа. Разработал оригинальные методы диагностики интенсивных электронных потоков, а также методы управления происходящими в них процессами с помощью неоднородных электрических и магнитных полей. Кроме того, в последние годы занимается исследованиями и созданием полевых эмиттеров интенсивных электронных потоков. Участвовал в разработке перспективных полевых эмиттеров с фуллереновыми покрытиями. Автор более 200 печатных работ, в том числе учебного пособия по СВЧ-электронике и 17 изобретений.



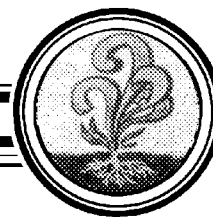
Бондаренко Анна Константиновна – родилась в Ленинграде (1982), окончила Санкт-Петербургский государственный политехнический университет в 2005 году со степенью магистра. Студенткой кафедры физической электроники радиофизического факультета участвовала в изготовлении и исследовании полевых эмиттеров с фуллереновыми покрытиями. Автор 3 печатных работ.



Морозов Александр Николаевич – родился в Ленинграде (1984), студент 5 курса кафедры физической электроники радиофизического факультета Санкт-Петербургского государственного политехнического университета (СПбГПУ). Студентом 4-го курса привлекался к работам по ремонту и изготовлению элементов экспериментальной установки. В настоящее время участвует в экспериментальном исследовании полевых эмиттеров с фуллереновыми покрытиями. Автор одной печатной работы.



Светлов Илья Александрович – родился в Ленинграде (1983), студент 6 курса кафедры физической электроники радиофизического факультета Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. В 2005 году стажировался в Техническом университете города Ганновер (Германия). Занимался численными расчетами и изготовлением системы формирования потока ионов калия для активирования острых полевых эмиттеров, участвовал в исследовании полевых эмиттеров с фуллереновыми покрытиями. Автор 5 печатных работ и одного изобретения.



СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ЭМИССИОННОГО ПРОЦЕССА

В.М. Аникин

Строится марковская аналитическая нестационарная статистическая модель электронной эмиссии, явным образом учитывающая случайный характер времени функционирования эмиттера. Получены соотношения, связывающие микропараметры модели, ее вероятностные эмиссионные и надежностные характеристики и дающие оценку среднего ожидаемого времени жизни катода после определенного уровня наработки.

Введение

Флуктуационный характер эмиссионного тока, даваемого вакуумными источниками любой природы, обусловлен, прежде всего, дискретным характером процесса испускания электронов, хотя, безусловно, при анализе более общего понятия – стабильности работы катода – в дополнение к статистическим изменениям тока «дробового» характера учитываются и физические явления иного плана, низкочастотные шумы, характеристики долговечности эмиттера и т.п., рассматриваемые в рамках определенных вероятностных моделей [1–6].

В рамках *марковских* моделей флуктуационных процессов [2–6], прежде всего, вводится понятие *эмиссионного состояния* катода и формулируются дифференциальные уравнения Колмогорова [7–9] относительно вероятностей состояния и вероятностей перехода из состояния в состояние. Например, понятие «состояние эмиссионной системы» может соотноситься с числом действующих в данный момент времени эмиссионных центров или с числом эмитированных к конкретному моменту электронов. Случайные изменения во времени эмиссионной эволюции катода представляются как процесс перехода из состояния в состояние в случайные моменты времени, образующие пуассоновский поток событий. Некоторые из введенных состояний могут быть «снабжены» особыми свойствами. Так, понятие «поглощающего» состояния означает отказовое состояние, при котором работа эмиссионной системы прекращается. Задание микропараметров модели – интенсивностей перехода из состояния в состояние – зависит от физической картины, которую пытаются изучить в рамках выбираемой статистической модели эмиссии.

Марковские модели приводят к ряду точных (аналитических) решений для вероятностей эмиссионных состояний, вероятностей перехода из состояния в состояние, автокорреляционных функций и спектральных плотностей флуктуаций эмиссии. Теоретические результаты (особенно зависимости автокорреляционных функций для спектров флуктуаций) в целях верификации моделей и оценки их возможностей могут быть сравнены с экспериментальными данными.

Простейшей флуктуационной моделью термоэлектронной эмиссии является, как известно, модель Шотки для дробовых шумов [1]. В контексте марковских моделей случайных процессов она представляет собой простейший однородный поток чистого рождения [7–9]. По Шотки, дробовой шум (флуктуации тока эмиссии) – δ -коррелированный *стационарный* случайный процесс, интенсивность которого определяется величиной среднего тока I_0 . Так как для стационарного случайного процесса существует винеровский спектр, то свойства дробового шума задаются спектральной плотностью

$$S_I(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_I(\xi) \exp(-j\omega\xi) d\xi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} eI_0\delta(\xi) \exp(-j\omega\xi) d\xi = \frac{eI_0}{2\pi}, \quad (1)$$

где

$$R_I(\tau = t - t_1) = e^2\lambda \frac{\partial^2}{\partial t \partial t_1} \min(t, t_1) = eI_0\delta(t - t_1) \quad (2)$$

– автокорреляционная функция тока эмиссии (t, t_1 – два временных отсчета);

$$I_0 = M\{I(t)\} = e\lambda \quad (3)$$

– средний ток (M – оператор математического ожидания); λ – интенсивность эмиссии электронов (пуассоновского потока событий); e – заряд электрона.

Хрестоматийные идеализированные выражения (1)–(3) определяют случайный процесс, характеризуемый равномерным спектром в очень широком диапазоне частот («белый шум»). Модель Шотки подвергалась различным обобщениям. Например, в [1] было найдено элегантное выражение для статистических характеристик эмиссионных флуктуаций для *произвольного* (отличного от экспоненциального) распределения случайного интервала между моментами последовательного вылета с катода двух электронов:

$$S_I(\omega) = \frac{eI_0}{2\pi} \left[1 + 2\operatorname{Re} \frac{\varphi(\omega)}{1 - \varphi(\omega)} \right],$$

где $\varphi(\omega) = M\{\exp(j\omega\tau)\}$ – характеристическая функция длины τ интервала между соседними вылетами. В [1] получены также выражения для спектров флуктуаций, обобщающие формулу Шотки (1) на случай различных предположений о вероятностных свойствах интенсивности эмиссии λ (неоднородность процесса, статистическая вариабельность интенсивности, ее пространственная неоднородность и т.п.).

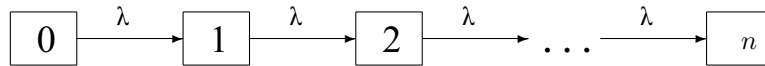
И остается, пожалуй, такой интересный момент для обобщения вероятностной модели дробовых шумов, как предположение о конечности самого процесса эмиссии в силу ограниченного эмиссионного ресурса катода (конечности запаса активного вещества, например, бария – в оксидно-бариевых и импрегнированных катодах).

Рассмотрению этой задачи и посвящена данная работа. На практике время жизни любого катода T всегда конечно, так что описание шума в виде стационарного процесса представляет, строго говоря, идеализацию, и *любое* отклонение в начальных предположениях может существенным образом повлиять на характеристики вероятностной модели – такова специфика вероятностной теории. Так, для моментов времени, больших времени жизни катода, $t > T$, ток эмиссии следует считать равным нулю, а более точно говоря, в целом, ток эмиссии $I(t)$ следует считать *случайным процессом*, определенном на *случайном интервале* $(0, T)$, где под T понимается время жизни катода – случайная величина с определенным законом распределения. Этим замечанием мы хотели подчеркнуть, что существующая теория (того же дробового эффекта), основанная на предположении достаточно большого времени реализации процесса, не может быть без соответствующих изменений перенесена на случай, когда существенным (при решении надежностных задач) является именно учет конечности времени жизни катода. В процессе работы катода происходит изменение его структур и невосполняемый расход активного вещества, в конечном итоге приводящие к падению эмиссии. Построены разнообразные физико-математические модели, раскрывающие механизмы функционирования катода в плане диффузии и расходования активных веществ (см., например, [10]), которые очень важны для целей конструирования надежных источников эмиссии.

Здесь мы не будем детально рассматривать упомянутые сложные процессы, а постараемся найти и развить такую марковскую модель эмиссии, которая изначально основана на предположении о конечности эмиссионного ресурса катода. В качестве количественной характеристики эмиссионного ресурса можно принять общее количество эмитированного заряда $Q(t)$ (за время t). Если Q_0 – начальный эмиссионный ресурс, то естественно считать, что разность $Q_0 - Q(t)$ есть остаточный эмиссионный ресурс, и остаточное время жизни катода определяется только этой величиной и не зависит от режима «эвакуации» заряда с катода до момента времени t .

1. Марковская модель эмиссии с поглощающим состоянием

Предположим, что положение эмиттерной системы в момент времени t ассоциируется с состоянием S_k (с номером k), если за это время эмитировано k электронов. Концепция модели процесса эмиссии должна включать наличие отказового состояния S_n . Это можно достичь в вероятностной схеме, характеризуемой следующим графом:



Здесь λ – среднее число электронов, покидающих катод в единицу времени (интенсивность процесса). Этот граф можно интерпретировать как конечный фрагмент марковской схемы чистого размножения (рождения) или своеобразную схему чистой гибели, в которой отказовое состояние имеет номер n (а не 0, как в классической схеме чистой гибели [7–9]). Введенному графу отвечает конечная система уравнений Колмогорова относительно вероятностей

$$P_k(t) = P\{S(t) = S_k\} = P\{N(t) = k\}$$

состояния катода в момент t

$$\begin{cases} \frac{dP_0}{dt} = -\lambda P_0, \\ \frac{dP_k}{dt} = \lambda P_{k-1} - \lambda P_k, \quad k = 1, 2, \dots, n-1, \\ \frac{dP_n}{dt} = \lambda P_{n-1}. \end{cases} \quad (4)$$

Вспользуемся стандартным приемом решения системы дифференциальных уравнений (4), введя производящую функцию для вероятностей состояния $P_k(t)$ – полином степени k относительно комплексного параметра z

$$P(z, t) = \sum_{k=0}^n P_k(t) z^k. \quad (5)$$

Функция (5) аналитична по z во всей плоскости z . Данное обстоятельство играет решающую роль при нахождении производящей функции, уравнение относительно которой формируется на основании определения (5) и уравнений относительно вероятностей состояния (4). В самом деле, умножая уравнение для $P_k(t)$ на z^k и суммируя полученные результаты по k от 0 до $n-1$, найдем

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = \lambda(z-1)P(z, t) + \lambda(1-z)z^n P_n(t). \quad (6)$$

Уравнение (6) имеет необычную структуру: помимо искомой производящей функции $P(z, t)$ в него входит вероятность последнего допустимого в модели состояния – $P_n(t)$. Эта вероятность имеет непосредственную надежность интерпретацию, являясь интегральным законом распределения случайной величины T – времени жизни катода,

$$P_n(t) = P\{T < t\} = F(t). \quad (7)$$

С учетом (7) уравнение (6) переписывается как

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = \lambda(z-1)P(z, t) + \lambda(1-z)z^n F(t). \quad (8)$$

Поскольку производящая функция (5) может быть представлена в виде

$$P(z, t) = z^n F(t) + \sum_{k=0}^{n-1} P_k(t) z^k,$$

уравнение (8) формально не замкнуто относительно $P(z, t)$ и $F(t)$. Тем не менее соотношение (8) может быть использовано для определения обеих этих функций! Это возможно благодаря аналитичности функции $P(z, t)$ относительно первого аргумента. В самом деле, подвергая (8) (одностороннему) преобразованию Лапласа, найдем

$$P^*(z, s) = \frac{P(z, 0) + \lambda(1-z)z^n F^*(s)}{s - \lambda(z-1)}, \quad (9)$$

где

$$P^*(z, s) = L\{P(z, t)\} = \int_0^{\infty} P(z, t)e^{-st}dt, \quad F^*(s) = L\{F(z, t)\} = \int_0^{\infty} F(t)e^{-st}dt$$

– изображения по Лапласу функций $P(z, t)$ и $F(t)$ в комплексной области s , соответственно.

Для начального состояния эмиттерной системы S_0 , то есть для $P_0(0) = 1$ и $P(z, 0) = 1$, получим из (9) следующее изображение для производящей функции:

$$P^*(z, s) = \frac{1 + \lambda(1 - z)z^n F^*(s)}{s - \lambda(z - 1)}. \quad (10)$$

Так как изображение $P^*(z, s)$ является аналитической функцией для всех z при $\text{Re } s > 0$, то корни знаменателя (10) должен быть также и корнями его числителя. Поскольку знаменатель обращается в ноль, когда

$$z = z_0 = \frac{s + \lambda}{\lambda},$$

то интегральный закон времени жизни катода имеет изображением по Лапласу функцию

$$F^*(s) = \frac{\lambda^n}{s(s + \lambda)^n}. \quad (11)$$

Обратное преобразование от (11) приводит к представлению интегрального и дифференциального законов времени жизни катода как непрерывной случайной величины в виде закона Эрланга n -го порядка

$$F(t) = \int_0^t \frac{\lambda^n t^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-\lambda t) dt; \quad f(t) = \frac{dF(t)}{dt} = \frac{\lambda^n t^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-\lambda t). \quad (12)$$

Используя (11), можно теперь найти замкнутое выражение для изображения по Лапласу производящей функции вероятностей состояния эмиссионной системы $P(z, t)$

$$P^*(z, s) = \frac{1 + \lambda(1 - z) \frac{(\lambda z)^n}{s(s + \lambda)^n}}{s - \lambda(z - 1)} = \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\lambda^k}{(s + \lambda)^{k+1}} z^k + \frac{\lambda^n}{s(s + \lambda)^n} z^n. \quad (13)$$

Из (13) следует, что изображения по Лапласу вероятностей состояния эмиссионной системы и вероятности ее отказа имеют, соответственно, вид

$$L\{P_k(t)\} = \frac{\lambda^k}{(s + \lambda)^{k+1}}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, n - 1, \quad (14)$$

$$L\{P_n(t)\} = \frac{\lambda^n}{s(s + \lambda)^n}. \quad (15)$$

Находя для (14), (15) обратное преобразование Лапласа, получим выражения для вероятностей состояний и времени безотказной работы

$$P_k(t) = \frac{(\lambda t)^k}{k!} \exp(-\lambda t), \quad k = 0, 1, \dots, n - 1, \quad (16)$$

$$F(t) = P_n(t) = 1 - \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(\lambda t)^k}{k!} \exp(-\lambda t). \quad (17)$$

Вероятностное решение в марковских моделях дополняет нахождение переходных вероятностей процесса, по существу означающих вероятности перехода из произвольного состояния эмиссионной системы в любое другое состояние. Соответствующие уравнения для переходных вероятностей имеют вид

$$\frac{dP_{i,j}}{dt} = \lambda P_{i,j-1} - \lambda(1 - \delta_{j,n})P_{i,j}, \quad i, j = 0, 1, 2, \dots, n,$$

$P_{i,j}$ означает вероятность перехода из состояния i в состояние j .

Изображениям вероятностей перехода по Лапласу

$$L\{P_{i,j}(t)\} = \begin{cases} \frac{\lambda^{j-i}}{(s+\lambda)^{j-i+1}}, & j \geq i; \\ 0, & j < i; \end{cases} \quad i, j = 0, 1, \dots, n-1; \quad (18)$$

$$L\{P_{i,n}(t)\} = \frac{\lambda^{n-i}}{s(s+\lambda)^{n-i}}, \quad i = 0, 1, 2, \dots, n-1; \quad (19)$$

$$L\{P_{n,i}(t)\} = 0, \quad i = 0, 1, 2, \dots, n-1; \quad L\{P_{n,n}(t)\} = \frac{1}{s} \quad (20)$$

отвечают переходные вероятности:

$$P_{i,j}(t) = P_{j-i}(t) = \begin{cases} \frac{(\lambda t)^{j-i}}{(j-i)!} \exp(-\lambda t), & j \geq i, \\ 0, & j < i, \end{cases} \quad i, j = 0, 1, \dots, n-1; \quad (21)$$

$$P_{i,n}(t) = 1 - \sum_{j=i}^{n-1} P_{i,j}(t) = 1 - \sum_{j=i}^{n-1} P_{i-j}(t); \quad P_{n,n}(t) = 1. \quad (22)$$

2. Связь статистических характеристик эмиссии с функцией надежности катода

Знание безусловных и переходных вероятностей смены эмиссионных состояний (14)–(22) позволяет рассчитать числовые характеристики процесса эмиссии и его автокорреляционную функцию.

Среднее количество эмитированных электронов находится с помощью безусловных вероятностей для состояний эмиссионной системы

$$M\{N(t)\} = \overline{N(t)} = \sum_{k=0}^n k P_k(t) = \sum_{k=0}^{n-1} k P_k(t) + n P_n(t). \quad (23)$$

Для (23) можно получить компактное интегральное выражение, рассмотрев изображение по Лапласу среднего, $\overline{N(t)}$

$$L\{\overline{N(t)}\} = \frac{\lambda}{s} \left(\frac{1}{s} - \frac{\lambda^n}{s(s+\lambda)^n} \right) = \frac{1}{s} \left(\frac{1}{s} - F^*(s) \right).$$

Здесь функция $F^*(s)$, определяемая формулой (11), имеет смысл изображения закона распределения времени жизни катода. Следовательно, функция

$$P^*(s) = \frac{1}{s} - F^*(s) \quad (24)$$

имеет смысл изображения по Лапласу функции надежности катода

$$P(t) = P\{T > t\} = 1 - P\{T < t\} = 1 - F(t), \quad (25)$$

определяющей вероятность функционирования катодной системы в момент времени t . Таким образом, для среднего числа эмитированных электронов имеем в области изображений

$$L\{\overline{N}(t)\} = \frac{\lambda}{s} P^*(s),$$

что в области оригиналов приводит к представлению выражения для среднего числа эмитированных зарядов через интеграл от функции надежности катода

$$\overline{N}(t) = \lambda \int_0^t P(t) dt. \quad (26)$$

Из (26) следует выражение для среднего значения тока эмиссии в момент времени t :

$$\overline{I}(t) = e \frac{d}{dt} \overline{N}(t) = e\lambda P(t) = I_0 P(t), \quad (27)$$

где величина $I_0 = e\lambda$ интерпретируется как средний ток эмиссии в начальный момент времени ($P(0) = 1$). Таким образом, модель с конечным эмиссионным ресурсом определяет нестационарный процесс – средние значения характеристик эмиссии (26) и (27) меняются со временем, причем это изменение определяется функцией надежности катодной системы. Последнее обстоятельство небызынтересно для прогнозирования надежности катода по току эмиссии.

Получим теперь соотношения для второго начального и центрального моментов числа эмитируемых электронов. Для этого перепишем выражение для изображения производящей функции вероятностей состояния эмиссионной системы (10) в форме

$$P^*(z, s) = L\left\{\sum_{k=0}^n P_k(t) z^k\right\} = \frac{1 - f^*(s) z^n}{s + \lambda(1 - z)} + F^*(s) z^n, \quad (28)$$

где

$$f^*(s) = L\{f(t)\} = \frac{\lambda^n}{(s + \lambda)^n} \quad (29)$$

– изображение по Лапласу плотности вероятности времени жизни эмиттера (12) (изображение по Лапласу интегрального закона дается формулой (11)). С использованием (28) и (29) для изображения второго начального момента $M\{N^2(t)\} = \overline{N^2}(t)$ получим

$$L\{\overline{N^2}(t)\} = \frac{\partial^2 P^*(z, s)}{\partial z^2} \Big|_{z=1} + \frac{\partial P^*(z, s)}{\partial z} \Big|_{z=1} = \frac{2\lambda^2}{s^2} P^*(s) - \frac{2\lambda n}{s} F^*(s) + \frac{\lambda}{s} P^*(s).$$

Отсюда следует, что для начального и центрального (дисперсии $D\{N(t)\}$) моментов второго порядка имеют место соотношения

$$\frac{d}{dt}\overline{N^2(t)} = 2\lambda^2 \int_0^t P(t)dt + \lambda P(t) - 2\lambda n F(t), \quad (30)$$

$$\frac{d}{dt}D\{N(t)\} = 2\lambda^2 \int_0^t P(t)dt - 2\lambda^2 P(t) \int_0^t P(\xi)d\xi + \lambda P(t) - 2\lambda n F(t). \quad (31)$$

Скорости (30) и (31) изменения вторых моментов случайной функции $N(t)$, как и первый момент (26), выражаются через надежностные характеристики – распределение времени жизни $F(t)$ и функцию надежности $P(t)$.

Вычислим далее смешанный момент $M\{N(t)N(t_1)\} = \overline{N(t)N(t_1)}$, знание которого необходимо для расчета автокорреляционной функции тока эмиссии. Учитывая «однонаправленность» процесса (функция $N(t)$ со временем может случайным образом только возрастать), получим исходное соотношение для смешанного момента

$$\begin{aligned} \overline{N(t)N(t_1)} &= M\{N(t_{\min})N(t_{\max})\} = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n ij P_i(t_{\min})P_{i,j}(t_{\text{var}}) = \\ &= \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i}^{n-1} ij P_i(t_{\min})P_{i,j}(t_{\text{var}}) + n \sum_{i=1}^{n-1} iP_i(t_{\min})P_{i,n}(t_{\text{var}}) + n^2 P_n(t_{\min}), \end{aligned} \quad (32)$$

где, как и в модели с бесконечным эмиссионным ресурсом, $t_{\min} = \min(t, t_1)$, $t_{\text{var}} = \max(t, t_1) - \min(t, t_1)$.

Применяя к (32) двойное преобразование Лапласа,

$$\begin{aligned} L_2\{\overline{N(t)N(t_1)}\} &= \int_0^\infty \int_0^\infty \exp(-st - st_1) \overline{N(t)N(t_1)} dt dt_1 = \\ &= \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i}^{n-1} ij L_2\{P_i(t_{\min})P_{i,j}(t_{\text{var}})\} + n \sum_{i=1}^{n-1} L_2\{iP_i(t_{\min})P_{i,n}(t_{\text{var}})\} + n^2 L_2\{P_n(t_{\min})\}, \end{aligned}$$

и производя преобразования в области изображений с использованием полученных выше формул (18)–(22) для изображений вероятностей, найдем

$$\frac{\partial^2}{\partial t \partial t_1} \overline{N(t)N(t_1)} = \lambda P(t) \delta(t - t_1) - \lambda^2 F(t_{\max}) - \lambda f(t_{\max}),$$

где $t_{\max} = \max(t, t_1)$. Поскольку ток эмиссии связан с изменением числа эмитируемых электронов как $I(t) = edN(t)/dt$, автокорреляционная функция тока эмиссии выражается через надежностные характеристики катода $P(t)$, $F(t)$, $f(t)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} R_1(t, t_1) &= M \left\{ I^0(t) I^0(t_1) \right\} = \\ &= eI_0 P(t) \delta(t - t_1) - I_0^2 F(t_{\max}) - eI_0 f(t_{\max}) - I_0^2 P(t) P(t_1), \end{aligned} \quad (33)$$

где $\bar{I} = I - I_0$, $I_0 = \overline{I(t=0)} = e\lambda P(t=0) = e\lambda$ – средний ток эмиссии в начальный момент времени. Первое слагаемое в правой части (33), имеющее в качестве аргументов разность моментов времени, отвечает классической модели дробового шума с «поправочным» множителем $P(t)$ – функцией надежности катода. Остальные слагаемые зависимости от $(t - t_1)$ не содержат, что является следствием исходного предположения о конечности эмиссионного ресурса.

Нестационарная корреляционная функция $R_I(t, t_1)$, даваемая соотношением (33), – основная флуктуационная характеристика эмиссионного тока. Через нее могут быть выражены бичастотная и частотно-временная спектральные плотности эмиссионного тока. Частотно-временная спектральная плотность тока эмиссии

$$S_I(\omega, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_I(t, t + \tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (34)$$

характеризует вероятностную структуру эмиссионного тока и ее изменение во времени. В нашем случае через частотно-временную спектральную плотность $S_I(\omega, t)$ удобно описывать эволюционные (медленные) изменения и флуктуационные характеристики эмиссионного тока, связанные с выработкой эмиссионного ресурса и достижения предельного (отказового) состояния (потери эмиссии). Поскольку нестационарная корреляционная функция процесса и соответствующая частотно-временная плотность выражаются через надежностные характеристики катодной системы (функцию надежности, вероятностные законы времени жизни катода), то соотношения (33) и (34) могут быть положены в основу методики прогнозирования надежности электровакуумных приборов на основе исследования флуктуационных характеристик эмиссионного тока.

3. Асимптотическое описание надежностных характеристик катода

Интегральный закон $F(t)$ распределения времени безотказной работы катода определяется формулой (17), которая содержит большое число слагаемых и с достаточной степенью наглядности не отражает характер зависимости этой функции от времени t и входящих в формулу параметров n и λ . Поэтому целесообразно найти некоторые приближенные формулы для $F(t)$, каждая из которых годилась бы для определенного диапазона изменения времени и названных параметров. Речь идет, таким образом, о привнесении в анализ методов теории возмущений (асимптотических методов), предусматривающих выделение безразмерных параметров и осуществление предельных переходов по одному или нескольким малым параметрам.

Перепишем плотность распределения времени безотказной работы, введя безразмерное время

$$\bar{t} = \frac{t}{T_0} = \frac{\lambda t}{n}, \quad T_0 = \frac{n}{\lambda},$$

где T_0 – среднее время жизни катода (таким образом, \bar{t} – время, измеряемое в единицах T_0). Тогда вероятностный закон (17) для времени жизни катода переписывается как

$$f(t; n, \lambda) dt = \frac{\lambda^n t^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-\lambda t) dt = \frac{(n\bar{t})^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-n\bar{t}) n d\bar{t} = \psi(\bar{t}) d\bar{t}, \quad (35)$$

где введена функция

$$\psi(\bar{t}) = n \frac{(n\bar{t})^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-n\bar{t}). \quad (36)$$

Удобнее исследовать асимптотические свойства для преобразования Лапласа (36), имеющего вид

$$\Psi(s; n) = L\{\psi(\bar{t})\} = \int_0^{\infty} \exp(-s\bar{t}) \psi(\bar{t}) d\bar{t} = \frac{n^n}{(s+n)^n} = \frac{1}{(1+s/n)^n}.$$

Очевидно, что верны следующие предельные соотношения:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \Psi(s; n) = \exp\left(\ln \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{(1+s/n)^n}\right) = \exp\left(\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\ln(1+s/n)}{(-1/n)}\right) = \exp(-s);$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \psi(\bar{t}) = \delta(\bar{t} - 1) = \delta\left(\frac{\lambda t}{n} - 1\right) = \frac{n}{\lambda} \delta\left(t - \frac{n}{\lambda}\right).$$

При рассмотрении предельных переходов предполагается, что отношение числа эмитируемых электронов n к интенсивности эмиссии λ ограничено (иначе, $\lambda = O(n)$, $n \rightarrow \infty$), то есть существует предел $T_0 = \lim_{n \rightarrow \infty} n/\lambda$. Тогда асимптотические выражения для дифференциального и интегрального законов распределения времени безотказной работы катода, а также функции надежности катода примут, соответственно, вид

$$\lim_{n \rightarrow \infty} f(t; n, \lambda) = \delta(t - T_0); \quad (37)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} F(t; n, \lambda) = \int_0^t \delta(t - T_0) dt = \begin{cases} 0, & t < T_0, \\ 1, & t > T_0; \end{cases} \quad (38)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P(t) = 1 - \lim_{n \rightarrow \infty} F(t; n, \lambda) = \begin{cases} 1, & t < T_0, \\ 0, & t > T_0. \end{cases} \quad (39)$$

График функций (38) и (39) имеет ступенчатый характер (они инверсны по отношению друг к другу).

Итак, при соответствующих параметрах λ и n асимптотическая модель схватывает основной эффект – конечность времени жизни катода. Используя другие предельные переходы (при фиксировании другой величины), можно детальнее изучить локальные свойства функций $F(t)$ и $P(t)$, в частности, их поведение в окрестности точки $T_0 = n/\lambda$.

Получим предельное вероятностное распределение для нормированного времени жизни катода

$$\frac{0}{T} = T - T_0 = \frac{T - n/\lambda}{\sqrt{n/\lambda}} = \frac{\sum_{i=1}^n \tau_i^0}{\sqrt{n}}, \quad (40)$$

Подобная структура случайной величины (40) объясняется тем, что время жизни T представляет собой сумму независимых одинаково распределенных (по экспоненциальному закону) случайных величин τ_i – интервалов между соседними вылетами

элементарных зарядов

$$T = \sum_{i=1}^n \tau_i,$$

причем все величины τ_i имеют математическое ожидание $M\{\tau_i\} = 1/\lambda = \tau_0$ и дисперсию $\sigma_i^2 = 1/\lambda^2$. Поэтому можно ввести нормированный интервал между соседними вылетами $\tau_i^0 = \frac{\tau_i - 1/\lambda}{1/\lambda}$ – случайную величину с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией. Введем также нормированное время

$$\tilde{t} = \frac{t - n/\lambda}{\sqrt{n/\lambda}}, \quad t = \frac{n}{\lambda} + \tilde{t} \frac{\sqrt{n}}{\lambda}, \quad dt = \frac{\sqrt{n}}{\lambda} d\tilde{t}.$$

Плотность распределения $\tilde{f}(\tilde{t})$ нормированного времени жизни катода определится из условия инвариантности (при замене переменной) вероятностного элемента: $f(t)dt = \tilde{f}(\tilde{t})d\tilde{t}$.

Получим асимптотическое выражение для характеристической функции нормированного времени жизни катода, а затем, используя обратное преобразование Фурье, запишем и асимптотическое представление для плотности вероятности этой случайной величины. По определению, характеристическая функция нормированного времени жизни определяется как

$$\begin{aligned} M \left\{ \exp \left(j\omega \frac{T^0}{\lambda} \right) \right\} &= \int_{-\sqrt{n}}^{\infty} \tilde{f}(\tilde{t}) \exp(j\omega \tilde{t}) d\tilde{t} = \\ &= \int_{-\sqrt{n}}^{\infty} f(t) \frac{dt}{\sqrt{n}} \exp \left(j\omega \frac{t - n/\lambda}{\sqrt{n}/\lambda} \right) d\tilde{t} = \exp(-j\omega\sqrt{n}) \int_0^{\infty} f(t) \exp \left(j \frac{\omega\lambda}{\sqrt{n}} \right) dt = \\ &= \exp(-j\omega\sqrt{n}) M \left\{ \exp \left(j \frac{\omega\lambda}{\sqrt{n}} T \right) \right\} = \exp(-j\omega\sqrt{n}) \frac{\lambda^n}{\left(\lambda - j \frac{\omega\lambda}{\sqrt{n}} \right)^n}. \end{aligned} \quad (41)$$

При получении (41) учтены выражения для характеристических функций случайных величин τ_i , τ_i^0 , T :

$$\begin{aligned} M \{ \exp(j\omega\tau_i) \} &= \frac{\lambda}{\lambda - j\omega}, \\ M \left\{ \exp \left(j\omega \frac{T^0}{\lambda} \right) \right\} &= \frac{\exp(-j\omega)}{1 - j\omega}, \\ M \{ \exp(j\omega T) \} &= \frac{\lambda^n}{(\lambda - j\omega)^n}. \end{aligned}$$

Рассматривая (41) для больших значений n , можно увидеть, что предельное значение характеристической функции нормированного времени жизни катода описывается следующей экспоненциальной функцией:

$$\begin{aligned} \lim_{n \rightarrow \infty} M \left\{ \exp \left(j\omega \frac{T^0}{\lambda} \right) \right\} &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{\exp(-j\omega/\sqrt{n})}{1 - j\omega/\sqrt{n}} \right\}^n = \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ 1 - \frac{\omega^2}{2n} + O(\omega^3/n^{3/2}) \right\}^n = \exp(-\omega^2/2). \end{aligned} \quad (42)$$

В силу (42)

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \tilde{f}(\tilde{t}, n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-\tilde{t}^2/2)$$

и, следовательно,

$$f(t)dt = \tilde{f}(\tilde{t}, n)d\tilde{t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\lambda}{\sqrt{n}} \exp\left(-\frac{(t - n/\lambda)^2}{n/\lambda^2}\right) dt.$$

Предельный переход (при $n \rightarrow \infty$) осуществляется при фиксированном значении $\tilde{t} = \frac{t - n/\lambda}{\sqrt{n}/\lambda}$, что позволяет оценить плотность распределения $f(t)$ в окрестности точки $t = T_0 = \frac{n}{\lambda}$. Таким образом, предельное распределение времени безотказной работы в окрестности названной точки имеет нормальное распределение

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(t - T_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (43)$$

с параметрами $T_0 = \frac{n}{\lambda}$ и $\sigma = \frac{\sqrt{n}}{\lambda}$.

Согласно (27) уменьшение среднего нормированного тока эмиссии в рассматриваемой модели описывается функцией надежности катода $P(t)$:

$$\tilde{I}(t) = \frac{\overline{I(t)}}{I_0} = P(t) = 1 - F(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{(t-T_0)/\sigma}^{\infty} \exp(-x^2/2) dx, \quad (44)$$

где T_0 – среднее время жизни катода, σ – дисперсия времени жизни катода. Функция (44), будучи инверсной интегральному закону распределения, является функцией убывающей, причем $P(T_0) = 1/2$, а по свойству нормального распределения (мы отождествляем с ним смещенное усеченное нормальное распределение, определенное для сугубо положительных t , считая величину T_0 достаточно большой) все значительные изменения в ходе этой кривой происходят на «трехсигмовом» интервале $\left(\frac{n}{\lambda} - 3\frac{\sqrt{n}}{\lambda}, \frac{n}{\lambda} + 3\frac{\sqrt{n}}{\lambda}\right)$: на левой границе этого интервала функция надежности и нормированный средний ток равны практически единице, а на правой границе – нулю. Измерения нормированного тока в указанном интервале позволяют, в принципе, определить параметры модели, а следовательно, и надежность характеристики катода, которые через них выражаются. Речь идет о получении оценок (для их обозначения вводится дополнительный значок *) среднего времени жизни катода и среднего квадратического отклонения по двум измерениям нормированного тока эмиссии.

Предположим, что в момент времени t_{p_1} значение нормированного тока эмиссии равно p_1 , а в момент $t_{p_2} - p_2$. Оценки T_0^* и σ^* будут выражены через квантили¹ стандартного нормального распределения (с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией) следующим образом:

$$t_{p_1} = \sigma^* u_{p_1} + T_0^*, \quad t_{p_2} = \sigma^* u_{p_2} + T_0^*,$$

¹Квантиль χ_p уровня p – решение уравнения $F(x_p) = p$, где $F(x)$ – интегральный закон распределения.

откуда следует, что

$$T_0^* = t_{p_1} - \frac{t_{p_1} - t_{p_2}}{u_{p_1} - u_{p_2}}, \quad \sigma^* = \frac{t_{p_1} - t_{p_2}}{u_{p_1} - u_{p_2}} u_{p_1}. \quad (45)$$

Пример. Предположим, что до уровня $p_1 = 0.9$ ток спадает за 700 часов, а до уровня $p_2 = 0.75$ – за 1000 часов. Квантили стандартного нормального распределения, отвечающие уровням вероятности $p_1 = 0.9$ и $p_2 = 0.75$, соответственно равны $u_{0.9} = 1.282$ и $u_{0.75} = 0.674$. Тогда согласно формулам (45) получаем такую оценку для среднего времени жизни катода и среднего квадратического отклонения этой случайной величины: $T_0^* \approx 1332$ часа, $\sigma^* \approx 493$ часа.

Асимптотическое распределение тока по нормальному закону позволяет определить среднее ожидаемое время жизни после определенного момента времени эксплуатации, а также интенсивность отказа катода. Последняя характеристика выражается через вероятностные законы для времени жизни катода и функцию надежности катода [11, 12]

$$\Lambda(t) = \frac{f(t)}{1 - F(t)} = -\frac{P'(t)}{P(t)}.$$

Интенсивность отказов – это плотность условной вероятности отказа в момент t при условии, что до этого момента катод работал безотказно (другими словами, эта характеристика суть вероятность того, что катод, проработавший до момента t , откажет в последующую временную единицу). Среднее ожидаемое время жизни катода в «возрасте» t определяется, естественно, только для функционирующих к этому моменту катодов. С первоначальным распределением $f(x)$ плотность оставшегося времени жизни связана соотношением

$$f(x; t) = \begin{cases} 0, & x < t, \\ \frac{f(x)}{P(t)}, & x \geq t, \end{cases}$$

ибо часть катодов, которая откажет после момента времени t , определяется соотношением $\int_t^\infty f(x) dx = 1 - F(t) = P(t)$. Отсюда ожидаемая остаточная наработка катода, проработавшего время t , выражается как

$$\begin{aligned} e(t) &= \int_t^\infty x f(x; t) dx - t = \int_t^\infty (x - t) f(x, t) dx = \frac{\int_t^\infty (x - t) f(x) dx}{P(t)} = \\ &= \frac{\int_t^\infty (x - t) dF(x)}{P(t)} = \frac{\int_t^\infty P(x) dx}{P(t)} = \frac{\int_t^\infty dx \int_{(x-T_0)/\sigma}^\infty \exp(-\zeta^2) d\zeta}{\int_{(x-T_0)/\sigma}^\infty \exp(-\zeta^2) d\zeta} \end{aligned}$$

(при записи учтено, что $F(\infty) = 1$).

Заключение

В работе рассмотрено одно из обобщений формулы Шотки для дробовых шумов термоэлектронного эмиттера. Теория Шотки базируется на идеализированном предположении о бесконечности эмиссионного ресурса катода. Если же детально рассматривать (это имеет особое значение и в чисто теоретико-методическом плане) корректировки, явным образом учитывающие конечность эмиссионного ресурса, то в этом случае происходит коренное изменение формата модели: ток эмиссии (в отличие от классической модели) следует рассматривать как сугубо нестационарный случайный процесс.

В статье определены эмиссионные, флуктуационные и надежность характеристики для этой модели. В частности, показано, что время жизни катода с ограниченным эмиссионным ресурсом описывается распределением Эрланга. Получены асимптотические выражения для функции распределения времени жизни катода (при различных соотношениях параметров модели – интенсивности эмиссии и общего ее ресурса). Найдено условие, при котором распределение времени жизни аппроксимируется нормальным распределением.

В практическом отношении интересен тот момент, что средний ток эмиссии и нестационарная корреляционная функция тока связаны с характеристиками надежности катода (вероятностными законами для времени жизни, функцией надежности). Эта связь, установленная в рамках рассматриваемой модели, может служить основой методики прогнозирования эмиссионных отказов в электровакуумных приборах по измерению эмиссионных и флуктуационных характеристик. В частности, показано, что по двум измерениям нормированного тока могут быть получены оценки для среднего времени жизни катода и дисперсии времени жизни. А далее, рассматривая эти величины как параметры нормального распределения, можно оценить и среднее ожидаемое время жизни катода после определенного уровня наработки и интенсивность отказов катода.

Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1983. 91с.
2. Голубенцев А.Ф., Аникин В.М., Клименко В.Г. Статистические модели квазирегулярных радиофизических и оптических структур. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1991. 116 с.
3. Anikin V.M., Goloubentsev A.F. Statistical models of fluctuation phenomena in field emission // Solid State Electronics. 2001. Vol. 45/6. P. 865.
4. Аникин В.М., Голубенцев А.Ф. Статистические модели эмиссионных флуктуаций и надежности автоэмиссионных систем // Радиотехника. 2003. № 2. С. 55.
5. Anikin V.M., Barulina Yu. A., and Goloubentsev A.F. Regression equations modeling diffusion processes // Applied Surface Science. 15 June 2003. Volume/Issue 215/1-4. P. 185.
6. Аникин В.М. Статистическое описание автоэмиссионных рельефов // Радиотехника. 2005. № 4. С. 26.

7. Саати Т. Элементы теории массового обслуживания и ее приложения. М.: Сов. радио, 1965. 510 с.
8. Баруча-Рид А.Т. Элементы теории марковских процессов и их приложения. М.: Наука, 1969. 511 с.
9. Тихонов В.И., Миронов М.А. Марковские процессы. М., Советское радио, 1977. 488 с.
10. Roquais J.M., Poret F., le Doze R., Ricaud J.L., Monterrin A., Steinbrunn A. Barium depletion study on impregnated cathodes and lifetime prediction // Appl. Surf. Sc. 2003. Volume/Issue 215/1-4. P. 17.
11. Гнеденко Б.В., Беляев Ю.К., Соловьев А.Д. Математические методы в теории надежности. Основные характеристики надежности и их статистический анализ. М.: Наука, 1965. 524 с.
12. Байхельт Ф., Франкен П. Надежность и техническое обслуживание. Математический подход. М.: Радио и связь, 1988. 392 с.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 6.03.2006

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF NONSTATIONARY EMISSION PROCESS

V.M. Anikin

An analytical Markov nonstationary model of electron emission is suggested. The model is determined by having limited life time of cathode. Some relations between probabilistic characteristics of emissivity and reliability of an emitter are obtained.



Аникин Валерий Михайлович – родился в Аткарске Саратовской области (1947). Окончил физический факультет СГУ (1970). Доктор физико-математических наук (2005), профессор кафедры вычислительной физики и автоматизации научных исследований СГУ, заместитель декана физического факультета СГУ по научной работе, ученый секретарь докторского диссертационного совета по специальностям радиофизика, физическая электроника, оптика, твердотельная электроника. В 2000-2003 гг. исполнял обязанности секретаря Всемирной международной конференции по вакуумным источникам электронов (IVESC). Область научных интересов – аналитические модели хаотических и стохастических процессов. Автор 5 монографий и 80 статей.
E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru; ivesc@sgu.ru



ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА СЕРГЕЕВИЧА ПОБЕДОНОСЦЕВА

Д.И. Трубецков

5 августа 2005 года трагически в автомобильной катастрофе оборвалась жизнь доктора технических наук Александра Сергеевича Победоносцева – одного из ведущих специалистов СССР и России в области сверхвысокочастотной электроники. Вся его жизнь была связана с исследованиями, проводимыми во фрязинском «Источке». Он был не просто классным теоретиком, он был человеком, которому доверяли и шли советоваться к нему разработчики. Постепенно сложилась ситуация, когда без теоретиков приборы не создавались. Он был и замечательным организатором совместных работ с вузами страны. Александра Сергеевича любили за интеллигентность, за удивительные сдержанность и спокойствие, за умение поддержать в трудную минуту. Больно говорить о нем «был»...

Мне помнится, что впервые я столкнулся с фамилией Победоносцев в статье, посвященной популярному в то время методу заданного поля, написанной совместно с А.С. Тагером. В ней была использована очень удобная интегральная форма уравнения для сгруппированного тока в режиме слабых сигналов. Потом появились работы по секретному в те времена клинотрону, а затем по линейной теории лучевых приборов магнетронного типа в режиме слабых магнитных полей («харьковский» режим).

Познакомились же мы в Саратове, когда Александр Сергеевич принимал, как тогда говорили, «тему», то есть знакомился с работами группы В.С. Андрушкевича в рамках хоздоговорной НИР с НИИ «Исток». Речь в этих работах шла о создании мощных генераторов и усилителей миллиметрового диапазона. Мое участие было связано с теорией распределенного отбора энергии (казавшегося нам перспективным), который в теории сводился к анализу взаимодействия электронного потока с полями связанных электродинамических систем. У тем был шифр «Заградитель», и «Заградителей» было много, поэтому А.С. приезжал часто. Была и еще причина тому, что в Саратов приезжал именно он. Победоносцев начинал учиться в Саратовском государственном университете, а заканчивал образование в ЛЭТИ. В Саратове жили его родственники, к которым он относился с большой теплотой. С одним из них, Николаем Семеновым, мы вместе учились в школе и в университете.

«Сдача тем» – серьезная нервотрепка для сдающих: то лампа «натекла» в последний момент, то «вылетел» блок питания, не до конца выполнен какой-либо пункт

ТЗ и т.д., и т.п. Удивительная сдержанность в эмоциях, тактичность и умение поддерживать людей были характерными чертами этого интеллигентного и умного человека. Любые напряжения Александр Сергеевич легко снимал и поддерживал в людях уверенность в себе. Несколько позднее у нашей научной группы начались совместные исследования с лабораторией А.С., а точнее именно с ним. Он инициировал большую работу по применению анализа размерностей, теории подобия и использованию оценок к приборам СВЧ, развитию нелинейной теории лучевых приборов М-типа в режиме слабых магнитных полей, работу по паразитным колебаниям в различных СВЧ-приборах и, конечно, всесторонние исследования клистронов бегущей волны. Сам он в это время выполнил ряд основополагающих работ по нелинейной теории ЛБВ, гибридных устройств и клистронов, где особенно выделялись исследования по оптимизации этих приборов.

Потом была знаменитая межвузовская программа «Черешня» по изучению различных способов управления характеристиками ЛБВ и построению теории цепочек из электронных приборов СВЧ, а также развитию теории ЛБВ ЦСР, инициатором которой был А.С. Из этих исследований родились кандидатские диссертации В.Л. Фишера, А.Ю. Перельмана, Л.В. Булгаковой. Опонирующей организацией по моей докторской диссертации планировался «Исток», и я приехал для выступлений и разговоров. В первый день была беседа в теоретическом отделе и было решено, что завтра надо выступить перед разработчиками приборов М-типа. А.С. пошел со мной и скромно сел позади всех. Обсуждение оказалось долгим, было много вопросов, я увлекся и вдруг заметил, что А.С. нет. Кончилось все благополучно для меня. Я вернулся в теоротдел и спросил у А.С.: «А почему Вы ушли?». Он ответил: «Я понял, что Вы завладели аудиторией, и я не нужен». По «Черешне» мы общались часто, поскольку были традиционные совещания во Фрязино, в МИЭМ и в Саратове. Стало традицией, что в Саратове А.С. приходил к нам домой, принося пирожные или торт. Мы проводили вместе вечер, всегда было интересно и тепло. Обменивались мы и поздравлениями по праздникам: я писал, а он звонил. А.С. любил людей и был хорошим другом. Он искренне восхищался рано ушедшим из жизни С.В. Королевым и одно из совещаний во Фрязино посвятил его памяти. Трогательно заботился о наших студентах, распределенных во Фрязино. Активно помогал Анатолию Галдецкому стать ведущей фигурой в теоротделе. А.С. всегда стремился к новому: помню обсуждение проекта убитрона, предложенного Галдецким; помню, как активно он поддерживал работы по вакуумной микроэлектронике, исследования по клистроду.

А.С. умел ценить чужие работы и радоваться интересным результатам, умел оценить масштаб личности человека. Он позвонил мне, когда умер Л.А. Вайнштейн, и с горечью сказал: «Нет человека, к которому можно прийти и уйти с пониманием стоит ли чего-нибудь сделанная тобой работа». А.С. искренне радовался появившейся в последние годы возможности участвовать в международных конференциях за рубежом. «Повезло на старости лет», – говорил он. Смущенно признавался, что ему нравятся пепси-кола и кока-кола. Последняя совместная работа с нашей сильно помолодевшей группой была посвящена созданию компьютерной программы для расчета спиральной ЛБВ. Мы часто перезванивались по этому поводу и несколько раз встречались. А.С. любил назначать встречи в Москве в разных местах. Мы обсуждали всякие детали работ в эпоху секретности именно на таких «явках». Может быть, он немного «играл в шпионов». Но было это во времена, когда мы, саратовцы,

φωτο

фото

возили из Москвы всякие продукты. Однажды я явился на такую встречу с сеткой купленных апельсинов, и прохожие – командировочные вроде меня – постоянно спрашивали у таинственной пары: «Где покупали?». Мне показалось, что А.С. был не раздосадован, а тихо веселился. Он был добрым и остроумным человеком. Помню, что докторская диссертация одного из домогающихся проходила с трудом, но его не хотели обижать и как-то оттягивали решение. В лаборатории я увидел увесистый том на шкафу у окна, в которое влетали птички и пачкали диссертацию. «Пусть пока они поопонируют» – улыбнулся А.С. Но он был нетерпим к ошибочным работам и пытался бороться с «бизнесменами» от науки, правда, «серые» чаще побеждали. Он переживал и сочувствовал мне в тяжелый период гонений на меня как ректора со стороны главы местной власти и его присных.

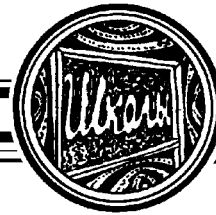
А.С. с удовольствием занимался подводным плаванием. И как-то сказал, что лишь недавно стал понимать чудо окружающей природы. В одном из последних телефонных разговоров рассказал, что на 7 ноября он и Саша Негирев зашли в лесок, выпили по чуть-чуть коньяка и было хорошо. Его любили и ценили не только близкие и коллеги, но и высокое начальство. На шестидесятилетний юбилей среди многих поздравлений были и стихи А.С. Тагера, в которых помню строчки:

Кефир, таблетки на ночь.
Зато Сергей Иванович*
При встрече первым
Мне руку подает.

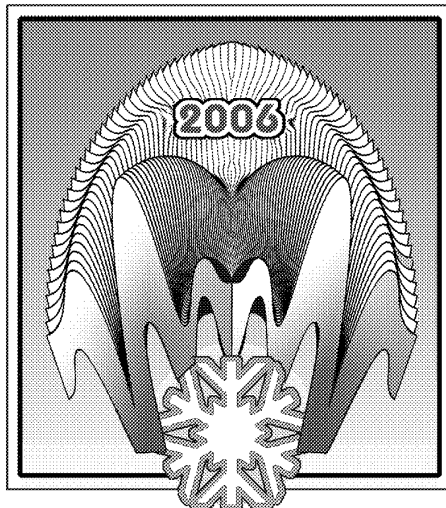
Вижу Александра Сергеевича, как сейчас, стройного, подтянутого, часто в кожаной куртке и немного странной кепке. Вот раздастся звонок в дверь, и войдет он с тортом руках... И вот последний телефонный разговор между двумя моими операциями, о чем он знал. «Ничего страшного: кладут на каталку и везут, ковыряются в тебе, а ты ничего не чувствуешь, только ждешь, когда кончится». Потом очередные резкие слова в адрес теперь уже ушедшего саратовского губернатора. И последние фразы: «Дима, займитесь виркатором. Я приеду в Саратов и приду с традиционным тортом». Увы, не придет, но добрая память о нем останется навсегда.

*XIII зимняя школа-семинар
по СВЧ-электронике и радиофизике
Саратов, 31.01.2006*

* Имеется в виду С.И. Ребров, директор «Истока».



Изв. вузов «ПНД», т. 14, № 3, 2006



**ХIII ЗИМНЯЯ ШКОЛА-СЕМИНАР
ПО СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКЕ
И РАДИОФИЗИКЕ**

Саратов, Волжские Дали,
31 января – 5 февраля 2006

Организаторы

- Саратовский государственный университет им Н.Г. Чернышевского
- Государственный учебно-научный центр «Колледж»

При поддержке

- Российского фонда фундаментальных исследований
- Фонда некоммерческих программ «Династия»
- ФГУП НПП «Алмаз»
- ФГУП НПП «Контакт»
- IEEE Saratov – Penza Chapter

Программный комитет

Д.И. Трубецков, чл.-корр РАН, профессор, СГУ, Саратов (председатель); Ю.П. Блиох, д.ф.-м.н., «Технион», Хайфа, Израиль; В.Л. Братман, д.ф.-м.н., профессор, ИПФ РАН, Н. Новгород; Н.А. Бушуев, к.ф.-м.н., директор ФГУП «НПП «Алмаз», Саратов; Е.И. Волков, д.ф.-м.н., ФИАН, Москва; А.В. Гапонов-Грехов, академик РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород; Ю.В. Гуляев, академик РАН, директор ИРЭ РАН, Москва; Ю.А. Калинин, д.т.н., профессор, СГУ, Саратов; С.П. Кузнецов, д.ф.-м.н., профессор, СФ ИРЭ РАН, Саратов; А.Б. Маненков, д.ф.-м.н., ИФП РАН, Москва; В.И. Некоркин, д.ф.-м.н., профессор, ИПФ РАН, Н. Новгород; М.И. Петелин, профессор, ИПФ РАН, Нижний Новгород; А.С. Победоносцев, д.ф.-м.н., ФГУП НПП «Исток», Фрязино; А.А. Рухадзе, д.ф.-м.н., профессор, ИОФ РАН, Москва; В.А. Солнцев, д.ф.-м.н., профессор, МИЭМ, Москва; Г.Г. Соминский, д.ф.-м.н., профессор, СПбГПУ, Санкт-Петербург; М.Н. Стриханов, д.ф.-м.н., профессор, Минобрнауки, Москва; А.П. Сухоруков, д.ф.-м.н., профессор, МГУ, Москва; Ю.А. Филимонов, к.ф.-м.н., директор СФ ИРЭ РАН, Саратов; В.Д. Шалфеев, д.ф.-м.н., профессор, ННГУ, Н. Новгород.

Аналитический обзор

XIII зимняя школа-семинар по СВЧ-электронике и радиофизике продолжает традицию саратовских зимних школ, которые проводятся раз в три года, начиная с 1970-го, и уже вписали самостоятельную страницу в историю отечественной сверхвысокочастотной электроники. Исследования и разработки в этой области активно ведутся во многих научных организациях России, и их результаты были широко представлены на XIII зимней школе. Состав участников школы включал представителей вузовской (Саратовский, Нижегородский, Челябинский университеты, Саратовский и Уральский технические университеты, С.-Петербургский политехнический университет, С.-Петербургский электротехнический университет, Московский институт электроники и математики, Северо-Кавказский горно-металлургический институт, Владикавказ), академической (Институт радиотехники и электроники РАН и его Саратовский филиал, Институт общей физики РАН, Институт высоких температур РАН, Институт прикладной физики РАН (Н. Новгород), Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск) и отраслевой науки (ФГУП НПП «Исток», Фрязино, ФГУП НПП «Торий», Москва, ФГУП НПП «Алмаз» и «Контакт», Саратов). Этот список дает представление о том, насколько широко ведутся подобные исследования в России. Традиционно на школе и на этот раз присутствовали зарубежные гости: профессор Ю.П. Блюх (Технион, Хайфа, Израиль) и профессор О. Думбрайс (Хельсинкский технологический университет, Финляндия).

Всего на школе были представлены 22 пленарные лекции с обзорами современного состояния исследований в различных актуальных областях СВЧ-электроники и радиофизики, 28 устных и 48 стендовых докладов с результатами оригинальных исследований. В них нашли отражение, по сути, все основные направления исследований по тематике конференции, которые выполняются в России и других странах.

Одним из наиболее интенсивно развивающихся в последние годы направлений является создание средств компьютерного моделирования приборов СВЧ. Подобные программы существенно экономят усилия экспериментаторов и разработчиков приборов, так как позволяют избежать трудоемкого и дорогостоящего изготовления серии макетов-прототипов. На школе этому направлению был посвящен ряд лекций. В лекции А.Д. Григорьева (СПбГЭТУ, С.-Петербург) и соавторов была описана программа расчета электродинамики высокочастотных структур векторным методом конечных элементов, в которой использована оригинальная вычислительная процедура, позволяющая существенно повысить эффективность метода. В лекции А.В. Бровко (Саратовский ГТУ), А.Б. Маненкова (ИФП РАН, Москва), А.Г. Рожнева и М.В. Елисеева (СГУ) дан обзор вычислительных методов расчета открытых электродинамических структур, приведены примеры расчетов различных структур, в частности, диэлектрических волноводов, оптических волокон произвольной формы и др. В ней изложен ряд оригинальных методик, например, комбинация методов конечных элементов и интегрального уравнения, что позволило существенно повысить точность решения ряда задач. В лекции В.Н. Титова и соавторов (СГУ) сделан обзор возможностей современных «полностью электромагнитных» (то есть осуществляющих непосредственное численное интегрирование уравнений Максвелла) программ решения задач электродинамики и электроники, таких как Ansoft HFSS, CST Microwave Studio, MAGIC, MAFIA. В.П. Тараканов (ИВТ РАН) рассказал о разрабатываемом им с конца 1980-х гг. полностью электромагнитном коде KAPAT –

отечественном аналоге подобных программ. Кроме того, параллельно с работой одной из секций была устроена демонстрация работы этого кода, во время которой желающие смогли на практике ознакомиться с его возможностями. В этом отношении школа следовала опыту Международных конференций по вакуумной электронике (IVEC), в ходе работы устраиваются встречи пользователей кода MAGIC. В лекции А.Г. Рожнева и соавторов было рассказано о новой 2.5-мерной программе моделирования многосигнального усиления в широкополосных спиральных ЛБВ, разработанной совместно сотрудниками СГУ и ФГУП НПП «Исток». Программный комплекс по своим основным характеристикам аналогичен коду CHRISTINE-3D, разработанному в США, и успешно применяется в НПП «Исток» при разработке ЛБВ-усилителей. Методам и программам численного моделирования был посвящен и целый ряд устных и стендовых докладов (СГУ, ФГУП НПП «Алмаз», ФГУП НПП «Торий» и др.).

Традиционно важным направлением СВЧ-электроники, активно развиваемым во многих странах, являются мощные и сверхмощные приборы релятивистской и плазменной СВЧ-электроники. Эта тематика была широко представлена в программе школы. Так, в лекции П.С. Стрелкова рассказывалось о работах по созданию плазменного СВЧ-усилителя и генератора, успешно ведущихся в ИОФ РАН. Последние теоретические и экспериментальные результаты исследований пасотронов (аналогов ЛБВ и ЛОВ с плазменным заполнением), ведущихся в США и Израиле, были представлены в лекции Ю.П. Блиоха. Н.С. Гинзбург рассказал о работах по созданию лазеров и мазеров на свободных электронах с двумерными брэгговскими резонаторами, ведущихся в ИПФ РАН совместно со Стратчклайдским университетом (Великобритания). Использование брэгговских резонаторов позволяет осуществить селекцию мод при больших поперечных размерах электронного пучка и получить спектр генерации, близкий к монохроматическому, при высокой выходной мощности. Доклад В.Н. Корниенко (ИРЭ РАН) был посвящен численному моделированию сверхразмерного черенковского генератора с сильноточным электронным пучком, рассмотрена возможность улучшения характеристик генератора за счет использования многосекционной конструкции. Экспериментальная реализация источника излучения коротких мощных импульсов (800 МВт) в сантиметровом диапазоне на основе релятивистской ЛОВ была описана в докладе А.А. Ельчанинова и соавторов (ИСЭ СО РАН, Томск). Еще целый ряд устных и стендовых докладов был посвящен различным мощным СВЧ-приборам: релятивистским ЛОВ и ЛБВ, виркаторам и др.

Важное место в программе школы занимают лекции и доклады, посвященные гиротронам и другим приборам на циклотронном резонансе. Так, в докладе В.Е. Запелова (ИПФ РАН) был сделан обзор основных факторов, ограничивающих предельно достижимые выходные характеристики гиротронов, и указаны некоторые возможные пути преодоления возникающих проблем. В лекции Г.Г. Соминского (СПбГПУ) описаны способы улучшения качества винтового электронного пучка гиротрона (повышение однородности эмиссии, подавление низкочастотных колебаний пространственного заряда, уменьшение скоростного разброса), приводящие к повышению его выходной мощности и КПД. Эти исследования выполнены совместно с зарубежными коллегами из Forschungszentrum Karlsruhe (Германия). Лекция О. Думбрайса (Хельсинкский технологический университет, Финляндия) была посвящена вопросам нелинейной динамики гиротрона. Рассматривались процессы генерации

хаотических колебаний и сложная динамика частиц электронного пучка в ВЧ-полях. Близким по тематике был доклад Е.В. Блохиной и А.Г. Рожнева (СГУ), в котором, в частности, впервые были исследованы режимы гиперхаоса в гиротроне, когда имеется несколько положительных показателей Ляпунова. Еще несколько докладов были посвящены различным вопросам совершенствования гиротронов: обсуждались проблемы формирования пучка, рекуперации электронов и др.

Значительный объем докладов был посвящен «классическим» приборам нерелятивистской СВЧ-электроники, причем большинство из них было сделано представителями предприятий электронной промышленности. В частности, в докладе А.Б. Данилова и А.Д. Рафаловича был дан обзор способов улучшения характеристик широкополосных ламп бегущей волны, в течение ряда лет разработанных во ФГУП НПП «Алмаз». Еще ряд устных и стендовых докладов по этой теме был сделан сотрудниками того же предприятия. В лекции В.А. Царева (СГТУ) было рассказано о новых разработках многолучевых клистронов, выполненных совместно с ФГУП НПП «Контакт». Ряд перспективных методов повышения КПД, коэффициента усиления и линейности клистронов, используемых в телевизионных передатчиках, был описан А.В. Галдецким (ФГУП НПП «Исток», Фрязино). В представленных докладах затрагивались также вопросы теоретического и экспериментального исследования клистронов, приборов со скрещенными полями и других приборов. Так, в лекции А.Е. Храмова и Ю.А. Калинина (СГУ) был описан новый прибор: низковольтный виркатор с тормозящим полем и отрезком спиральной замедляющей системы для вывода СВЧ-сигнала. Показано, что он может быть использован в качестве генератора широкополосных хаотических колебаний. Различным вопросам теоретического и экспериментального исследования этого прибора был посвящен и ряд стендовых докладов.

В области вакуумной микроэлектроники основной интерес вызвала лекция Г.Г. Соминского и соавторов о новом типе автоэлектронных эмиттеров с фуллереновым покрытием. Подобные эмиттеры обладают повышенной долговечностью и стабильностью и, по-видимому, могут быть использованы в будущем для создания микроэлектронных приборов с автоэмиссионными катодами. Проблемам эмиссионной электроники было также посвящено еще несколько стендовых докладов.

На школе широко обсуждались различные вопросы микроволновой электродинамики. Помимо уже упоминавшихся выше лекций, в которых описывались современные программы вычислительной электродинамики, следует упомянуть лекцию В.А. Солнцева, Д.Ю. Никонова и С.С. Захаровой (МИЭМ), где излагалась теория псевдопериодических замедляющих и излучающих структур, которые ввиду их уникальных частотных свойств давно привлекают внимание исследователей. Близкими по тематике были доклады Д.А. Комарова и А.В. Колгатниковой (ФГУП НПП «Торий») и А.Н. Савина и И.А. Накрап (СГУ), где рассматривались особенности распространения волн в неоднородных цепочках связанных резонаторов. В лекции И.А. Накрап был дан обзор методов экспериментального исследования характеристик электродинамических структур. Серия докладов М.В. Давидовича (СГУ) была посвящена развитию теории нестационарного возбуждения. В программу школы также вошло несколько докладов, посвященных задачам магнитоэлектроники СВЧ. В них рассматривались различные вопросы прохождения сигналов через линии передачи на магнитоэлектронных волнах и устройства обработки сигналов на их основе.

Традиционно для саратовских зимних школ в программе были представлены доклады, посвященные общим вопросам нелинейной динамики, теории колебаний и волн с акцентом на приложения к задачам электроники СВЧ. В лекции Ю.В. Новожиловой (ИПФ РАН) проанализированы особенности захвата частоты генератора при работе на резонансную нагрузку. Лекции А.А. Короновского и А.Е. Храмова (СГУ) были посвящены вейвлет-анализу сигналов и новым достижениям в теории синхронизации. В лекции Ю.П. Блюха и соавторов рассказывалось о необычных явлениях при прохождении электромагнитных волн через различные среды, которые можно трактовать как резонаторы с полупрозрачными стенками, обсуждалась возможность применения подобных систем в опто-, микро- и наноэлектронике. Проблемам нелинейной динамики было также посвящено большое количество устных и стендовых докладов.

Образовательная составляющая всегда была одной из главных на саратовских зимних школах. Многие лекции, объединенные в тематические курсы, традиционно носят учебный характер, содержат обзоры современного состояния исследований в тех или иных областях. И в этот раз среди участников школы было много аспирантов, молодых ученых и инженеров. Наряду с СГУ, основным организатором школы, большими группами молодежи были также представлены ФГУП НПП «Алмаз» и «Торий», молодых участников делегировали ИСЭ СО РАН, ИПФ РАН, СФ ИРЭ РАН, среди них целый ряд молодых кандидатов наук. Таким образом, можно подтвердить часто высказываемый в последнее время тезис о наметившемся притоке молодежи в науку, в том числе, отраслевую. По-прежнему продолжают активную работу представители старшего поколения, и среди них – ряд выдающихся ученых и инженеров, традиционно составляющих основу коллектива лекторов на саратовских школах (в том числе, принимавших участие во всех школах, начиная с 1970 года). Однако, безусловно, справедливы и опасения насчет «разрыва поколений», вызванного дефицитом ученых среднего возраста (30–50 лет).

Тематика лекций и докладов в целом соответствует наиболее актуальным проблемам вакуумной СВЧ-электроники с точки зрения мировой науки, в чем можно убедиться, сопоставив программу школы с программами ведущих международных конференций, например, IVES. По основным направлениям исследования, выполняемые российскими учеными, находятся на мировом уровне. Отметим, что многие лекции и доклады содержали материалы исследований, полученные совместно с зарубежными учеными из Великобритании, Германии, США, Кореи.

Анализ опубликованных материалов школы-семинара показывает, что подавляющее большинство исследований, которые проводились в вузах и институтах РАН, получали финансовую поддержку РФФИ. Кроме инициативных научных проектов, на которые приходится основная доля (всего более 15 проектов), встречается и несколько проектов ориентированных фундаментальных исследований, а также совместный российско-германский проект (РФФИ-ННИО). Среди работ, выполненных на промышленных предприятиях, ссылок на поддержку РФФИ (так же, как и других фондов) нет. Поддержка других фондов (например, CRDF, INTAS, фонд «Династия») носит эпизодический характер, причем речь чаще идет об индивидуальных грантах поддержки молодых ученых, а не о коллективных проектах. Таким образом, РФФИ, безусловно, принадлежит ведущая роль в поддержке исследований в области сверхвысокочастотной электроники в вузовском и академическом секторе российской науки.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

Вторник, 31 января 2006

Открытие школы-семинара

Трубецков Д.И. (СГУ, Саратов). Школы по СВЧ-электронике и радиофизике – 36 лет спустя.

Кузнецов С.П. (СФ ИРЭ РАН). Нелинейная динамика ЛОВ: автомодуляция, хаос, мультистабильность, контроль.

Среда, 1 февраля 2006

Лекции

Григорьев А.Д. (СПбГЭТУ «ЛЭТИ», С.-Петербург), Салимов Р.В., Тихонов Р.И. (LG Russia R&D Center, С.-Петербург). Проблемы повышения эффективности расчета СВЧ-устройств методом конечных элементов.

Бровко А.В. (СГТУ, Саратов), Маненков А.Б. (ИФП РАН, Москва), Рожнев А.Г., Елисеев М.В. (СГУ). Современные методы вычислительной электродинамики для расчета открытых электродинамических структур.

Тумарева Т.А., Соминский Г.Г., Светлов И.А. (СПбГПУ, С.-Петербург). Полевые эмиттеры с фуллереновыми покрытиями и их активировка.

Солнцев В.А., Никонов Д.Ю., Захарова С.С. (МИЭМ, Москва). Псевдопериодические структуры – особенности распространения, замедления и излучения волн.

Иценко А.С., Новожилова Ю.В., Петелин М.И. (ИПФ РАН, Нижний Новгород). Фазовый захват генератора отражением от резонансной нагрузки.

Устные доклады. Секция 1

Данилов А.Б., Рафалович А.Д. (ФГУП НПП «Алмаз», Саратов). Современные широкополосные ЛБВ: вопросы и ответы.

Галдецкий А.В. (ФГУП «НПП Исток», Фрязино). Перспективные методы повышения усиления и линейности телевизионных клистронов.

Галдецкий А.В. (ФГУП «НПП Исток», Фрязино). Некоторые возможности получения сверхширокополосного сигнала в клистроне.

Журавлева В.Д., Семенов С.О. (ФГУП НПП «Алмаз», Саратов). Программа расчета и результаты исследования трехмерных эффектов в электронно-оптических системах с управляющими сетками.

Егоров Е.Н. (СГУ). Исследование сложной нестационарной динамики электронного пучка с виртуальным катодом в тормозящем поле: двумерное численное моделирование.

Филимонов Ю.А. (Саратовский филиал ИРЭ РАН). Солитоны магнитоэлектрических волн в структуре феррит – диэлектрик – металл.

Гришин С.В., Шараевский Ю.П. (СГУ). Взаимодействие СВЧ-сигналов разных уровней мощности в системе «микрополосковый резонатор – ферромагнитная пленка».

Корниенко В.Н. (ИРЭ РАН, Москва), Привезенцев А.П. (ЧелГУ, Челябинск). Генерация коротких импульсов в виркаторе.

Корниенко В.Н. (ИРЭ РАН, Москва). Зависимость развития процесса генерации в многоволновых черенковских устройствах от величины прицельного параметра пучка.

Валуев В.В., Корниенко В.Н., Кулагин В.В., Черепенин В.А. (ИРЭ РАН, Москва). Численное моделирование формирования релятивистского электронного зеркала электромагнитной волной большой мощности.

Андреев В.Г., Вдовин В.А. (ИРЭ РАН, Москва). Акустический датчик для регистрации мощных СВЧ-импульсов пико- и наносекундной длительности.

Четверг, 2 февраля 2006

Лекции

Тараканов В.П. (ИВТ РАН, Москва). Код КАРАТ в моделировании СВЧ-устройств.

Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Титов В.Н. (СГУ). Современные «полностью электромагнитные» программы решения задач электроники и электродинамики.

Соминский Г.Г., Лукаш О.И. (СПбГПУ, С.-Петербург), Тумм М., Пиосчик Б. (For-schungszentrum Karlsruhe, Germany). Улучшение качества винтового электронного пучка – путь к повышению эффективности гиротронов.

Думбрайс О. (Helsinki University of Technology, Helsinki, Finland). Стохастические процессы в гиротроне.

Блиох Ю.П., (Технион, Хайфа, Израиль), Блиох К.Ю. (Институт радиоастрономии НАН Украины, Bar-Ilan University, Israel), Freilikher V.D. (Bar-Ilan University, Israel). Необычные резонаторы.

Стендовые доклады. Секция 1

Пятница, 3 февраля 2006

Лекции

Стрелков П.С. (ИОФ РАН, Москва). Современное состояние плазменной релятивистской СВЧ-электроники.

Шараевский Ю.П., Гришин С.В., Малюгина М.А. (СГУ). Нелинейные линии передачи на основе связанных систем с ферромагнитными пленками.

Блиох Ю.П., Фельштейнер Дж. (Технион, Хайфа, Израиль), Нусинович Г.С., Гранатштейн В.Л. (Мэрилендский университет, США). Пасотрон: последние достижения теории и эксперимента.

Калинин Ю.А., Храмов А.Е. (СГУ). Низковольтный виркатор: теория и эксперимент.

Короновский А.А., Храмов А.Е. (СГУ). Введение в вейвлетный анализ (основы и приложения).

Стендовые доклады. Секция 2

Суббота, 4 февраля 2006

Лекции

Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. (ИПФ РАН, Нижний Новгород). Использование двумерной распределенной обратной связи для генерации мощного когерентного излучения в пространственно развитых активных средах.

Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Соколов Д.В., Трубецков Д.И. (СГУ), Победоносцев А.С., Румянцев С.А., Хомич В.Б. (ФГУП НПП «Исток», Фрязино). Новая 2.5-мерная программа моделирования усиления многочастотных сигналов в широкополосной спиральной ЛБВ.

Накрап И.А., Савин А.Н. (СГУ). Экспериментальные методы исследования электродинамических характеристик периодических структур.

Царев В.А. (СГТУ). Разработка и экспериментальное исследование многолучевых клистронов с дополнительным резонатором.

Короновский А.А., Храмов А.Е. (СГУ). Новые подходы в теории синхронизации.

Устные доклады. Секция 3

Запезалов В.Е. (ИПФ РАН, Нижний Новгород). Гиротрон: пределы роста.

Мануилов В.Н. (ННГУ, Нижний Новгород). Двумерное моделирование колебаний пространственного заряда и потенциала в электронно-оптической системе гиротрона.

Морозкин М.В. (ИПФ РАН, Нижний Новгород). Повышение эффективности технологических гиротронных комплексов за счет рекуперации остаточной энергии электронов.

Блохина Е.В., Рожнев А.Г. (СГУ). Хаос и гиперхаос в гиротроне: новые результаты.

Афанасьев К.В., Быков Н.М., Губанов В.П., Ельчанинов А.А., Климов А.И., Коровин С.Д., Ростов В.В. (ИСЭ СО РАН, Томск). Источники мощных наносекундных импульсов на основе релятивистской ЛОВ в режиме пространственного накопления энергии.

Устные доклады. Секция 4

Давидович М.В. (СГУ). О нестационарном возбуждении структур электродинамики.

Комаров Д.А., Колгатникова А.В. (ФГУП «НПП Торий», Москва). «Нераспространяющиеся» колебания в неоднородной цепочке связанных осцилляторов.

Байбурин В.Б., Юдин А.В. (СГТУ, Саратов). Хаотические траектории зарядов в магнитных ловушках открытого типа.

Макаренко А.В. (Северо-Кавказский горно-металлургический институт, Владикавказ). Геометрический подход к описанию и анализу динамической структуры сигнала.

Накрап И.А., Савин А.Н. (СГУ). Особенности процесса распространения электромагнитных волн в почти периодических структурах.

Воскресенье, 5 февраля 2006

Заключительная дискуссия

Заккрытие школы-семинара

Зав. редакцией *Н.Н. Левина*
Редакторы *Л.А. Сидорова, Н.Н. Левина*
Обложка художника *Д.В. Соколова*
Оригинал-макет подготовлен
И.А. Пономаревой, Н.Н. Васевой
в пакете *L^AT_EX*

Подписка на 2006 год осуществляется
по каталогу Агентства Роспечать
«Газеты. Журналы», индекс 73498
и Саратовским государственным университетом
по заключению договора между Подписчиком
(юридическим и физическим лицом) и Издателем

Стоимость подписки на 2006 год 450 руб. (6 номеров)
Заявки на заключение договора принимаются
по почте, по телефону редакции, по эл. почте редакции

Адрес редакции: 410012, Саратов, Астраханская, 83
Тел./факс: (845-2) 52-38-64
E-mail: and@nonlin.sgu.ru

Распространение журнала осуществляется
редакцией журнала по адресной системе

Сдано в набор 01.06.06. Подписано к печати 28.06.06
Формат 70x108/16. Бумага «Снегурочка». Печать трафаретная
Усл. печ. л. 8,75(6,25). Уч.-изд. л. 8,2. Тираж 200. Заказ 378

Отпечатано на ризографе GR 3750 редакции журнала

© Редакция журнала
«Известия вузов. ПНД», 2006
© Оформление художника
Д.В. Соколова, 2006