

ISSN 0033-8494

Том 68, Номер 12

Декабрь 2023



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 68, номер 12, 2023

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Эмпирическая оценка переходной характеристики апертурной антенны при ее возбуждении видеоимпульсом

В. Е. Осташев, А. В. Ульянов

1149

СТАТИСТИЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИКА

Повышение чувствительности морского электродного датчика электрического поля

В. Г. Максименко

1159

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

К теории емкостного разряда в поперечном внешнем магнитном поле

И. Н. Карташов, М. В. Кузелев

1165

Геликоидальные структуры нецентросимметричных магнетиков в бигармоническом световом поле

А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский

1172

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

Эксперименты по когерентному сложению хаотических радиоимпульсов в беспроводном канале

Л. В. Кузьмин, Е. В. Ефремова, В. В. Ицков, А. С. Зубков

1178

ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Об особенностях вычисления погонных параметров и характеристик многопроводных линий передачи

А. Е. Максимов, С. П. Куксенко

1184

Взаимодействие релятивистского электронного пучка и электромагнитного поля в терагерцовом черенковском генераторе с дифракционным отражателем

М. П. Дейчули, В. И. Кошелев, А. А. Петкун, В. А. Чазов

1202

Поглощающие экраны микрополосковых сборок

М. В. Алимов, А. А. Жуков, С. Д. Якухин

1211

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Получение текстурированных пленок антимолибдита никеля

В. А. Лузанов

1219

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Зависимость обратимых и необратимых отказов полупроводниковых приборов от частоты следования мощных импульсных электромагнитных помех

В. Г. Усыченко, Л. Н. Сорокин, А. А. Сасункевич

1221

Сравнительный анализ микросервисной и бессерверной технологии построения систем автоматического проектирования для расчета неустойчивости статического режима нелинейных электронных схем

В. Н. Гридин, В. И. Анисимов, С. А. Васильев

1230

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Создание мощных технологических наносекундных частотно-импульсных твердотельных лазеров: проблемы и решения

В. Е. Роголин, К. М. Крымский

1236

Портативный фурье-спектрометр и особенности его электроники

П. С. Мартыанов, В. А. Вагин, А. И. Хорохорин

1246

Указатель имен

1250

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.371-373

ЭМПИРИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПЕРЕХОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЫ ПРИ ЕЕ ВОЗБУЖДЕНИИ ВИДЕОИМПУЛЬСОМ

© 2023 г. В. Е. Осташев^а, *, А. В. Ульянов^а

^а Объединенный институт высоких температур РАН,
Ижорская ул., 13, стр. 2, Москва 125412 Российская Федерация

*E-mail: ostashev@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.

После доработки 07.12.2022 г.

Принята к публикации 23.02.2023 г.

Предложена методика эмпирической оценки переходной характеристики антенны апертурного типа при ее возбуждении видеоимпульсом. Оценка проведена на основе сравнения напряжения возбуждения антенны и напряжения возбуждения излучающего раскрыва, которое вычислено по параметрам излученного импульса. Дана оценка энергетической эффективности заданной антенны как преобразователя электрической энергии в энергию излучения при вариации длины антенны, длительности и формы импульса ее возбуждения.

DOI: 10.31857/S0033849423110074, EDN: AWCBYE

ВВЕДЕНИЕ

Апертурная антенна на основе симметричного *ТЕМ*-рупора широко используется для создания направленных излучений в широком частотном диапазоне. Размеры рупора характеризуются тремя параметрами: угловой шириной электрода $\alpha(x)$, углом их раскрыва $\beta(x)$ в плоскости поляризации (*Е*-плоскости) и длиной (x — координата на оси симметрии рупора). Параметры излучения определяются размерами рупора, а его волновой импеданс задается отношением $\beta(x)/\alpha(x)$. Рупор называют регулярным, если углы α и β не зависят от x .

Параметры излучателя характеризуются прежде всего шириной полосы рабочих частот, а в пределах этой полосы — эффективностью антенно-фидерной системы, диаграммой направленности (ДН), энергетической эффективностью главного лепестка ДН и уровнем бокового излучения [1].

Целевой функцией оптимизации параметров *ТЕМ*-рупора были: максимальная амплитуда излучаемого сверхкороткого импульса и минимальная угловая ширина энергетической ДН [2], максимальный угол поворота главного лепестка ДН антенной решетки рупоров [3], минимальная низкочастотная граница рабочей полосы частот рупора [4], параметры согласования регулярного и нерегулярного рупоров в зависимости от их формы [5].

Антенна излучателя — это преобразователь электрической энергии возбуждения антенны в энергию ее излучения в пространство. Любая система преобразования должна быть энергетически эффективной. Поэтому первой задачей оптимизации системы возбудитель-антенна является согласование элементов системы для достижения ее максимальной эффективности. В [6] на основе экспериментальных и расчетных данных была выполнена оценка эффективности макета излучателя как преобразователя первичной электрической энергии в энергию сверхширокополосного (СШП) излучения в главном лепестке ДН антенны. Системы с низкой энергетической эффективностью могут быть востребованы, если нет альтернативных способов решения практической задачи или если энергетическая эффективность устройства не является определяющим параметром его функциональной эффективности.

Цель данной работы — по параметрам импульса возбуждения антенны и соответствующего импульса излучения оценить параметры переходной (частотной) характеристики антенны и ее энергетическую эффективность как преобразователя электрической энергии импульса возбуждения антенны в энергию СШП-излучения, а также оптимизировать параметры системы антенна-импульс возбуждения для достижения максимальной эффективности.

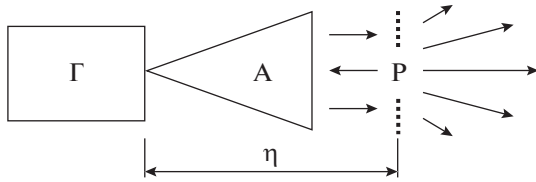


Рис. 1. Схема преобразования энергии импульса возбуждения антенны в излучение: Г – генератор; А – антенна; Р – излучающий раскрыв.

1. ЭМПИРИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПЕРЕХОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННЫ ПРИ ЕЕ ВОЗБУЖДЕНИИ ВИДЕОИМПУЛЬСОМ

Рассмотрим излучатель с антенной направленного излучения апертурного типа. Измерение ее параметров по главной оси ДН антенны является первой задачей в исследовании характеристик излучателя. На основе этих измерений уже можно получить представление о переходной характеристике (ПХ) антенны как пассивного четырехполюсника, а также оценить эффективность преобразования энергии импульса возбуждения антенны в энергию излучения.

Рассмотрим условную схему излучателя и формирования излучения (рис. 1). Пусть однонаправленный раскрыв (Р) антенны (А) является плоским, возбуждается синхронно и однородно, согласован с пространством свободного распространения излучения (его импеданс $Z_0 = 120\pi$, Ом). Согласование раскрыва с пространством означает, что в рабочей полосе частот вся энергия возбуждения раскрыва излучается.

Пусть $E(t, R, \bar{\varphi} = 0)$ – напряженность поля излучения антенны в удаленной точке пространства на главной оси ДН ($\bar{\varphi} = 0$) и на расстоянии R от апертуры, а I_p и U_p – ток и напряжение возбуждения излучающего раскрыва антенны. Если характерный размер раскрыва прямоугольной формы равен $A = \sqrt{hw}$ (w и h – ширина и высота раскрыва, h лежит в E -плоскости), а возбуждение раскрыва однонаправленного излучения синхронно и однородно, то в рабочей полосе частот произведение $RE(t)$ равно

$$\begin{aligned} RE(t - R/c, R, \bar{\varphi} = 0) &= \\ &= \frac{\mu_0}{2\pi} A \frac{dI_p}{dt} = \frac{Z_0}{2\pi c} A \frac{dI_p}{dt} = \frac{A}{2\pi c} \frac{dU_p(t)}{dt}. \end{aligned} \quad (1)$$

Откуда по результату регистрации импульса $E(t, R, \bar{\varphi} = 0)$ может быть восстановлено фактическое напряжение возбуждения раскрыва

$$U_p(t) = \frac{2\pi c}{A} \int_{-\infty}^t RE(t, R, \bar{\varphi} = 0) dt. \quad (2)$$

Поскольку напряжение U_p вычислено со стороны пространства распространения излучения, обозначим его $U_{p,0}$. Функция $U_{p,0}(t)$ имеет следующие свойства:

- не зависит от R , так как в дальней зоне излучения произведение ER от R не зависит;
- не зависит от A , так как в рабочей полосе частот антенны $E \sim A$;
- $U_{p,0}(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$, так как функция $E(t)$ финитна;

– $\int_{-\infty}^{+\infty} U_{p,0}(t) dt = 0$, это находится в согласии с тем, что спектральная плотность сигнала излучения $E(\omega = 0) = 0$.

Следует отметить, что вычисление $U_{p,0}$ в соответствии с (2) сводит модель реального излучателя к эквивалентной модели, в которой излучает плоский раскрыв, возбуждаемый синхронно и однородно.

Генератор импульсов возбуждения антенны вбрасывает в нее энергию с мощностью $(U_r)^2/Z_r$ (Z_r – входной импеданс антенны). Если исходить из предположения, что в пределах рабочей полосы частот антенна есть система частотно-независимая, то напряжение возбуждения излучающего раскрыва, вычисленное со стороны генератора, равно

$$U_{p,r}(t) = 2U_r(t) \frac{\sqrt{\gamma}}{1 + \gamma} \sqrt{\frac{Z_0}{Z_r}}, \quad (3)$$

где $\gamma = Z_a/Z_0$, Z_a – выходной импеданс антенны. Коэффициент $2\sqrt{\gamma}/(1 + \gamma) < 1$ обусловлен отражением части потока электромагнитной энергии на границе раздела сред с разным значением волновых импедансов (Z_a и Z_0). За пределами рабочей полосы частот рупора учет отражения энергии на его конце проводится в частотной области в соответствии с [7] или по формулам асимптотической теории отражения [8].

Для функции $U_r(t)$ произвольного вида, например униполярного видеоимпульса, интеграл $\int_{-\infty}^{+\infty} U_{p,r}(t) dt \neq 0$. Частотный спектр такого импульса имеет максимальную плотность на нулевой частоте, в то время как плотность частотного спектра импульса возбуждения раскрыва на этой частоте равна нулю ($U_{p,0}(\omega = 0) = 0$). Прямое сравнение импульсов $U_{p,r}(t)$ и $U_{p,0}(t)$ позволяет определить параметры ПХ антенны и оценить ее энергетическую эффективность.

2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объекта исследования рассмотрим рабочий макет излучателя СШП-импульсов наносекундной длительности (рис. 2).

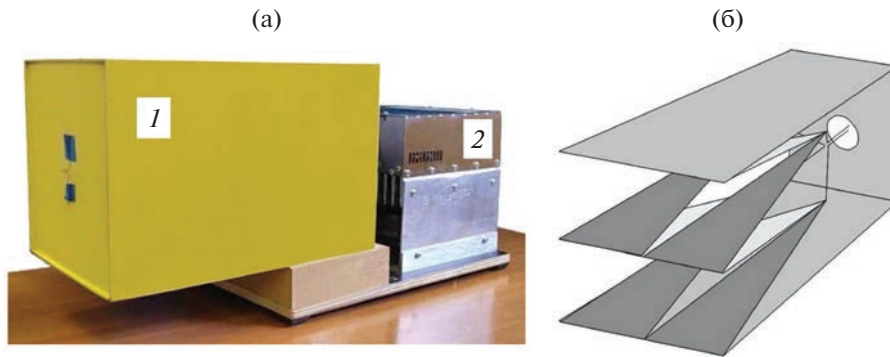


Рис. 2. Макет излучателя: 1 — антенна; 2 — генератор импульсов возбуждения (а); и схема его антенны (б), все поверхности антенны электропроводящие.

Антенна излучателя — синхронная пассивная решетка, состоящая из четырех регулярных симметричных *ТЕМ*-рупоров. Размерность решетки 2×2 . Длина электрода ≈ 16 см, угол раскрытия электродов $\beta \approx 28^\circ$. При соотношении сторон поперечного сечения рупора $h/w \approx 1.25$ его импеданс равен ≈ 200 Ом [9]. Каждый рупор решетки присоединен к фидеру генератора гибкой короткой двухпроводной волновой линией с импедансом ≈ 200 Ом. При этом входной импеданс антенны равен $Z_r \approx 50$ Ом и согласован с генератором, а выходной равен $Z_a \approx 200$ Ом.

Конструкция представленной антенны технологична в изготовлении (электроды плоские) и компактна: при заданной апертуре длина антенны уменьшена вдвое. В [10] параметры полурупора такой антенны в режиме приема были сопоставлены с параметрами классического полурупора таких же размеров средствами 3D-моделирования процесса во временной области. На примере полурупора с импедансом 120 Ом при его возбуждении плоской волной излучения с фронтом единичного перепада напряженности поля 30 пс было показано, что энергетическая эффективность классического полурупора примерно в 1.4 раза меньше.

3. СРЕДСТВА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Регистрация электрических импульсов субнаносекундной длительности проведена с использованием цифрового TDS6604B и стробоскопического TRM7118 осциллографов, частотная полоса регистрации 6 и 18 ГГц соответственно.

Канал регистрации напряженности импульсного поля излучения состоял из приемника на основе микрополосковой линии (тип ИППЛ [11]) и кабеля связи приемника с осциллографом. Длительность фронта ПХ ИППЛ с кабелем связи составляла ≈ 30 пс, а всего тракта регистрации с осциллографом TDS6604B — примерно 65 пс.

Результат регистрации видеоимпульса возбуждения антенны $U_r(t)$ представлен на рис. 3. Там же изображена зависимость энергии этого импульса $W_r(t)$ на нагрузке $Z_r = 50$ Ом. Регистрируемые параметры видеоимпульса $U_r(t)$: амплитуда ≈ 9.5 кВ, энергия ≈ 0.56 мДж, фронт быстрого перепада напряжения ≈ 100 пс, длительность импульса полная ≈ 3 нс (от начала до конца импульса), а по перепаду зависимости в пределах $(0.1 \dots 0.9) W_r(t)/W_{r,\max}$ — примерно 2 нс. Только 40% энергии импульса находится в пределах длительности быстрого перепада напряжения.

Параметры импульса СШП-излучения на оси антенны в дальней зоне излучения, где $ER = \text{const}$, представлены на рис. 4. Импульс излучения характеризуется следующими параметрами: пиковое значение произведения $ER \approx 15$ кВ, длительность импульса на уровне $0.5ER \approx 100$ пс. Изотропно излучаемая энергия импульса равна

$$W_{\text{и}} = \int dt (ER)^2 / 30 \approx 0.92 \text{ мДж.}$$

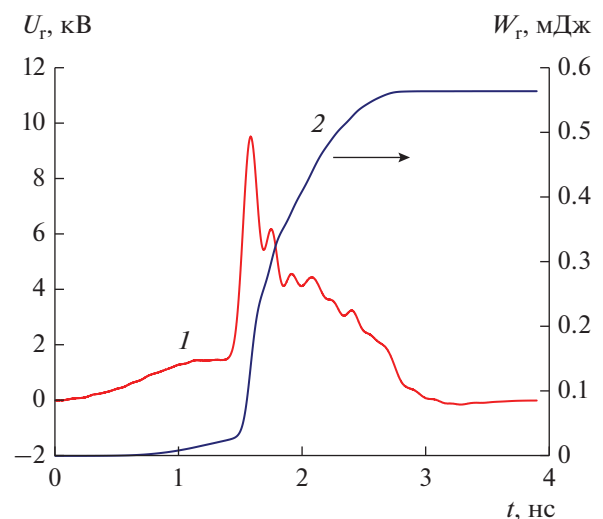


Рис. 3. Импульс генератора возбуждения антенны (1) и его энергия (2).

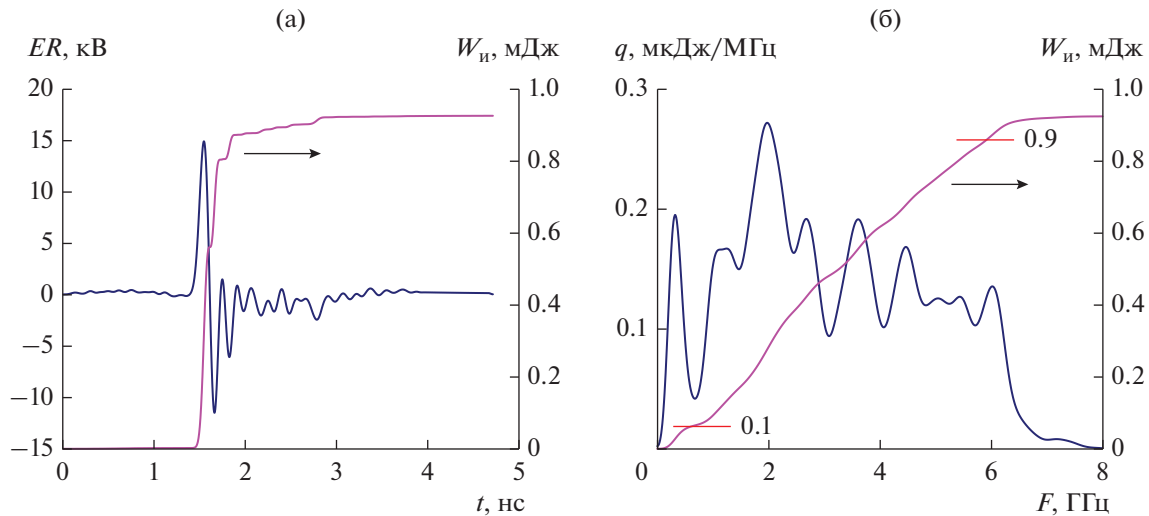


Рис. 4. Импульс напряженности поля излучения (а), его энергетический спектр (б) и изотропно-излучаемая энергия $W_{\text{и}}$ (кривые со стрелкой).

Эта энергия распределена в частотном интервале 0.1...6.5 ГГц, заданном по уровню $0.1q_{\text{max}}$. Если границы интервала оценивать по уровню значений 0.1 и 0.9 зависимости $W_{\text{и}}(F)/W_{\text{и,max}}$ то они равны 1 и 5.6 ГГц (см. рис. 4б). В относительно узком частотном интервале, 0...0.5 ГГц, локализована энергия излучения, индуцированная медленно изменяющейся частью видеоимпульса возбуждения, в которой заключено $\approx 60\%$ его энергии.

По приведенным данным коэффициент усиления антенны по энергии равен

$$G_3 = W_{\text{и}}/W_{\text{г}} \approx 1.6,$$

а по пиковой мощности —

$$G_{\text{м}} = \frac{[(ER)_{\text{max}}^2/30]}{[(U_{\text{г}})_{\text{max}}^2/50]} \approx 4.2.$$

Различие значений G_3 и $G_{\text{м}}$ обусловлено особенностью амплитудно-временной формы видеоимпульса возбуждения, которая характеризуется тем, что пиковая мощность этого импульса больше импульсной примерно в десять раз.

Длине максимального перепада напряженности поля импульса СШП-излучения ($c\tau \approx 3.3$ см) поставим в соответствие эквивалентную длину волны синусоидального сигнала $\lambda_{\text{эКВ}}$ из условия равенства максимальной крутизны этих сигналов. Из выражения

$$|d(\sin(\omega t))/dt|_{\omega t=\pi} \approx 2/\tau$$

следует, что $\lambda_{\text{эКВ}} \approx \pi c\tau \approx 10.5$ см (c — скорость электромагнитной волны). Таким образом, эквивалентный электрический размер апертуры антенны равен $(2\pi/\lambda_{\text{эКВ}})h \approx 10$.

4. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕХОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННЫ

Параметры ПХ антенны характеризуют ее динамические свойства во временной области и границы рабочей полосы частот в частотной области. При отсутствии средств создания ступенчатого возбуждения антенны в режиме излучения или приема параметры ПХ антенны могут быть определены на основе данных, приведенных на рис. 3 и 4, следующим образом.

Вычислим напряжение $U_{\text{р,г}}(t)$ и $U_{\text{р,0}}(t)$ в соответствии с (2) и (3), а также энергию этих импульсов на нагрузке Z_0 . Синхронизируем импульсы по основанию быстрого перепада напряжения. Результат вычислений представлен на рис. 5. В соответствии с этим результатом эффективность антенны по пиковой мощности равна $\eta_{\text{а}} \approx (U_{\text{р,0}}/U_{\text{р,г}})^2 \approx 68\%$. Запишем баланс мощности на входе и выходе антенны в виде

$$\frac{(Eh)^2}{Z_0} \left(\frac{w}{h}\right)_{Z_{\text{а}}} \frac{4\gamma}{(1+\gamma)^2} \eta_{\text{а}} = \frac{(khE)^2}{Z_{\text{а}}}. \quad (4)$$

Здесь kh — эффективная высота антенны [1], $(w/h)_{Z_{\text{а}}}$ — отношение сторон рупора, соответствующее значению импеданса $Z_{\text{а}}$. Отметим, что при $\eta_{\text{а}} \approx 68\%$ из (4) следует, что в интервале $Z_{\text{а}}$ от 50 до 200 Ом значения k находятся в интервале (0.47, 0.54). В работах [12, рис. 9.3] и в [13, формула (1-53)] показано, что коэффициент $k \approx 0.5$.

Отношение энергии импульсов $U_{\text{р,0}}(t)$ и $U_{\text{р,г}}(t)$ $\eta(t) = W_{\text{р,0}}/W_{\text{р,г}}$ к фиксированному моменту времени есть энергетическая эффективность антенны как преобразователя энергии ее возбуждения в полную энергию излучения. Конечное значение

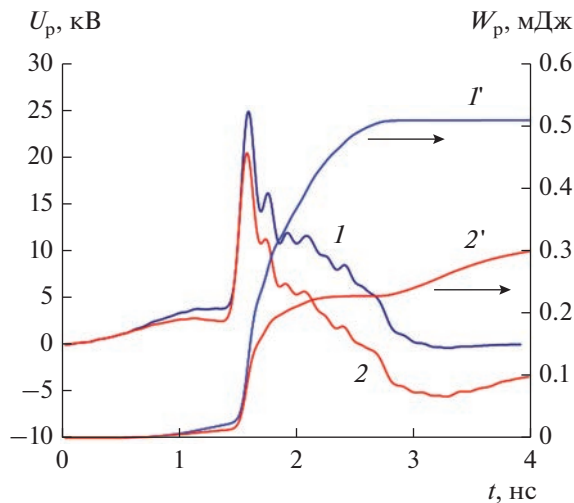


Рис. 5. Напряжение $U_{p,r}$ (1) и $U_{p,0}$ (2) и соответствующая энергия этих импульсов (I' и $2'$).

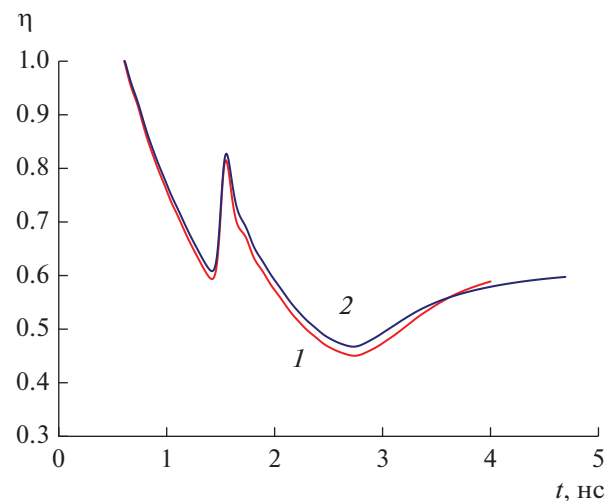


Рис. 6. Динамика изменения параметра η : 1 – эксперимент; 2 – расчет.

η не зависит от погрешности синхронизации напряжений $U_{p,0}$ и $U_{p,r}$. Динамика изменения параметра η по данным эксперимента и расчета представлена на рис. 6. Расчет проведен на основе модели однонаправленно излучающего плоского прямоугольного раскрыва, представленного элементами Гюйгенса [11]. Ось ДН каждого элемента проходит через точку возбуждения раскрыва. Энергия импульса возбуждения $U_r(t)$ локализована внутри пирамиды, в основании которой находится излучающий раскрыв, а на вершине – точка возбуждения. При этих условиях раскрыв возбуждается не синхронно и не однородно. Поле излучения в произвольной точке пространства в передней и в задней полуплоскости раскрыва формируется как суперпозиция излучений от элементов Гюйгенса с учетом различия ракурса и времени прихода импульсов. Форма и размер пирамиды соответствовали TEM -рупору рассматриваемой антенны. Эффекты дифракции на краях раскрыва в модели не учитываются.

Зависимость $\eta(t)$ немонотонна. Локальный максимум $\eta(t)$ находится в окрестности точки 1.6 нс ($\eta \approx 80\%$), где расположен фронт видеоимпульса возбуждения $U_r(t)$ с длительностью ≈ 100 пс. Минимальное значение $\eta(t)$ соответствует концу импульса $U_r(t)$ (≈ 2.7 нс). После этого момента антенна излучает накопленную в ней энергию. К концу процесса излучается $\approx 60\%$ энергии, подведенной к раскрыву со стороны генератора. Поскольку реальная антенна представлена моделью плоского однонаправленно излучающего раскрыва, возбуждаемого синхронно и однородно, то потеря 40% энергии импульса возбуждения обусловлена отражением энергии на апертуре за пределами рабочей полосы частот антенны, а также эффективностью использования поверхности раскрыва

при его сверхширокополосном возбуждении, не синхронном и не однородном. Отметим, что уровень локальной эффективности ($\eta \approx 80\%$) указывает на то, что относительно короткий импульс возбуждения может быть излучен этой антенной более эффективно.

Основываясь на сопоставлении формы и частотного спектра импульсов $U_{p,r}(t)$ и $U_{p,0}(t)$, а также характера зависимости параметра $\eta(t)$, преобразуем функцию $U_{p,r}(t)$ к виду функции $U_{p,0}(t)$ с использованием бездиссипативных частотных RC -фильтров первого порядка, а именно:

высокочастотного (ВЧ, дифференцирующего)

$$\frac{dU_{p,0}}{dt} + \frac{U_{p,0}}{\tau_{ВЧ}} = \frac{dU_{p,r}}{dt} \quad (5)$$

и низкочастотного (НЧ, интегрирующего)

$$\tau_{НЧ} \frac{dU_{p,0}}{dt} = U_{p,r} - U_{p,0}. \quad (6)$$

Здесь $\tau_{ВЧ}$ – характерное время ослабления напряжения для ВЧ-фильтра, а $\tau_{НЧ}$ – характерное время возрастания напряжения для НЧ-фильтра.

Результат сравнения амплитудно-временной формы напряжения $U_{p,0}(t)$, вычисленного в соответствии с (2), с напряжением $U_{p,r}(t)$ после последовательной ВЧ- и НЧ-фильтрации при значении параметров $\tau_{ВЧ} \approx 1.6$ нс и $\tau_{НЧ} \approx 27$ пс представлен на рис. 7. Полученный результат показывает, что динамика напряжения возбуждения излучающего раскрыва $U_{p,0}$ удовлетворительно моделируется при преобразовании напряжения $U_{p,r}$ с использованием ВЧ-фильтрации первого порядка (обозначим этот результат как $F_{ВЧ}(U_{p,r})$). Согласование амплитуд $U_{p,0}$ и $F_{ВЧ}(U_{p,r})$ достигается при

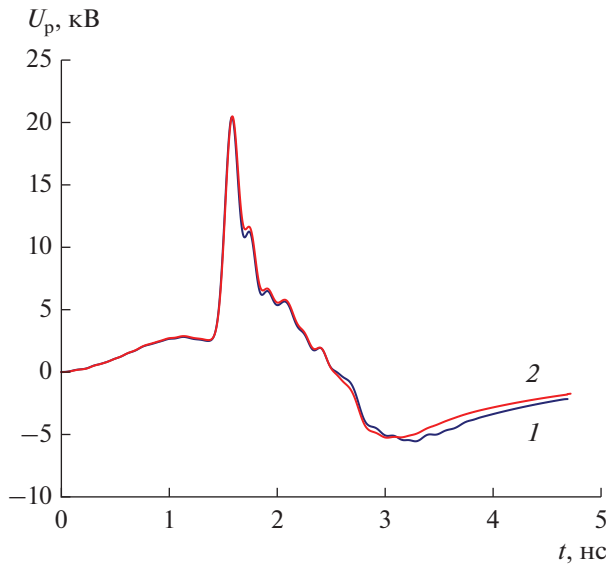


Рис. 7. Напряжение возбуждения раскрыва $U_{p,0}$ (1) и напряжение $U_{p,r}$ (2) после ВЧ- и НЧ-фильтрации.

последующей НЧ-фильтрации импульса $F_{ВЧ}(U_{p,r})$ при вариации значений параметра $\tau_{НЧ}$. Оптимальное значение $\tau_{НЧ} \approx 27$ пс соответствует длительности фронта ПХ ≈ 60 пс.

Таким образом, результат эмпирической оценки, построенной на предположениях, содержащихся в (2), (3), (5) и (6), показал, что длительность фронта ПХ заданной антенны равна ≈ 60 пс, а длительность спада ПХ ≈ 1.6 нс. Соответствующие НЧ и ВЧ границы рабочей полосы частот антенны по уровню минус 6 дБм равны $f_{НЧ} = (2\pi\tau_{НЧ})^{-1} \approx 100$ МГц и $f_{ВЧ} = (2\pi\tau_{ВЧ})^{-1} \approx 5.9$ ГГц.

Длительность фронта ПХ определяется качеством исполнения и согласования волнового тракта от фидера генератора к элементам антенной решетки, а также несинхронностью возбуждения раскрыва. Характерная длительность спада ПХ соответствует длине, равной $c\tau_{ВЧ} \approx 48$ см. Из рис. 8 следует, что эта длина равна примерно половине длины замкнутой электрической цепи, измеряемой от точек возбуждения электродов рупора разной полярности и проходящей по внешней электропроводящей поверхности антенны (штриховая линия), т.е.

$$c\tau_{ВЧ} \approx \frac{h}{4 \sin(\beta/2)} \times \{1 + \cos(\beta/2) + 2 \sin(\beta/2)[1 + 2d/h]\}. \quad (7)$$

При увеличении угла β длина $c\tau_{ВЧ}$ по отношению к длине рупора, $0.25 \operatorname{ctg}(\beta/2)h$, монотонно увеличивается от значения, равного двум при $d = 0$. Таким образом, рассматриваемая антенна имеет

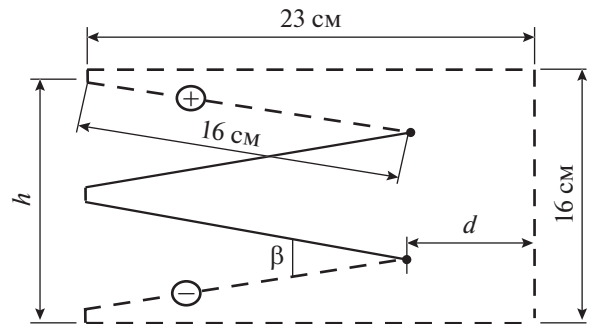


Рис. 8. Схема TEM -рупорной антенны в E -плоскости.

электрическую длину, более чем вдвое превышающую длину рупора.

5. ОПТИМИЗАЦИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ АНТЕННЫ КАК ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ ВИДЕОИМПУЛЬСА ЕЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЭНЕРГИЮ СШП-ИЗЛУЧЕНИЯ

В системе “антенна—импульс ее возбуждения” при фиксированных параметрах (β , Z_a) TEM -рупора и видеоимпульса возбуждения параметром управления эффективностью преобразования энергии является электрическая длина антенны, а если все размеры антенны фиксированы, то длительность и форма видеоимпульса возбуждения. Рассмотрение задачи по оптимизации эффективности преобразования энергии в антенне проведем в заданной последовательности.

1. Пусть антенна возбуждается импульсом, представленным на рис. 3. Рассмотрим две антенны с высотой апертуры h , равной 10 и 20 см, конструктивно подобные той, что представлена на рис. 8, т.е. $\beta = 28^\circ$ и $Z_a = 200$ Ом. В соответствии с (7), время $\tau_{ВЧ}$ для этих антенн равно примерно 1.1 и 1.9 нс. Алгоритм сравнения этих антенн по параметру $\eta(t)$ представлен на рис. 5 и 6, а его конечный результат на рис. 9. Результат показывает, что антенна большей длины эффективнее ($\eta(t)$ больше). Поскольку время $\tau_{ВЧ}$ для этой антенны вдвое больше, то искажение видеоимпульса ее возбуждения при его преобразовании к импульсу возбуждения раскрыва меньше. Конечное значение энергетической эффективности этих антенн составило примерно 52% и 66%. Отметим, что локальное значение эффективности η при быстром перепаде напряжения возбуждения (≈ 80 кВ/нс) достигает примерно 80%.

На рис. 10 представлен энергетический спектр импульсов, излучаемых по оси ДН этих антенн. Максимумы спектральной плотности приведены к одному значению. Увеличение эффективности преобразования энергии при большой апертуре

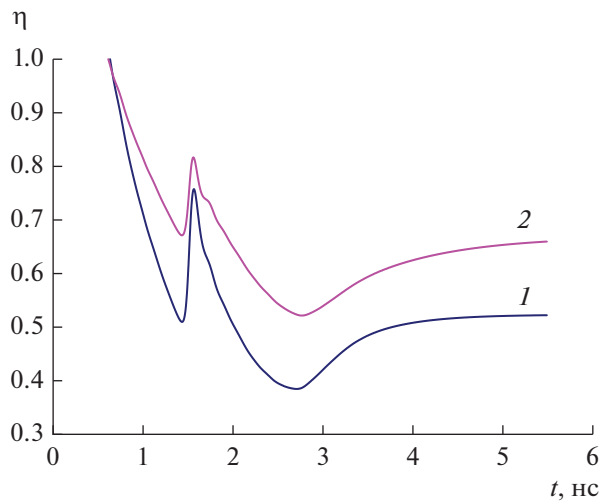


Рис. 9. Динамика изменения параметра $\eta(t)$ для антенн с высотой апертуры 10 (1) и 20 см (2).

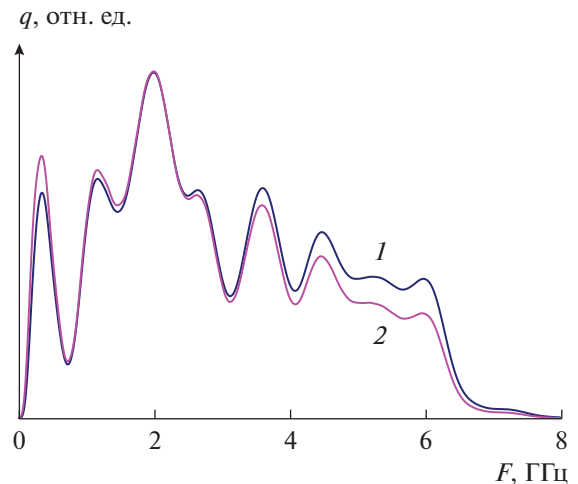


Рис. 10. Энергетический спектр излучения для антенн с высотой апертуры 10 (1) и 20 см (2).

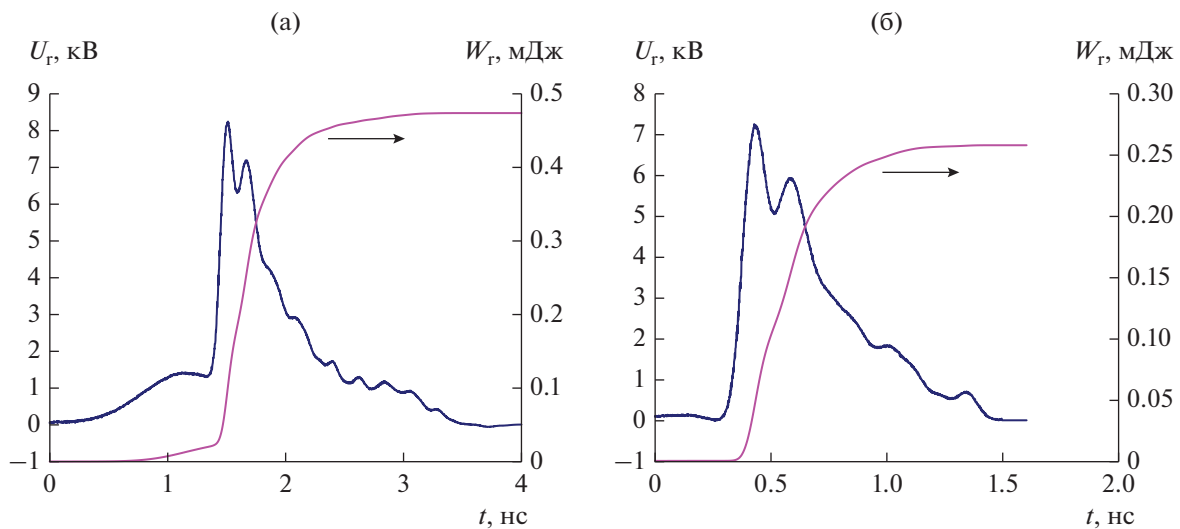


Рис. 11. Импульс возбуждения антенны с пьедесталом (а) и без него (б).

антенны обусловлено расширением частотного спектра излучения в НЧ-область, которая представлена в широкой области пространства распространения излучения. Уменьшение энергии излучения в ВЧ-области спектра относительно мало, поскольку эта энергия локализована в относительно узкой области физического пространства.

2. Пусть теперь фиксированы размеры антенны: $\beta = 28^\circ$, $Z_a = 200$ Ом и ее электрическая длина, $\sigma_{\text{ВЧ}} \approx 48$ см. Будем возбуждать антенну видеоимпульсами разной длительности и формы. Рассмотрим два импульса: один с пьедесталом, другой — тот же, но с отсеченным пьедесталом (рис. 11). Полная длительность импульса с пьедесталом $\tau_r \approx 4$ нс, без

пьедестала ≈ 1.2 нс. Для этих импульсов на рис. 12 показана динамика изменения параметра $\eta(t)$.

Конечное значение эффективности η при коротком видеоимпульсе возбуждения равно $\approx 78\%$, а в локальном максимуме $\approx 86\%$. Отметим, что различие этих значений меньше, чем в предыдущих примерах. Понятно, что при уменьшении длительности импульса возбуждения антенны, размеры которой фиксированы, влияние факторов ВЧ- и НЧ-фильтрации импульса на эффективность преобразования энергии изменяется. Действительно, фактор ВЧ-фильтрации ослабляется. Фактор НЧ-фильтрации, наоборот, усиливается, поскольку верхняя граница рабочей полосы ча-

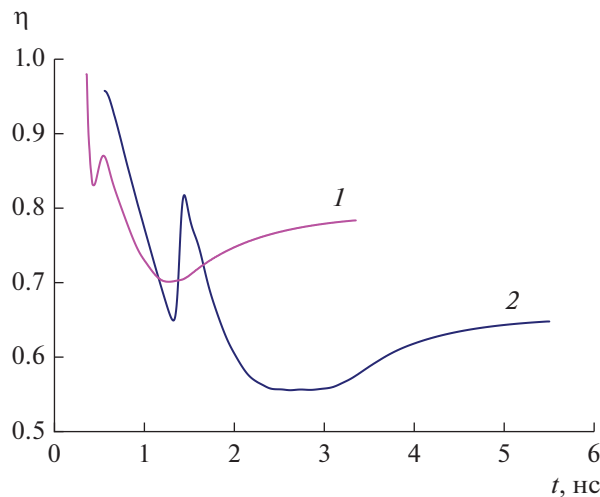


Рис. 12. Динамика изменения параметра $\eta(t)$ при коротком (1) и длинном (2) импульсе возбуждения антенны.

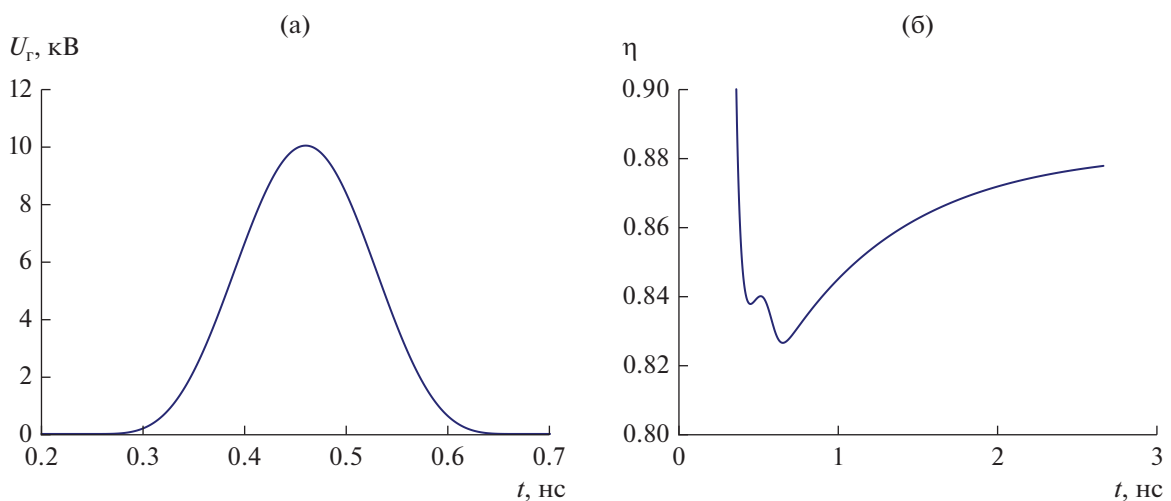


Рис. 13. Модельный униполярный видеоимпульс возбуждения антенны (а) и соответствующая ему динамика изменения параметра η (б).

стот антенны отсекает все возрастающую часть энергии ВЧ-спектра импульса $U_{p,r}$.

Рассмотрим модельный видеоимпульс возбуждения $U_r(t)$ (рис. 13), еще более короткий ($\tau_r \approx 0.42$ нс, фронт ≈ 0.1 нс). В отличие от импульсов возбуждения, рассмотренных ранее, на фронте и на спаде этого импульса генерируется примерно равная энергия. В этом примере конечное значение эффективности η антенны возрастает до $\approx 88\%$ и оказывается больше, чем η в локальном максимуме.

Как известно, возбуждение антенны униполярным импульсом не рационально, кроме, пожалуй, случая, когда необходимо повысить спектральную плотность импульса излучения в НЧ-

области. Поэтому рассмотрим пример, в котором заданная антенна возбуждается простейшим биполярным импульсом (рис. 14а). Полный перепад напряжения импульса (10 кВ) и длительность этого перепада (≈ 100 пс) те же, что и у видеоимпульса на рис. 13а, но в сравнении с ним длительность биполярного импульса возбуждения больше ($\tau_r \approx 0.55$ нс). Процесс генерации излучения, инициированного биполярным импульсом, завершается значительно раньше и с эффективностью $\approx 93\%$ (ср. рис. 13б и 14б).

На рис. 15 представлены все полученные результаты исследования.

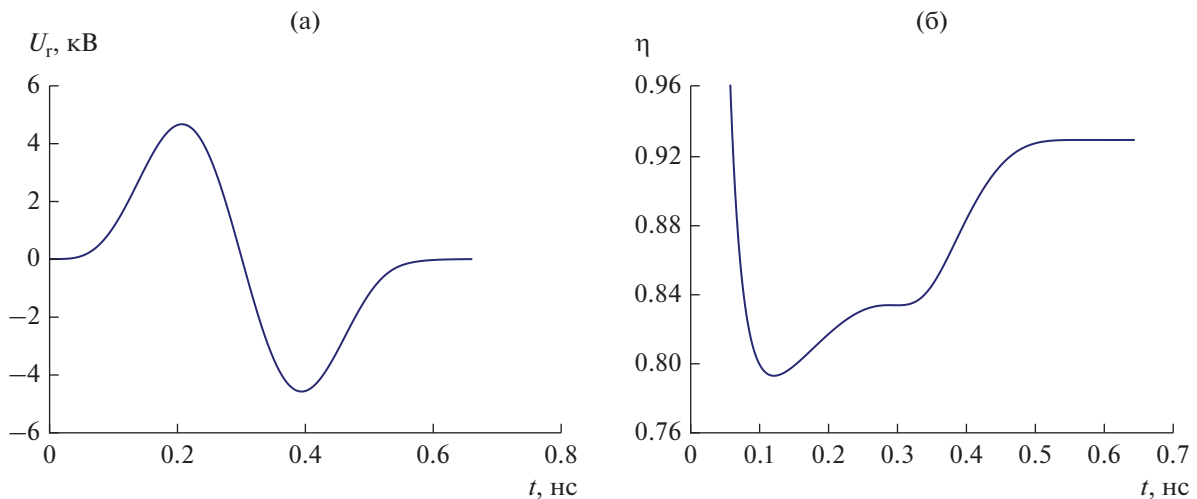


Рис. 14. Модельный биполярный видеоимпульс возбуждения антенны (а) и соответствующая ему динамика изменения параметра η (б).

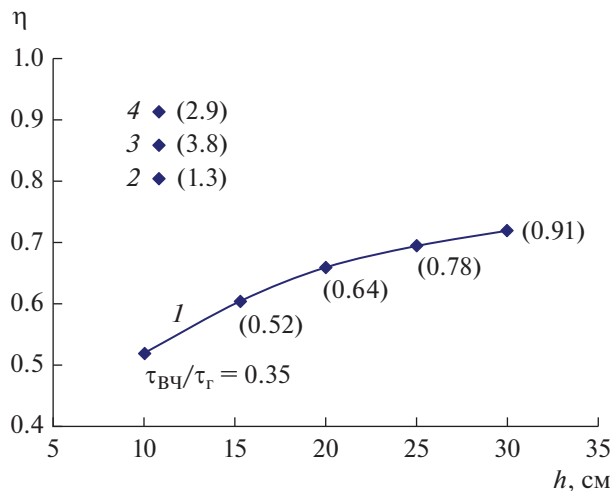


Рис. 15. Зависимость параметра η для импульса возбуждения на рис. 3 (1), 11б (2), 13а (3) и 14а (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализован эмпирический способ оценки ПХ *ТЕМ*-рупорной антенны и ее эффективности как преобразователя электрической энергии видеоимпульса возбуждения в энергию СШП-излучения. Оценка построена на сравнении напряжения возбуждения раскрыва со стороны генератора $U_{p,r}(t)$ и со стороны пространства распространения излучения $U_{p,0}(t)$, вычисляемого по параметрам излучения на оси ДН антенны.

На основе экспериментальных данных показано, что импульс возбуждения излучающего согласованного раскрыва $U_{p,0}(t)$ может быть смоделирован при ВЧ-фильтрации первого порядка импульса возбуждения раскрыва $U_{p,r}(t)$, вычисля-

емого со стороны генератора возбуждения. Время $\tau_{BЧ}$ отсечки фильтра характеризует электрическую длину (не высоту) антенны. Значение $\tau_{BЧ}$ определяется при приведении формы импульса $U_{p,r}(t)$ к форме импульса $U_{p,0}(t)$.

Если целевой функцией оптимизации системы “антенна-импульс ее возбуждения” является эффективность преобразования электрической энергии возбуждения антенны в энергию СШП-излучения, то полная длительность видеоимпульса возбуждения τ_r антенны и ее электрическая длина, характеризуемая временем $\tau_{BЧ}$, должны быть согласованы. Условием согласования является отношение $\tau_{BЧ} / \tau_r \geq 1$.

Рассмотренный макет антенны плохо согласован со штатным импульсом ее возбуждения (см. рис. 6): конечное значение эффективности $\eta \approx 60\%$ при отношении $\tau_{BЧ} / \tau_r \approx 0.52$. При этом локальный максимум η составляет $\approx 80\%$. При сокращении длительности унipoлярного импульса возбуждения до $\tau_r \approx \tau_{BЧ} / 1.3$ достигается эффективность $\approx 78\%$. Биполярный импульс возбуждения при том же перепаде напряжения и его длительности (т.е. крутизне) может быть преобразован в СШП-излучение с эффективностью $\approx 93\%$.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны коллеге В.М. Федорову за продуктивное обсуждение статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках гос. задания на 2023 год (№ 075- 01129-23-00 от 29.12.2022 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975.
2. Бобрешов А.М., Мещеряков И.И., Усков Г.К. // РЭ. 2012. Т. 57. № 3. С. 320.
3. Бобрешов А.М., Мещеряков И.И., Усков Г.К. // РЭ. 2013. Т. 58. № 3. С. 233.
4. Ефимова Н.А., Калошин В.А. // РЭ. 2014. Т. 59. № 1. С. 60.
5. Калошин В.А., Нгуен К.З., Нгуен Х.Ш. // Журн. радиоэлектроники. 2015. Т. 60. № 10. <http://jre.cplire.ru/jre/oct15/2/text.pdf>.
6. Осташев В.Е., Ульянов А.В., Федоров В.М. // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 234.
7. Вайнштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966.
8. Kaloshin V.A. // Russian J. Math. Phys. 2009. V. 16. № 2. P. 246.
9. Lee R.T., Smith G.S. // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2004. V. 46. № 1. P. 86.
10. Fedorov V.M., Efanov M.V., Ostashev V.Ye. et al. // Electronics. 2021.10.1011 <https://doi.org/10.3390/electronics10091011>
11. Подосенов С.А., Свежис Я.Г., Соколов А.А. // Измерит. техника. 1994. № 4. С. 45.
12. Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Кошелев В.И. Сверхширокополосные импульсные радиосистемы. Новосибирск: Наука, 2015.
13. Milligan T.A. Modern Antenna Design. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2005.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ
РАДИОФИЗИКА

УДК 537.811

ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МОРСКОГО ЭЛЕКТРОДНОГО ДАТЧИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2023 г. В. Г. Максименко*

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация*

**E-mail: max54@ms.ire.rssi.ru*

Поступила в редакцию 24.11.2022 г.

После доработки 07.12.2022 г.

Принята к публикации 25.12.2022 г.

Предложен метод повышения чувствительности электродного датчика, предназначенного для измерения напряженности сверхнизкочастотного электрического поля в морской воде. Показано, что за счет выбора размера и места расположения электродов на плоском диэлектрическом обтекателе шум движения, обусловленный буксировкой, у такого датчика может быть уменьшен в несколько раз, а чувствительность датчика повышена.

DOI: 10.31857/S0033849423110062, EDN: IHAZWW

ВВЕДЕНИЕ

Электродный датчик электрического поля, представляющий собой пару разнесенных на некоторое расстояние электродов, благодаря своей простоте нашел широкое применение при решении геофизических и связанных задач. Он используется для изучения строения земной коры и разведки полезных ископаемых на шельфе, а также в системах радиосвязи с глубоко погруженными исследовательскими объектами в океане [1–3]. При обследовании большой акватории датчик обычно буксируют за судном на кабель-тросе. При этом основной причиной, ограничивающей чувствительность электродного датчика, является специфический электродный шум движения, представляющий собой флуктуации потенциала электродов, возникающие вследствие движения электродов относительно жидкости. Величина шумового напряжения в выполненных нами экспериментах при движении датчика относительно жидкости была на 10...20 дБ больше, чем в состоянии покоя [4–6]. Экспериментально и теоретически установлена связь пульсаций напряжения между электродами датчика с пульсациями скорости жидкости относительно электродов [5–7]. Такие пульсации скорости могут возникать, например, вследствие вибраций буксирующего датчик кабель-троса, при пересечении датчиком турбулентных вихрей, возникающих в кильватерном следе буксирующего судна, и т.п. В работах [8, 9] предложено для уменьшения шума движения датчик выполнять в виде идентичных плоских секций, вращающихся вокруг общего геометрического центра. Однако сложность реа-

лизации существенно ограничивает применение такого датчика.

Цель работы — повышение чувствительности электродного датчика без усложнения его конструкции.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Как показано нами ранее [7], пульсации потенциала электрода относительно воды, т.е. электродный шум движения, определяются пульсациями потока диффузии кислорода на поверхность электрода. На поверхности буксируемого со скоростью V_0 плоского электрода формируется пограничный слой, для которого характерны значительные силы трения, замедляющие движение жидкости. Внутри пограничного слоя формируется диффузионный слой, характерный тем, что концентрация атомов кислорода в нем меняется от максимального значения на внешней границе диффузионного слоя до минимального, часто нулевого, значения на поверхности электрода. Пульсации скорости воды относительно электрода приводят к модуляции толщины диффузионного слоя, следовательно, и к пульсациям потока диффузии кислорода. По мере удаления от передней кромки электрода толщина как пограничного, так и диффузионного слоя растет, а ламинарное течение жидкости переходит в турбулентное. При турбулентном движении жидкости в пограничном слое флуктуации потока диффузии возрастают, что приводит к увеличению электродного шума. Необходимо создать условия обтекания, при которых пограничный слой на всей

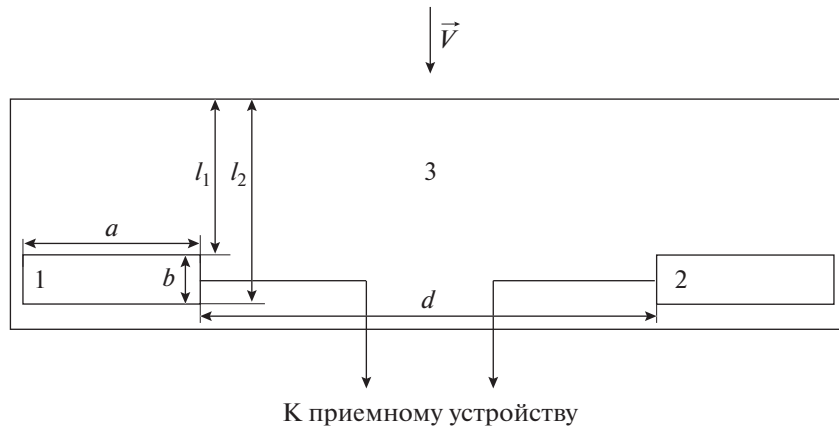


Рис. 1. Схема расположения электродов на обтекатель морского датчика: 1, 2 — первый и второй электроды, 3 — диэлектрический обтекатель; стрелкой показано направление набегающего потока жидкости.

поверхности электрода остается ламинарным. При этом толщина диффузионного слоя должна быть максимально возможной, поскольку это уменьшает градиент концентрации кислорода, что в свою очередь уменьшает скорость диффузии его к поверхности электрода и чувствительность датчика к пульсациям скорости потока. Для обеспечения ламинарности течения максимальное удаление задней границы электрода от передней кромки датчика не должно превышать некоторого критического значения $l_{кр}$. Расстояние $l_{кр}$ можно определить исходя из критического значения числа Рейнольдса. Если при определении числа Рейнольдса в качестве характерного размера взята толщина пограничного слоя δ_0 , а в качестве характерной скорости — скорость жидкости V_0 за пределами пограничного слоя, то $Re_{кр} = V_0 \delta_0 / \nu = 950$ (ν — кинематическая вязкость воды). Разные оценки толщины пограничного слоя отличаются в несколько раз. Для приведенного значения $Re_{кр}$ толщина пограничного слоя принимается равной [10]

$$\delta_0 = 1.72 \sqrt{\nu x / V_0}. \quad (1)$$

В этом случае расстояние $l_{кр}$ от передней кромки датчика составляет

$$l_{кр} = 3.05 \times 10^5 \nu / V_0. \quad (2)$$

При использовании датчика на глубинах до единиц сотен метров в умеренных широтах океана окружающая вода имеет температуру около 15°C и кинематическую вязкость $\nu = 1.1 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. При скорости буксировки $V_0 = 5 \text{ м/с}$ получаем $l_{кр} = 6.7 \text{ см}$. В Черном море на глубине 100 м и более вода в любое время года имеет температуру 8°C и $\nu = 1.3 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, что увеличивает $l_{кр}$ до 8 см. В полярных широтах океана, особенно в зимнее время, температура еще ниже, а вязкость

выше. Здесь значение $l_{кр}$ достигает 10 см и более. По другой оценке, толщина пограничного слоя равна

$$\delta_0 = 5 \sqrt{\nu x / V_0}, \quad (3)$$

а $Re_{кр} = 3.2 \times 10^5$, при этом за характерный размер принимается расстояние x от передней кромки [10]. Полагая $l_{кр} = x$, при $V_0 = 5 \text{ м/с}$ и $\nu = 1.1 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, получаем $l_{кр} \approx 7 \text{ см}$, т.е. практически то же значение, что и выше. Эта величина является нижней оценкой расстояния до начала образования турбулентных вихрей.

Пусть электрод в виде прямоугольной плоской пластины встроен в диэлектрическую плоскую поверхность обтекателя так, что его передняя граница с длиной a параллельна передней кромке диэлектрической поверхности и отстоит от нее на расстояние l_1 , а задняя граница — на расстояние l_2 (рис. 1). Поток диффузии кислорода на электрод определяется по формуле [11]

$$I = \int_{l_1}^{l_2} a \frac{D c_0}{\delta(x)} dx, \quad (4)$$

где

$$\delta(x) \approx 3 \left(\frac{D}{\nu} \right)^{1/3} \sqrt{\nu x / V_0}$$

— толщина диффузионного слоя, которая существенно меньше толщины пограничного слоя, $D = 2.6 \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ — коэффициент диффузии атомов кислорода, c_0 — концентрация кислорода в толще воды.

Определим поток диффузии кислорода на электрод в двух случаях:

1) когда он установлен на диэлектрической поверхности, как указано выше

$$I_1 = ac_0 \frac{D^3}{3\nu^6} \sqrt{V_0} \int_{l_1}^{l_2} \frac{dx}{\sqrt{x}} = \frac{2ac_0 D^3}{3\nu^6} \sqrt{V_0 l_2} \left(1 - \sqrt{\frac{l_1}{l_2}}\right). \quad (5)$$

2) и когда он установлен непосредственно на краю плоской поверхности диэлектрического обтекателя, так что его передняя граница совпадает с передней кромкой обтекателя со стороны набегающего потока жидкости —

$$I_2 = ac_0 \frac{D^3}{3\nu^6} \sqrt{V_0} \int_0^{l_2} \frac{dx}{\sqrt{x}} = \frac{2ac_0 D^3}{3\nu^6} \sqrt{V_0 l_2}. \quad (6)$$

Чувствительность датчика к пульсациям скорости потока или скорости буксировки в первом случае уменьшилась по сравнению со вторым во столько же раз, во сколько уменьшился поток диффузии кислорода на электрод, т.е. в

$$I_2/I_1 = 1/(1 - \sqrt{l_1/l_2}) \quad (7)$$

раз. Целесообразно при сохранении общей площади электрод делать более узким, отодвигая его переднюю границу от передней кромки диэлектрической пластины. При $l_1/l_2 = 0.25$ выигрыш в уменьшении чувствительности к пульсациям скорости составляет 2 раза, а при $l_1/l_2 = 0.8$ — уже около 10 раз. Дальнейшее увеличение отношения l_1/l_2 может привести к уменьшению площади электрода и увеличению доли тех шумов, которые не определяются пульсациями скорости буксировки.

Площадь электрода необходимо выбирать исходя из предельной чувствительности приемного устройства, которая определяется тепловым шумом датчика и собственным шумом предварительного усилителя приемного устройства. Предельная чувствительность приемного устройства с датчиком есть минимальная величина напряженности электрического поля сигнала, при которой отношение мощности сигнала к суммарной мощности теплового шума датчика и шума усилителя, приведенного ко входу приемного устройства, равно единице при оптимальном согласовании датчика. При полосе пропускания 1 Гц она определяется по формуле [12]

$$E_{\min} = \frac{1}{d} \sqrt{4kTR \left[F_{\text{тр}} + (F_{\text{ус. мин}} - 1) \sqrt{F_{\text{тр}}^2 + \frac{1}{\omega^2 \tau^2}} \right]},$$

где d — действующая длина датчика, $\tau = RC$ — постоянная времени датчика, R и C — активное сопротивление и емкость датчика в последовательной схеме замещения, $F_{\text{ус. мин}}$ — минимальный коэффициент шума усилителя, $F_{\text{тр}}$ — коэффициент шума трансформатора. Ориентируясь на чувствитель-

ность приемника с часто применяемым кабельным электродным датчиком, которая в полосе 1 Гц достигает долей нановольта на метр при длине активной части до 1000 м, положим $E_{\min} < 1$ нВ/м.

Определим размеры датчика, удовлетворяющего такому условию. Пусть датчик выполнен в виде диэлектрического обтекателя с плоской прямоугольной поверхностью, на которой установлены два плоских электрода (рис. 1). Прямоугольные электроды, выполненные из титана, имеют длину $a = 20$ см, ширину $b = 2$ см и расположены на расстоянии 2 м друг от друга, будучи встроены в пластину на одном уровне с ее поверхностью. Задняя граница электрода отстоит от передней кромки обтекателя на 8 см. Сопротивление датчика в этом случае в диапазоне частот 30...90 Гц составляет 4...5 Ом, а емкость 250...280 мкФ [13]. Действующую длину датчика можно считать равной 2 м, $\omega\tau \approx 0.4...0.6$. Не предъявляя слишком жестких требований к коэффициенту шума предварительного усилителя и входного трансформатора, согласующего датчик с предусилителем, полагаем $F_{\text{тр}} = 2$ дБ, $F_{\text{ус. мин}} = 2$ дБ. Предельная чувствительность для приемного устройства с таким датчиком имеет величину порядка 0.25 нВ/м, что удовлетворяет поставленному условию $E_{\min} < 1$ нВ/м. Выбранный размер электродов позволяет осуществить условие $l_1/l_2 = 0.75$, следовательно, добиться уменьшения в 7.5 раз чувствительности датчика к пульсациям скорости набегающего потока.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для проверки правильности приведенных рассуждений выполнен эксперимент, в котором использована лабораторная установка, описанная в [6]. Она содержит стальной ящик-экран, в котором расположена измерительная ячейка с исследуемыми электродами, центробежный насос и диэлектрический трубопровод, по которому циркулирует электролит (раствор NaCl). Схема измерительной ячейки показана на рис. 2. Исследуемые электроды 1 и 2, выполненные в виде отрезков титановой проволоки диаметром 1 мм, встроены в диэлектрический цилиндр 3 диаметром 11 мм, отлитый из эпоксидной смолы. Вместе с цилиндром 3 они образуют электродный блок, который установлен на корпусе ячейки 4, изготовленном из органического стекла. Ячейка без воздушных пузырей заполнена электролитом, который через инжектор 5 по гибкому трубопроводу 6 подается в измерительную ячейку и отводится из нее с помощью уловителя потока 7. Электродвигатель центробежного насоса для уменьшения создаваемых им электромагнитных помех вынесен за пределы ящика-экрана. Для создания пульсаций потока жидкости электродвигатель насоса питается от

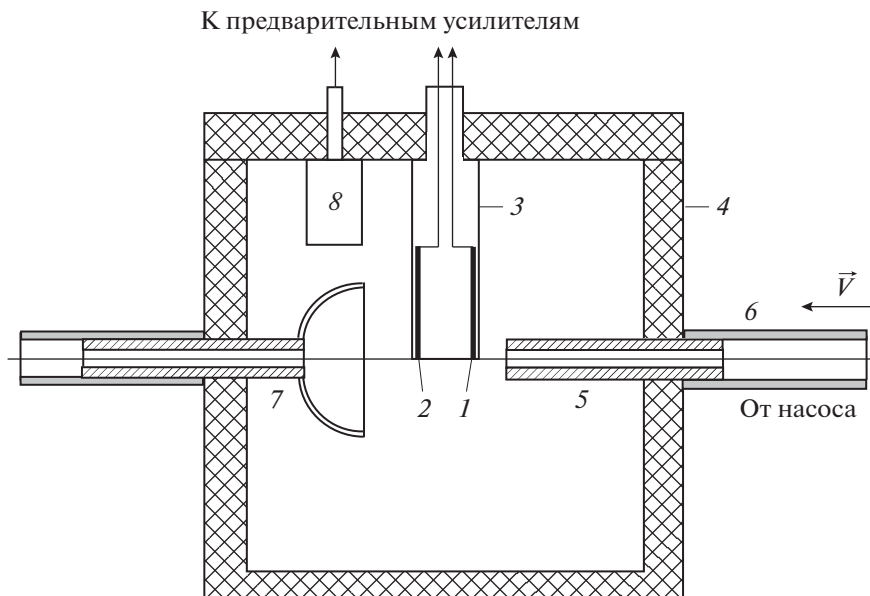


Рис. 2. Схема измерительной ячейки с электродами: 1, 2 — первый и второй электроды, 3 — диэлектрический цилиндр, 4 — корпус ячейки, 5 — инжектор, 6 — трубопровод, 7 — уловитель потока, 8 — опорный электрод.

аккумулятора через электронный ключ, который управляется импульсами, следующими с частотой 30...32 Гц, их скважность можно регулировать. Шлифованные торцы отрезков титановой проволоки, которые и являются собственно измерительными электродами, встроены в плоскую торцевую площадку диэлектрического цилиндра (рис. 3), на которую набегаёт поток электролита, имитирующего морскую воду, в один уровень с ее поверхностью. Электрод 1 находится на краю площадки на расстоянии 4 мм от инжектора. Электрод 2 на 10 мм отодвинут от электрода 1 по направлению потока, т.е. располагается на противоположном краю площадки. Так как центр электрода 2 удален от края площадки, на который набегаёт поток жид-

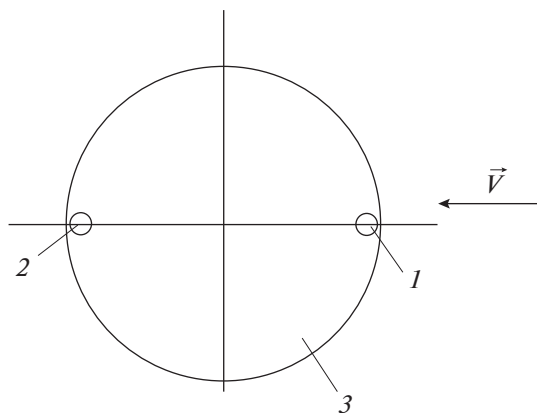


Рис. 3. Схема расположения электродов на торцевой площадке электродного блока: 1, 2 — первый и второй электроды.

кости, на расстояние в 10 раз большее, чем центр электрода 1, то чувствительность его к пульсации скорости в соответствии с (5) и (6) должна быть примерно в три раза меньше, чем у электрода 1. В качестве электролита использован раствор NaCl с концентрацией 4.5 г/л, средняя скорость потока жидкости в экспериментах составляла около 0.8 м/с. Она зависит от величины напряжения питания электродвигателя центробежного насоса и скважности импульсов, управляющих электронным ключом. Скважность выбиралась такой, чтобы пульсация скорости потока на частоте 31 Гц была хорошо заметна по характерному пику в спектре электродного шума. Величину пульсации скорости не измеряли, но по оценкам ее относительная величина составляла десятые доли процента. Шумовые напряжения, между каждым из электродов 1 и 2 и опорным электродом 8 (он расположен в той же измерительной ячейке в стороне от потока), усиленные предварительными и измерительными усилителями, поступали на два канала аналого-цифрового преобразователя E20-10 (фирма L-Card). Электрод 8 имеет большую площадь и выполнен из нержавеющей стали. Одновременно записывали серии из 20 реализаций шумового напряжения, с помощью программы L-Graf вычисляли амплитудные спектры реализаций, которые затем усреднялись по ансамблю. На рис. 4 и 5 в сопоставимом относительном масштабе показаны измеренные одновременно в отсутствие движения и при движении жидкости частотные спектры шумового напряжения электродов 1 и 2 на выходе измерительных усилителей в полосе 10...100 Гц. Приведенные спектры являются типичными для выполненных измерений.

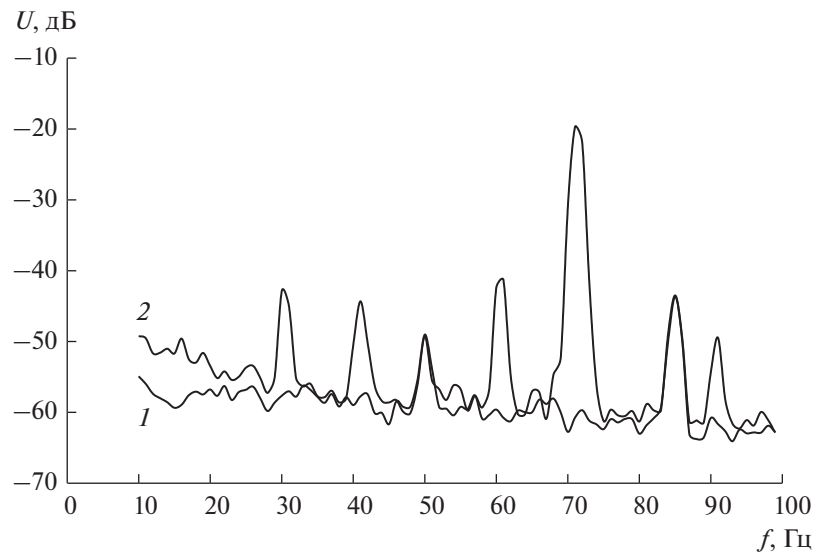


Рис. 4. Спектр шумового напряжения между первым и опорным электродом в отсутствие движения жидкости (1) и при движении жидкости (2).

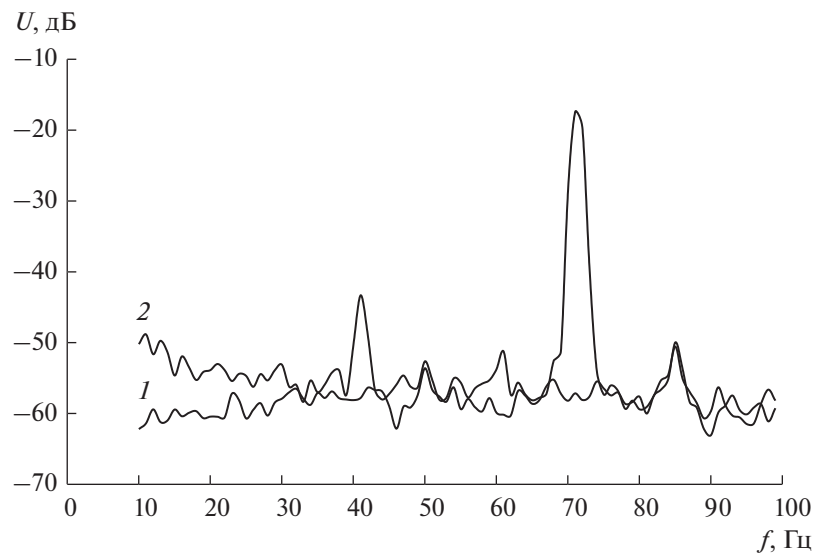


Рис. 5. Спектр шумового напряжения между вторым и опорным электродом в отсутствие движения жидкости (1) и при движении жидкости (2).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 4 представлен спектр шумового напряжения электрода 1 в отсутствие движения и при движении электролита. Спектр при движении электролита имеет изрезанный вид. Он имеет пики, расположенные на частотах 30, 61 и 91 Гц, соответствующих частоте пульсации средней скорости потока и ее гармоникам. Их высота на 12...18 дБ превышает средние значения спектральной плотности шума в окрестностях пиков. Спектр шумового напряжения электрода 2 (см. рис. 5) при движении электролита более гладкий. Пики на частотах 30, 61 и 91 Гц выражены слабо. Их высота на частотах 30 и 61 Гц на 10 дБ, а на частоте 91 Гц на 7 дБ ниже, чем в спектре электрода 1.

Полученный для электрода 2 выигрыш по шуму совпадает с расчетом, выполненным по формуле (7). Подобная картина наблюдалась во всех сеансах измерения. На всех измеренных автором спектрах электродного шума у электрода 2 высота пика на частоте пульсации скорости жидкости 30...31 Гц была на 7...13 дБ ниже, чем у электрода 1. Результаты эксперимента подтверждают правильность теории возникновения электродного шума, развитой ранее [7]. Эксперимент также подтвердил правильность предположения, что электродный шум движения датчика при его буксировке можно уменьшить в несколько раз выбором расположения электрода на плоской диэлектрической поверхности обтекателя. Однако следует иметь

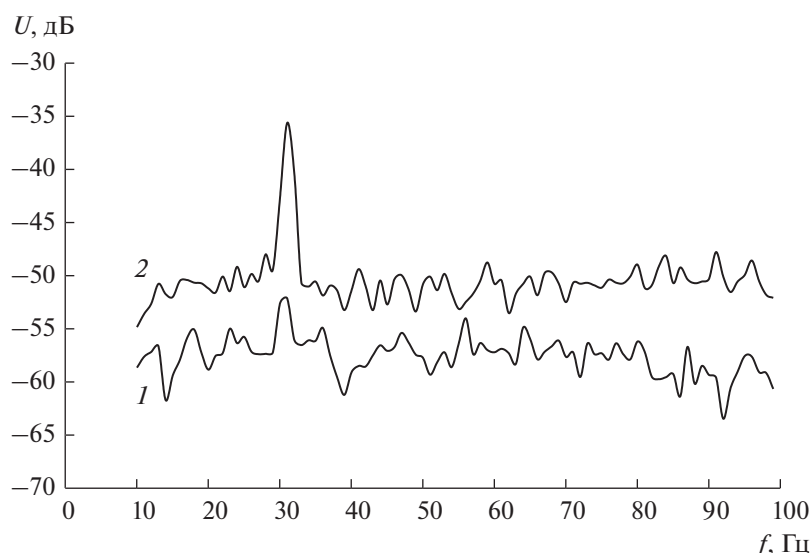


Рис. 6. Спектр напряжения на выходе датчика скорости жидкости при скорости 0.8 (1) и 1.1 м/с (2).

в виду, что при движении датчика в области с сильной турбулентностью, например при пересечении кильватерного следа, достичь существенного уменьшения шума движения вряд ли удастся.

Кроме пиков на частоте контролируемой пульсации скорости потока жидкости и ее гармониках, в спектрах на рис. 4 и 5 наблюдаются пики на других частотах. На частоте 50 Гц пик обусловлен проникновением в измерительный канал наводки от промышленной электрической сети. Пик на частоте 85 Гц присутствует в спектре электродного шума и при выключенном насосе, поэтому не связан с движением жидкости и представляет собой помеху неизвестного происхождения. Пики на частотах 41 и 71 Гц возникают только при работе центробежного насоса, приводящего жидкость в движение. При увеличении скорости вращения электродвигателя насоса эти пики смещаются в сторону более высоких частот. Высота этих пиков в спектрах шума электродов 1 и 2 практически одинакова. На рис. 6 показаны спектры напряжения с выхода датчика скорости жидкости, встроенного в трубопровод перед измерительной ячейкой, при двух скоростях движения жидкости. В спектре пульсаций скорости хорошо заметен пик на частоте работы электронного ключа 31 Гц, а на частотах 41 и 71 Гц пики не обнаружены. Следовательно, они представляют собой помеху от электродвигателя, возникающую из-за несовершенства экранирования измерительной ячейки. В промежутках между пиками оба электрода показывают близкие значения спектральной плотности шума. Спектры шума электродов 1 и 2 в отсутствие движения мало отличаются друг от друга. На частотах ниже 35 Гц спектральная плотность шума при движении электролита выше, чем в отсутствие движения, это превышение достигает 8...10 дБ на частоте

10 Гц. Исследуемые электроды находились в электролите более 60 сут. Как известно из [6], при уменьшении времени выдержки электродов в электролите указанное превышение существенно больше и заметно в более широкой полосе частот.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (№ 075-01133-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зимин Е.Ф., Кочанов Э.С. Измерение напряженности электрических и магнитных полей в проводящих средах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Взаимодействие электромагнитных полей контролируемых источников СНЧ диапазона с ионосферой и земной корой: Мат. Всерос. (с международным участием) научно-практического семинара. Апатиты: Геологический институт КНЦ РАН, 2014. Т. 1. 2015. Т. 2.
3. Бернштейн С.Л., Барроуз М.Л., Эванс Дж.Э. и др. // ТИИЭР. 1974. Т. 62. № 3. С. 5.
4. Максименко В.Г., Нарышкин В.И. // РЭ. 2003. Т. 48. № 1. С. 70.
5. Максименко В.Г. // РЭ. 2017. Т. 62. № 11. С. 1086.
6. Максименко В.Г. // Измерит. техника. 2017. № 9. С. 57.
7. Максименко В.Г. // РЭ. 2018. Т. 63. № 7. С. 720.
8. Максименко В.Г. // РЭ. 2021. Т. 66. № 5. С. 436.
9. Максименко В.Г. // РЭ. 2022. Т. 67. № 3. С. 268.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
11. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматлит, 1959.
12. Максименко В.Г. // РЭ. 2006. Т. 51. № 7. С. 786.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 533.9

К ТЕОРИИ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА
В ПОПЕРЕЧНОМ ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ© 2023 г. И. Н. Карташов^a, *, М. В. Кузелев^a^a Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Российская Федерация

*E-mail: igorkartashov@mail.ru

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 13.02.2023 г.

Принята к публикации 03.03.2023 г.

Рассмотрены электродинамические свойства плазмы высокочастотного емкостного разряда с магнитным полем вдоль пластин конденсатора. Вычислен комплексный импеданс такой системы. На основе эквивалентной электротехнической схемы плазменного конденсатора проанализированы резонансные свойства разряда. Продемонстрирована роль ионов в устойчивости дрейфующего в скрещенных электрическом и магнитном полях потока электронов.

DOI: 10.31857/S0033849423120094, EDN: HVCWTQ

ВВЕДЕНИЕ

Внешнее магнитное поле, перпендикулярное разрядному току, существенно влияет на электромагнитные свойства высокочастотного емкостного (ВЧЕ) разряда, что обусловлено в первую очередь затрудненностью поляризации плазмы поперек магнитного поля. В определенном диапазоне частот продольное электрическое поле слабо экранируется магнитоактивной плазмой в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, что наводит на мысль о возможном улучшении некоторых параметров ВЧЕ-разряда применением внешнего магнитного поля. Следует заметить, что в разрядах постоянного тока использование внешнего магнитного поля перпендикулярного разрядному току давно показало свою эффективность (даже необходимость) в стационарных плазменных двигателях (СПД) [1]. В этих двигателях существенной оказывается еще одна роль внешнего магнитного поля: поперечный дрейф замагниченных электронов плазмы в скрещенных постоянных внешнем магнитном и разрядном электрическом полях. Незамагниченные же ионы плазмы свободно ускоряются электрическим полем разряда, создавая тем самым тягу СПД [1].

В связи с задачей разработки низкоорбитальных космических аппаратов возникла идея замены рабочего газа СПД, а именно, инертный газ заменить на атмосферный воздух. Для преодоления возникших в связи с такой заменой трудностей бы-

ло предложено вместо разряда постоянного тока на базе стандартной конструкции СПД организовать ВЧЕ-разряд. Параметры холловских двигателей на ВЧЕ-разряде с поперечным магнитным полем исследованы в работе [2].

В данной работе не ставится задача расчета плазменного двигателя на ВЧЕ-разряде с поперечным магнитным полем. В реальной геометрии плазменного двигателя получить какие-либо аналитические результаты вряд ли возможно. Однако основной элемент плазменного двигателя — сам ВЧЕ-разряд в поперечном магнитном поле — в простейшей геометрии исследовать не сложно, чему и посвящена эта работа. Мы совсем не обсуждаем здесь вопросов создания и поддержания плазмы разряда, полностью действуя в духе работ [3, 4]. Фактически речь пойдет об электромагнитных, точнее электротехнических, свойствах плазменного конденсатора простейшей геометрии, помещенного в однородное внешнее магнитное поле.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ
ПЛАЗМЕННОГО КОНДЕНСАТОРА

Рассмотрим плоский плазменный конденсатор, помещенный в однородное внешнее магнитное поле, параллельное плоскостям обкладок конденсатора $x = 0$ и $x = d$. Пусть внешнее магнитное поле $\vec{B}_0 = \{0, 0, B_0\}$ направлено вдоль координатной оси z . Считая плазму холодной и пренебрегая движени-

ем тяжелых ионов, запишем следующую систему уравнений для скалярного потенциала электрического поля $\phi(t, x, y, z)$, гидродинамической плотности $N(t, x, y, z)$ и компонент гидродинамической скорости $V_{x,y,z}(t, x, y, z)$ электронов плазмы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} &= -4\pi e(N - n_{0e}), \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(NV_x) + \frac{\partial}{\partial y}(NV_y) + \frac{\partial}{\partial z}(NV_z) &= 0, \\ \frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} &= \\ &= \Omega_e V_y - \frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial x} - v_e V_x, \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} &= \\ &= -\Omega_e V_x - \frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial y} - v_e V_y, \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} &= -\frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial z} - v_e V_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Omega_e = eB_0/mc$ – электронная циклотронная частота, v_e – эффективная частота столкновений электронов (с нейтральными атомами и ионами), n_{0e} – невозмущенная плотность электронов плазмы. Пока считаем, что плотность плазмы в конденсаторе не зависит от координат. Полагая, что одна из обкладок конденсатора заземлена, а другая подсоединена к внешнему источнику синусоидального напряжения частоты ω , для скалярного потенциала запишем следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \phi(t, 0, y, z) &= 0, \\ \phi(t, d, y, z) &= -\text{Re}[U_0 \exp(-i\omega t)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Если расстояние между обкладками конденсатора мало по сравнению с их поперечным размером, то можно пренебречь краевыми эффектами (т.е. принять $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$) и записать систему (1) в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} &= -4\pi e(N - n_{0e}), \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(NV_x) &= 0, \\ \frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} &= \Omega_e V_y - \frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial x} - v_e V_x, \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} &= -\Omega_e V_x - v_e V_y, \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_z}{\partial x} &= -v_e V_z. \end{aligned} \quad (3)$$

Решение системы уравнений (3) возьмем следующее:

$$\begin{aligned} \phi_0(t, x) &= -E_0 x \exp(-i\omega t), \\ N(t, x, y, z) &= n_{0e}, \\ V_z(t, x, y, z) &= 0, \\ V_x(t, x, y, z) &= i \frac{e}{m} E_0 \exp(-i\omega t) \times \\ &\times \frac{(\omega + iv_e)}{(\omega + iv_e)^2 - \Omega_e^2} \equiv V_{0x}(t), \\ V_y(t, x, y, z) &= \frac{e}{m} E_0 \exp(-i\omega t) \times \\ &\times \frac{\Omega_e}{(\omega + iv_e)^2 - \Omega_e^2} \equiv V_{0y}(t), \end{aligned} \quad (4)$$

где $E_0 = U_0/d$, а комплексная амплитуда U_0 определена в (2). Отметим, что поскольку для решений (4) нелинейные члены в уравнениях (3) равны нулю, мы записали эти решения в комплексной форме, не выделяя вещественную часть. Вообще говоря, решение (4) не является единственным ввиду наличия производных по x в системе (3) и возможности постановки различных граничных условий для скорости. Если амплитуда колебаний частиц во внешнем электрическом поле и радиус ларморовского вращения малы по сравнению с d , то зависимость от координаты x в гидродинамической скорости также можно пренебречь и считать систему квазиоднородной, что и было сделано.

2. ИМПЕДАНС ПЛАЗМЕННОГО КОНДЕНСАТОРА

Наличие скорости $V_{0x}(t)$ приводит к появлению дополнительных поляризационных зарядов на обкладках конденсатора. Плотность поляризационного тока определяется формулой

$$\begin{aligned} j_p(t) &= \frac{\partial P_x}{\partial t} = en_{0e} V_{0x}(t) = \\ &= i \frac{\omega_{Le}^2}{4\pi} E_0 \exp(-i\omega t) \frac{(\omega + iv_e)}{(\omega + iv_e)^2 - \Omega_e^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где ω_{Le} – ленгмюровская частота электронов плазмы, а P_x – компонента вектора поляризации. Из (5) и формулы $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}$ находим выражение для нормальной к обкладкам конденсатора компоненты вектора индукции электрического поля

$$D_x = \varepsilon_{\perp}(\omega) E_0 \exp(-i\omega t), \quad (6)$$

где

$$\varepsilon_{\perp}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{Le}^2(\omega + iv_e)}{\omega[(\omega + iv_e)^2 - \Omega_e^2]}. \quad (7)$$

Используя далее граничное условие на обкладке конденсатора

$$D_x(x=0) = 4\pi\sigma_0$$

(σ_0 — поверхностная плотность электрического заряда), получаем следующее соотношение:

$$q_0 = \varepsilon_{\perp} \frac{S}{4\pi d} U_0, \quad (8)$$

где S — площадь обкладки конденсатора, q_0 — комплексная амплитуда электрического заряда на обкладке (с учетом временной зависимости, как это следует из (2), заряд обкладки конденсатора равен $\text{Re}[q_0 \exp(-i\omega t)]$). При получении (8) считалось, что $\sigma_0 = q_0/S$, что согласуется с предположением об отсутствии в конденсаторе краевых эффектов.

По определению емкостью конденсатора называется коэффициент пропорциональности между зарядом на обкладке и разностью потенциалов между обкладками. Таким образом, для емкости плазменного конденсатора имеем

$$C_p = \varepsilon_{\perp} C_0, \quad (9)$$

где $C_0 = S/(4\pi d)$ — емкость соответствующего вакуумного конденсатора.

Известно, что структура тензора диэлектрической проницаемости холодной однородной магнитоактивной плазмы определяется формулой [5, 6]

$$\varepsilon_{ij}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}(\omega) & \varepsilon_{xy}(\omega) & 0 \\ \varepsilon_{yx}(\omega) & \varepsilon_{yy}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz}(\omega) \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь $i, j = x, y, z$, а $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\perp}$, где $\varepsilon_{\perp}$ совпадает с величиной (7). Также известно, что емкость конденсатора с однородным изотропным диэлектрическим заполнением отличается от емкости соответствующего вакуумного конденсатора множителем ε_0 , где ε_0 — диэлектрическая проницаемость заполнения [7]. Формула (9) показывает, что аналогичный результат имеет место и в случае конденсатора, заполненного анизотропной магнитоактивной плазмой.

Предположим теперь, что рассматриваемый плазменный конденсатор включен в электрическую цепь, по которой протекает ток на частоте ω и с комплексной амплитудой I_0 . Поскольку амплитуды тока в цепи и поверхностного заряда на обкладке конденсатора связаны соотношением $I_0 = -i\omega q_0$, то формулу (8) можно записать в форме закона Ома для участка цепи $U_0 = I_0 Z_p$, где

$$Z_p = \frac{i}{\omega C_p} = \frac{i}{C_0 \omega} \frac{(\omega + i\nu_e)^2 - \Omega_e^2}{[(\omega + i\nu_e)^2 - \Omega_e^2] - \omega_{Le}^2(\omega + i\nu_e)} \quad (11)$$

— импеданс плазменного конденсатора. В бесстолкновительном пределе формула для импеданса принимает вид

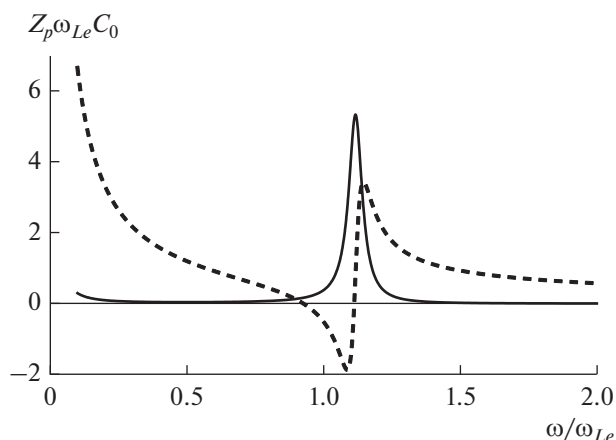


Рис. 1. Импеданс плазменного конденсатора: $\text{Re } Z_p$ (сплошная кривая), $\text{Im } Z_p$ (штриховая кривая).

$$Z_p = \frac{i}{\omega C_p} = \frac{i}{\omega C_0} \frac{\omega^2 - \Omega_e^2}{\omega^2 - \Omega_g^2}, \quad (12)$$

где $\Omega_g = \sqrt{\Omega_e^2 + \omega_{Le}^2}$ — верхняя гибридная частота.

Формулы (11) и (12) несложно обобщить на случай, когда плазма заполняет конденсатор не полностью. Пусть однородный слой плазмы отделен от обкладок конденсатора одинаковыми слоями изотропного диэлектрика с проницаемостью ε_0 , поэтому

$$\omega_{Le}^2(x) = \begin{cases} 0, & 0 < x < \Delta, \\ \omega_{Le}^2 = \text{const}, & \Delta \leq x \leq d - \Delta, \\ 0, & d - \Delta < x < d. \end{cases} \quad (13)$$

Очевидно, что если на границах слоя плазмы поместить бесконечно тонкие проводящие плоскости, то емкость конденсатора не изменится, но плазменный конденсатор с диэлектрическими слоями превратится в последовательное соединение двух диэлектрических конденсаторов и одного конденсатора с однородным плазменным заполнением. Так как при последовательном соединении импедансы складываются, то для импеданса плазменного конденсатора с диэлектрическими слоями имеем

$$Z_p = 2 \frac{i}{\omega C_{\Delta}} + \frac{i}{\omega \varepsilon_{\perp} C_0'}, \quad (14)$$

где

$$C_{\Delta} = \frac{\varepsilon_0 S}{4\pi \Delta}, \quad C_0' = \frac{S}{4\pi(d - 2\Delta)}. \quad (15)$$

На рис. 1 изображен импеданс плазменного конденсатора со следующими параметрами: $\nu_e/\omega_{Le} = 0.05$, $\Omega_e/\omega_{Le} = 0.5$, $\Delta/d = 0.3$, $\varepsilon_0 = 1$.

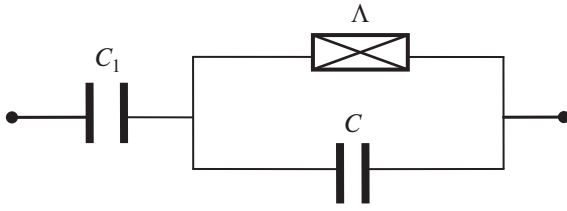


Рис. 2. Эквивалентная схема плазменного конденсатора.

3. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПЛАЗМЕННОГО КОНДЕНСАТОРА. РЕЗОНАНСЫ

Рассмотрим схему, изображенную на рис. 2, где C , C_1 и Λ обычные (не плазменные) емкости и индуктивность.

Комплексный импеданс для изображенной схемы определяется формулой

$$Z_0 = \frac{i}{\omega C_\Sigma} \frac{\omega^2 - \beta \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (16)$$

где $C_\Sigma = C_1 C / (C_1 + C)$, $\beta = C / (C_1 + C)$, а $\omega_0 = 1/\sqrt{\Lambda C}$. Сравнивая формулы (16) и (12), видим их полную тождественность, если положить

$$\left. \begin{aligned} C_\Sigma &= C_0 \\ \omega_0^2 &= \Omega_g^2 \\ \beta \omega_0^2 &= \Omega_e^2 \end{aligned} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{aligned} C &= C_0 \Omega_g^2 / \omega_{Le}^2 \\ C_1 &= C_0 \Omega_g^2 / \Omega_e^2 \\ \Lambda &= (\Omega_g^2 C_0)^{-1} \omega_{Le}^2 / \Omega_g^2 \end{aligned} \right. \quad (17)$$

Таким образом, эквивалентной схемой однородного плазменного конденсатора в поперечном внешнем магнитном поле является схема, представленная на рис. 2. Параметры эквивалентной схемы однозначно определяются формулами (17). В случае плазменного конденсатора с диэлектрическими прослойками, формулы (17) по-прежнему имеют место, только в эквивалентной схеме последовательно с конденсатором C_1 следует подключить две емкости C_Δ .

Формулы (17) и электрическая схема на рис. 2 применимы, если столкновениями в плазме можно пренебречь. Эквивалентную схему плазменного конденсатора со столкновениями можно сконструировать включением дополнительных активных сопротивлений, в первую очередь активного сопротивления последовательного индуктивности Λ . Мы не будем приводить здесь соответствующие схемы и формулы, поскольку в разных частотных диапазонах они оказываются неодинаковыми, в отличие от “бесстолкновительной” схемы рис. 2, справедливой при любой частоте ω .

Импеданс (12) и эквивалентный импеданс (16) имеют ноль и полюс. В случае импеданса (16) ноль соответствует резонансу напряжений, а по-

люс — резонансу токов в схеме, представленной на рис. 2. Следовательно, такие же резонансы имеют место и в плазменном конденсаторе в поперечном внешнем магнитном поле. Резонанс напряжений имеет место при

$$\omega = \Omega_e, \quad (18)$$

а резонанс токов — при

$$\omega = \sqrt{\omega_{Le}^2 + \Omega_e^2}. \quad (19)$$

При $v_e = 0$ в точке

$$\omega = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \Omega_e^2 + 2[\omega_{Le}^2 - (\epsilon_0 - 1)\Omega_e^2]\Delta/d}{\epsilon_0 - 2(\epsilon_0 - 1)\Delta/d}} \quad (20)$$

обращается в ноль и импеданс (14). Последняя формула дает условие резонанса напряжений в конденсаторе с диэлектрическими зазорами, а условие резонанса токов по-прежнему дается формулой (19). При $\epsilon_0 = 1$ и $\Omega_e = 0$ выражение (20) переходит в известное условие геометрического резонанса $\omega = \omega_{Le} \sqrt{2\Delta/d}$ [8].

На рис. 1 резонансу (19) соответствует точка, в которой вещественная часть импеданса достигает максимального значения, а резонансу (20) соответствует точка, в которой обращается в ноль мнимая часть импеданса. Заметим, что формулы (18)–(20) получены для случая бесстолкновительной плазмы, когда $v_e = 0$ и вещественная часть импеданса тождественно равна нулю. Однако при $v_e \ll \omega$ резонансные точки, показанные на рис. 1 и определяемые формулами (19) и (20), с точностью до величин v_e/ω совпадают.

Заметим, что понятие импеданса, так же как и само понятие высокочастотного разряда, имеют смысл только в квазистационарной области частот, которую можно определить неравенством

$$\frac{\omega}{c} d \ll 1. \quad (21)$$

Очевидно, что в соответствии с формулами (18)–(20) о резонансах напряжений и токов в плазменном конденсаторе уместно говорить только в том случае, когда электронная циклотронная частота Ω_e и электронная ленгмюровская частота ω_{Le} сами попадают в квазистационарную область. Например, в случае упомянутых ранее экспериментов [2] частота ω безусловно принадлежит квазистационарному диапазону, а Ω_e и ω_{Le} существенно выше. В этом случае для диэлектрической проницаемости (7) можно записать

$$\epsilon_\perp(\omega) = 1 + \frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e^2} \left(1 + i \frac{v_e}{\omega} \right). \quad (22)$$

При этом резонансные свойства конденсатора вообще не проявляются, а его эквивалентная схема

с учетом столкновений сводится к последовательному соединению емкости и активного сопротивления.

4. ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННОГО КОНДЕНСАТОРА В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Можно сказать, что формулы (4) описывают невозмущенное (равновесное) состояние плазмы и поля в рассматриваемом конденсаторе. Эти формулы являются точным решением нелинейной системы (3), а значит, и полной системы (1), если конечно пренебречь краевыми эффектами. Встает вопрос об устойчивости состояния, описываемого формулами (4). Попытаемся частично ответить, пренебрегая, как и прежде, движением ионов плазмы и считая, что плазма заполняет конденсатор полностью (без диэлектрических зазоров), а также полагая $v_e = 0$.

При наличии возмущений ищем решения уравнений (1) в виде

$$\begin{aligned}\varphi(t, x, y, z) &= \text{Re}[\varphi_0(t, x)] + \\ &+ \tilde{\varphi}(t, x) \exp(ik_y y + ik_z z), \\ V_x(t, x, y, z) &= \text{Re}[V_{0x}(t)] + \\ &+ \tilde{V}_x(t, x) \exp(ik_y y + ik_z z), \\ V_y(t, x, y, z) &= \text{Re}[V_{0y}(t)] + \\ &+ \tilde{V}_y(t, x) \exp(ik_y y + ik_z z),\end{aligned}\quad (23)$$

$$V_z(t, x, y, z) = \tilde{V}_z(t, x) \exp(ik_y y + ik_z z),$$

$$N(t, x, y, z) = n_{0e} + \tilde{N}(t, x) \exp(ik_y y + ik_z z),$$

где величины со знаком $\sim$ обозначают малые возмущения. При написании формул (23) мы считали конденсатор безграничным по координатам y и z , что согласуется с исходным предположением об отсутствии краевых эффектов. В линейном по возмущениям приближении из уравнений (1) имеем следующую систему для возмущений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial x^2} - (k_y^2 + k_z^2) \tilde{\varphi} &= -4\pi e \tilde{N}, \\ \frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} + \left(n_{0e} \frac{\partial \tilde{V}_x}{\partial x} + V_{0x}' \frac{\partial \tilde{N}}{\partial x} \right) + \\ &+ ik_y (n_{0e} \tilde{V}_y + V_{0y}' \tilde{N}) + ik_z n_{0e} \tilde{V}_z = 0, \\ \frac{\partial \tilde{V}_x}{\partial t} + V_{0x}' \frac{\partial \tilde{V}_x}{\partial x} + ik_y V_{0y}' \tilde{V}_x &= \Omega_e \tilde{V}_y - \frac{e}{m} \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x}, \\ \frac{\partial \tilde{V}_y}{\partial t} + V_{0x}' \frac{\partial \tilde{V}_y}{\partial x} + ik_y V_{0y}' \tilde{V}_y &= -\Omega_e \tilde{V}_x - ik_y \frac{e}{m} \tilde{\varphi}, \\ \frac{\partial \tilde{V}_z}{\partial t} + V_{0x}' \frac{\partial \tilde{V}_z}{\partial x} + ik_y V_{0y}' \tilde{V}_z &= -ik_z \frac{e}{m} \tilde{\varphi}.\end{aligned}\quad (24)$$

Здесь штрихом обозначены вещественные части скоростей V_{0x} и V_{0y} . Если рассматривать систему (24)

как краевую задачу по координате x , то ее исследование окажется весьма сложным. Учитывая упоминавшуюся выше квазиоднородность системы, поступим по-другому. Будем рассматривать всю схему, включающую плазменный конденсатор, источник напряжения, подводящие провода и т.п., как “кольцевую” систему, по которой распространяется некоторая волна. В этом случае зависимость возмущений от координаты x можно описать функцией $\exp(ik_x x)$. Тогда, исключая из (24) возмущение потенциала, несложно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{d\tilde{n}}{dt} + i(k_x \tilde{V}_x + k_y \tilde{V}_y + k_z \tilde{V}_z) + iW(t)\tilde{n} &= 0, \\ \frac{d\tilde{V}_x}{dt} + iW(t)\tilde{V}_x &= \Omega_e \tilde{V}_y - \frac{ik_x}{k^2} \omega_{Le}^2 \tilde{n}, \\ \frac{d\tilde{V}_y}{dt} + iW(t)\tilde{V}_y &= -\Omega_e \tilde{V}_x - \frac{ik_y}{k^2} \omega_{Le}^2 \tilde{n}, \\ \frac{d\tilde{V}_z}{dt} + iW(t)\tilde{V}_z &= -\frac{ik_z}{k^2} \omega_{Le}^2 \tilde{n}.\end{aligned}\quad (25)$$

Здесь $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, $\tilde{n} = \tilde{N}/n_{0e}$, а

$$\begin{aligned}W(t) &= k_x V_{0x}' + k_y V_{0y}' = \\ &= \frac{e}{m} \frac{\text{Re}[(ik_x \omega + k_y \Omega_e) E_0 \exp(-i\omega t)]}{\omega^2 - \Omega_e^2}.\end{aligned}\quad (26)$$

Несложно видеть, что заменой

$$\tilde{A}(t) \rightarrow \tilde{A}(t) \exp\left(-i \int W(t) dt\right),\quad (27)$$

($\tilde{A}(t)$ — любое из входящих в систему (25) возмущений) система преобразуется к виду

$$\begin{aligned}\frac{d\tilde{n}}{dt} + i(k_x \tilde{V}_x + k_y \tilde{V}_y + k_z \tilde{V}_z) &= 0, \\ \frac{d\tilde{V}_x}{dt} &= \Omega_e \tilde{V}_y - \frac{ik_x}{k^2} \omega_{Le}^2 \tilde{n}, \\ \frac{d\tilde{V}_y}{dt} &= -\Omega_e \tilde{V}_x - \frac{ik_y}{k^2} \omega_{Le}^2 \tilde{n}, \\ \frac{d\tilde{V}_z}{dt} &= -\frac{ik_z}{k^2} \omega_{Le}^2 \tilde{n}.\end{aligned}\quad (28)$$

Полагая входящие в (28) возмущения $\sim \exp(-i\tilde{\omega}t)$, стандартным образом получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$(k_x^2 + k_y^2) \left(1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\tilde{\omega}^2 - \Omega_e^2} \right) + k_z^2 \left(1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\tilde{\omega}^2} \right) = 0. \quad (29)$$

Последнее уравнение описывает так называемые косые ленгмюровские волны [9], но в силу замены (27) это — волны потока электронов с осциллирующей направленной скоростью. Поскольку частоты $\tilde{\omega}$, определяемые уравнением (29), всегда вещественные, то неустойчивость в плазменном

конденсаторе отсутствует. Правда результат этот получен в рамках весьма жестких предположений: неподвижные ионы, полное заполнение конденсатора плазмой, описание зависимости возмущений от координаты x функцией $\exp(ik_x x)$.

В качестве примера рассмотрим, к чему может привести учет движения ионов. При этом ограничимся стационарным случаем $\omega = 0$, имеющим прямое отношение к процессам в СПД. Хотя скорость дрейфа ионов такая же, как и дрейфовая скорость электронов, ионы плазмы можно считать немагнитными. Дело в том, что дрейфовое движение ионов нивелируется другими движениями, а именно — тепловым движением и движением, обусловленным возмущением самосогласованного электрического поля. Поэтому распределение ионов плазмы по скоростям считаем изотропным.

В этом случае тензор диэлектрической проницаемости плазмы получается прибавлением к диагональным членам тензора диэлектрической проницаемости электронов ионного вклада, равного $-\omega_{Li}^2/\tilde{\omega}^2$, где ω_{Li} — ионная ленгмюровская частота. Электронная диэлектрическая проницаемость получается из уравнений (25), в которых при $\omega = 0$ будет $W(t) = -k_y V_d$, где $V_d = eE_0/m\Omega_e$ — скорость дрейфа. В результате несложных вычислений для поперечной и продольной (поперек и вдоль внешнего магнитного поля) компонент тензора диэлектрической проницаемости электрон-ионной плазмы с анизотропными электронами и изотропными ионами получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned}\epsilon_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{(\tilde{\omega} - k_y V_d)^2 - \Omega_e^2} - \frac{\omega_{Li}^2}{\tilde{\omega}^2}, \\ \epsilon_{\parallel} &= 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{(\tilde{\omega} - k_y V_d)^2} - \frac{\omega_{Li}^2}{\tilde{\omega}^2}.\end{aligned}\quad (30)$$

Как известно, дисперсионное уравнение для определения частот $\tilde{\omega}$ системы с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\parallel}$ в потенциальном приближении имеет вид $(k_x^2 + k_y^2)\epsilon_{\perp} + k_z^2\epsilon_{\parallel} = 0$ [10]. Откуда, с учетом формул (30), получается следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned}1 - \frac{\omega_{Li}^2}{\tilde{\omega}^2} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2} \frac{\omega_{Le}^2}{(\tilde{\omega} - k_y V_d)^2 - \Omega_e^2} - \\ - \frac{k_z^2}{k^2} \frac{\omega_{Le}^2}{(\tilde{\omega} - k_y V_d)^2} = 0,\end{aligned}\quad (31)$$

при решении которого следует считать, что выполнено неравенство $\omega_{Li}^2 \ll \omega_{Le}^2$. Несложно видеть, что дисперсионное уравнение (31) имеет комплексные решения относительно частоты $\tilde{\omega}$,

т.е. описывает неустойчивую систему. Рассмотрим два частных случая.

В случае если доминирующей является k_z -компонента, то уравнение (31) перейдет в уравнение

$$1 - \frac{\omega_{Li}^2}{\tilde{\omega}^2} - \frac{\omega_{Le}^2}{(\tilde{\omega} - k_y V_d)^2} = 0, \quad (32)$$

по виду совпадающее с уравнением, описывающим известную бунемановскую неустойчивость безграничной плазмы с током [6, 10]. Из (32), предполагая выполненным неравенства $|\tilde{\omega}| \ll |k_y V_d|$, несложно получить следующие приближенные выражения для инкремента неустойчивости:

$$\begin{aligned}\tilde{\omega} &= i\omega_{Li} \frac{|k_y V_d|}{\sqrt{\omega_{Le}^2 - |k_y V_d|^2}}, \quad |k_y V_d| < \omega_{Le}, \\ \tilde{\omega} &= \frac{1 + i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{1}{2} \omega_{Li}^2 \omega_{Le} \right)^{1/3}, \quad |k_y V_d| = \omega_{Le}.\end{aligned}\quad (33)$$

Применительно к плазменному конденсатору с поперечным магнитным полем неустойчивость с инкрементами (33) уместно назвать дрейфово-бунемановской неустойчивостью, нерезонансной (первый инкремент (33)) и резонансной (второй инкремент (33)). Величину k_y в (33) можно оценить из того соображения, что длина волны возмущений в конденсаторе должна быть кратна размеру L_y обкладки конденсатора в этом направлении, например, $k_y \sim \pi/L_y$.

Во втором частном случае малых k_z уравнение (31) записывается в виде

$$1 - \frac{\omega_{Li}^2}{\tilde{\omega}^2} - \frac{\omega_{Le}^2}{(\tilde{\omega} - k_y V_d)^2 - \Omega_e^2} = 0, \quad (34)$$

откуда для инкрементов получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned}\tilde{\omega} &= i\omega_{Li} \sqrt{\frac{|k_y V_d|^2 - \Omega_e^2}{\Omega_g^2 - |k_y V_d|^2}}, \quad \Omega_e < |k_y V_d| < \Omega_g, \\ \tilde{\omega} &= \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{1}{2} \omega_{Li}^2 \omega_{Le} \frac{\omega_{Le}}{|k_y V_d|} \right)^{1/3}, \quad |k_y V_d| = \Omega_g.\end{aligned}\quad (35)$$

Неустойчивость с инкрементом (35) можно классифицировать как дрейфово-циклотронную неустойчивость — нерезонансную (первый инкремент (35)) и резонансную (второй инкремент (35)). Вероятно, что в случае конденсатора с ВЧ-полем, т.е. при $\omega \neq 0$, при учете движения ионов должны появиться еще какие-то неустойчивости, например параметрические, рассмотрению которых мы предполагаем посвятить отдельную работу.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда (проект № 22-29-00642).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Морозов А.И.* Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. 3. С. 443. М.: Наука, 2000.
2. *Shvydkiy G.V., Zadiriev I.I., Kralkina E.A., Vavilin K.V.* // *Vacuum*. 2020. V. 180. P. 109588.
3. *Александров А.Ф., Кузелев М.В.* Теоретическая плазменная электротехника. М.: Изд-во физического факультета МГУ, 2011.
4. *Александров А.Ф., Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* // *РЭ*. 2010. Т. 55. № 7. С. 826.
5. *Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1970.
6. *Кузелев М.В.* Введение в физику плазмы. М.: Ленанд, 2022.
7. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Электричество. М.: Физматлит, 2004.
8. *Савинов В.П.* Физика высокочастотного емкостного разряда. М.: Физмалит, 2013.
9. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: Ленанд, 2018.
10. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высш. шк., 1978.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.624;537.632

ГЕЛИКОИДАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ
МАГНЕТИКОВ В БИГАРМОНИЧЕСКОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ© 2023 г. А. Ф. Кабыченков^а, Ф. В. Лисовский^{а, *}^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: lisovsky.f@yandex.ru

Поступила в редакцию 16.07.2022 г.

После доработки 02.02.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2023 г.

Построена фазовая диаграмма нецентросимметричного ферромагнетика в присутствии бигармонического светового поля. Показана возможность существования в зонах неустойчивости спиральных магнитных структур и выполнен анализ их свойств. Обсуждена возможность практического использования полученных результатов.

DOI: 10.31857/S0033849423110050, EDN: UHZGNW

ВВЕДЕНИЕ

Учет магнитной симметрии, влияющей практически на все свойства магнитоупорядоченных сред, позволил не только выяснить причину возникновения известных, но непонятных явлений, но и предсказать и обнаружить целый ряд ранее неизвестных явлений, в частности, пьезомагнетизм, слабый ферромагнетизм, магнитоэлектрический эффект, существование геликоидальных структур и др. (см., например, [1–3]). Более того, именно учет магнитной симметрии позволил разобраться в описании и классификации прямых [1–5] и обратных (оптомагнитных) [6–13] магнитооптических эффектов, возникающих вследствие зависимости диэлектрической проницаемости от намагниченностей подрешеток, магнитного поля, дисторсии, упругих натяжений, поляризации, электрического поля, температуры, их градиентов [11] и комбинации этих параметров. Было указано также, что в антиферромагнетиках могут существовать оптопьезомагнитный, оптомагнитоэлектрический, оптопироманитный и другие эффекты [14].

В отличие от квазимонохроматических световых волн, которые, как известно, благодаря нелинейному магнитоэлектрическому взаимодействию создают постоянные и однородные эффективные магнитные поля [7–14], полигармоническое световое поле создает переменные и неоднородные эффективные магнитные поля [11, 15, 16]. Частоты этих полей могут лежать в области частот ферромагнитного (ФМ) или антиферромагнитного (АФМ) резонанса, что дает возможность эффективно возбуждать прецессию намагниченности световым воздействием [16].

Влияние неоднородных светоиндуцированных (СИ) магнитных полей на поведение магнетика особенно сильно сказывается в средах без центра инверсии, у которых основное состояние является неоднородным [1], причем масштаб неоднородностей намагниченности в общем случае может быть сопоставимым с масштабом неоднородностей, создаваемых светом. Характерным для нецентросимметричных магнетиков (см. далее) является наличие в выражении для термодинамического потенциала неоднородных слагаемых типа $b_{ijk}M_{ik}(\partial M_k/\partial x_j)$, которые могут иметь отрицательный знак и понижать энергию. Коэффициент b_{ijk} изменяет знак под действием операции пространственной инверсии, поэтому это слагаемое существует только в магнетиках без центра инверсии.

Цель данной работы – дать подробный анализ влияния СИ-полей на свойства и поведение нецентросимметричных кубических ферромагнетиков для простейшего варианта внешнего полигармонического светового поля, а именно бигармонического, когда в безграничной среде вдоль определенного направления распространяются две волны светового диапазона, имеющие различные частоты ω_1, ω_2 и волновые векторы $\vec{k}_1, \vec{k}_2$. Выбор данного варианта позволяет получить аналитическое решение динамических уравнений, а процедура проведения анализа свойств и поведения магнетиков может быть использована и для других полигармонических световых пакетов. Были рассмотрены случаи попутного и встречного распространения двух волн с параллельной и

антипараллельной ориентацией волновых векторов соответственно. Оказалось, что однонаправленные гармоники наводят постоянные и однородные СИ-поля, противоположенные или неколлинеарные — непостоянные и неоднородные.

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Плотность энергии для выбранного случая можно записать в виде

$$w = w_0 + w_m + w_{ml}, \quad (1)$$

где

$$w_m = w_{me} + w_{ma} + w_{mne} + w_{mnr} - \vec{M} [\vec{H} - (1/2) \vec{H}_d]$$

— плотность энергии магнитной подсистемы,

$$w_{me} = (1/2) A \vec{M}^2 + (1/4) B \vec{M}^4$$

— плотность энергии однородного обменного взаимодействия,

$$w_a = (1/4) K (M_x^4 + M_y^4 + M_z^4)$$

— плотность энергии кристаллической анизотропии, $w_{mne} = (1/2) a (\partial \vec{M} / \partial x_i)^2$ — плотность энергии неоднородного обменного взаимодействия, w_{mnr} — плотность связанной с релятивистским взаимодействием энергии, присущей кристаллам без центра симметрии, которая для класса симметрии $\bar{4}3m$ равна

$$w_{mnr} = \frac{1}{2} b \left[M_x \left(\frac{\partial M_y}{\partial z} + \frac{\partial M_z}{\partial y} \right) + M_y \left(\frac{\partial M_z}{\partial x} + \frac{\partial M_x}{\partial z} \right) + M_z \left(\frac{\partial M_x}{\partial y} + \frac{\partial M_y}{\partial x} \right) \right],$$

для класса симметрии 432 (например, для MnSi и FeGe) $w_{mnr} = (1/2) b \vec{M} \text{rot} \vec{M}$ [1], для класса симметрии $m\bar{3}m$ (например, для $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) $w_{mnr} = 0$, $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d$ — напряженность внутреннего магнитного поля, $\vec{H}_0$ — напряженность внешнего магнитного поля, $\vec{H}_d$ — напряженность поля размагничивания.

В центросимметричных магнетиках основное состояние будет однородным, причем вектор намагниченности будет направлен по ребру элементарной ячейки или по пространственной диагонали при положительной и отрицательной константах анизотропии соответственно. В нецентросимметричных магнетиках минимум плотности неоднородной энергии будет отрицательным, т.е. $w_{mne} + w_{mnr} < 0$, и основное состояние будет неоднородным.

Выражение для средней по времени плотности энергии кристалла в световом поле при слабом

поглощении и малой временной дисперсии может быть представлено в виде

$$w_{ml} = (1/16\pi) \epsilon_{ij\omega} E_i E_j^*, \quad (2)$$

где $\epsilon_{ij\omega} = \partial(\omega \epsilon_{ij}) / \partial \omega$ (ϵ_{ij} — диэлектрическая проницаемость), E_i — компоненты комплексного электрического поля световой волны [1]. В ферромагнетике с учетом неоднородных эффектов Фарадея и Коттона—Мутона

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{(0)} + i \alpha_{ijk} M_k + i \alpha'_{ijkl} \frac{\partial M_k}{\partial x_l} + \beta_{ijkl} M_k M_l + \beta'_{ijklm} M_k \frac{\partial M_l}{\partial x_m} + \dots \quad (3)$$

и в бигармоническом световом поле

$$\vec{E} = \vec{E}_0^{(1)} \exp(i\psi_1) + \vec{E}_0^{(2)} \exp(i\psi_2)$$

плотность энергии описывается выражением

$$w_{ml} = \vec{M}^2 Q_0 + M_i M_j Q_{ij} - \vec{M} \vec{G} - \vec{J} \vec{G}', \quad (4)$$

где

$$Q_0 = (1/16\pi) \beta_{12\omega} \left(|\vec{E}_0^{(1)}|^2 + |\vec{E}_0^{(2)}|^2 \right) + (\vec{E}_0^{(1)} \vec{E}_0^{(2)*}) \exp(i\psi) + (\vec{E}_0^{(2)} \vec{E}_0^{(1)*}) \exp(-i\psi),$$

$\beta_{\lambda\mu}$ — константы линейного магнитного двулучепреломления, $\beta_{\lambda\mu\omega} = \partial(\beta_{\lambda\mu}) / \partial \omega$, $\vec{E}_0^{(1,2)}$ и $\psi_{1,2} = \vec{k}_{1,2} \vec{x} - \omega_{1,2} t$ — амплитуды и фазы гармоник, $\omega_1 \approx \omega_2$, $\psi = \psi_1 - \psi_2 = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{x} - (\omega_1 - \omega_2) t$, $Q_{ij} = ((\beta_{11\omega} - \beta_{12\omega}) \delta_{ij} + \beta_{44\omega} (1 - \delta_{ij})) T_{ij}^{(s)}$ — константы магнитной СИ-анизотропии,

$$T_{ij}^{(s)} = (1/16\pi) [E_{0i}^{(1)} E_{0j}^{(1)*} + E_{0i}^{(2)} E_{0j}^{(2)*} + E_{0i}^{(1)} E_{0j}^{(2)*} \exp(i\psi) + E_{0i}^{(2)} E_{0j}^{(1)*} \exp(-i\psi) + \text{с.с.}]$$

— тензор “светового напряжения” (с.с. — комплексное сопряжение), $\vec{G} = \alpha_\omega \vec{G}_0$ — вектор напряженности эффективного магнитного СИ-поля [1], $\alpha_\omega = \partial(\omega \alpha) / \partial \omega$ (α — константа циркулярного однородного магнитного двулучепреломления),

$$\vec{G}_0 = (i/16\pi) \{ [\vec{E}_0^{(1)*} \vec{E}_0^{(1)}] + [\vec{E}_0^{(2)*} \vec{E}_0^{(2)}] + [\vec{E}_0^{(1)*} \vec{E}_0^{(2)}] \exp(i\psi) + [\vec{E}_0^{(2)*} \vec{E}_0^{(1)}] \exp(-i\psi) + \text{с.с.} \}.$$

$\vec{J}$ — вектор тороидного момента (“эффективного тока”), компоненты которого для класса симметрии $\bar{4}3m$ имеют вид

$$\begin{aligned} J_x &= \partial M_y / \partial z + \partial M_z / \partial y, \\ J_y &= \partial M_z / \partial x + \partial M_x / \partial z, \\ J_z &= \partial M_x / \partial y + \partial M_y / \partial x, \end{aligned}$$

для класса симметрии 432 вектор $\vec{J} = -\text{rot} \vec{M}$; для centrosymmetричных магнетиков классов $m3m$ или $m3$ вектор $\vec{J} = 0, \vec{G}' = \alpha'_\omega \vec{G}_0$ – эффективный СИ “векторный потенциал”, $\alpha'_\omega = \partial(\omega\alpha')/\partial\omega$ (α' – константа неоднородного циркулярного магнитного двулучепреломления).

Эффективное магнитное поле в общем случае представляется выражением

$$\vec{H}^{\text{эф}} = -(\delta\omega/\delta\vec{M}) = -\partial\omega/\partial\vec{M} + \partial(\partial\omega/\partial(\partial\vec{M}/\partial x_i))\partial x_i,$$

которое с учетом (1) и (4) для магнетика с классом симметрии 432 сводится к виду

$$\vec{H}^{\text{эф}} = \vec{H} + \vec{G} - (A + 2Q_0 + B\vec{M}^2)\vec{M} - (KM_i^3 + 2Q_{ij}M_j)\vec{e}_i - \text{rot}(b\vec{M} + \vec{G}') + a\Delta\vec{M}, \quad (5)$$

где $\vec{e}_i$ – базисные вектора. Отсюда следует, что световое поле создает эффективное магнитное поле, обменное поле, поле анизотропии и обменно-релятивистское поле. Как уже упоминалось ранее, однонаправленные гармоники наводят постоянные и однородные СИ-поля, противоположные или неколинеарные – непостоянные и неоднородные. Для неоднородного распределения намагниченности с несохраняющимся модулем стационарные состояния определяются из уравнения $\vec{H}^{\text{эф}} = 0$.

2. МАГНЕТИК В ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Для линейно поляризованных световых волн $\vec{E}_0^{(1)} = \vec{E}_0^{(2)} = (0, 0, E_{0z}^{(1)})$, распространяющихся вдоль оси x , в отсутствие поля $\vec{H}$ имеем

$$[A_i + Q_i \cos(k_x x) + B\vec{M}^2 + KM_i^2]M_i\vec{e}_i + b\text{rot}\vec{M} - a\Delta\vec{M} = 0, \quad (6)$$

где $k_x = k_{1x} - k_{2x}$, $\beta_{11\omega} = \partial(\beta_{11})/\partial\omega$, $\beta_{12\omega} = \partial(\beta_{12})/\partial\omega$, $A_i = A + Q_{00} + Q_{33}\delta_{iz}$, $Q_i = Q_{00} + Q_{33}\delta_{iz}$, $Q_{00} = (\beta_{12\omega}/8\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$, $Q_{33} = ((\beta_{11\omega} - \beta_{12\omega})/4\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$.

Световое поле изменяет константу неоднородного обменного взаимодействия и наводит одноосную анизотропию с осью в плоскости волнового фронта.

Для однонаправленных волн (с $k_{1x} = k_{2x}$) СИ-поля будут однородными и возможны такие основные состояния: парамагнитное (ПМ), когда $\vec{M} = 0$, однородное ферромагнитное (ФМ) и неоднородное ферромагнитное (НФМ). Противонаправлен-

ные волны (с $k_{1x} = -k_{2x}$) изменяют и модулируют константу однородного обмена, а уравнение (6) представляет собой нелинейное уравнение Матъе с “затуханием” [17]. Положение зон устойчивости и неустойчивости решений этого уравнения для полигармонических волн (в том числе и для би-гармонических) не может быть непосредственно определено по диаграмме Айнса–Стретта [17], которая относится к “одноволновому” случаю и использует декартовы оси координат с нормированными на параметры этой волны значениями. В полигармоническом случае варьирование параметров светового поля может вызывать каскад фазовых переходов, происходящих не только при изменении амплитуды, но при изменении длины волны света. Основное состояние при этом определяется взаимодействием собственной и наведенной световым полем структур. Обратимся к анализу этих явлений.

Ограничимся случаем линейных уравнений (6) при $Q_{00} \gg Q_{33}$, тогда имеем

$$[A_x + Q_{00} \cos(k_x x)]M_x - a(\partial^2 M_x / \partial x^2) = 0, \\ [A_x + Q_{00} \cos(k_x x)]M^\pm \pm ib(\partial M^\pm / \partial x) - a(\partial^2 M^\pm / \partial x^2) = 0, \quad (7)$$

где $M^\pm = M_y \pm iM_z$. Компоненту M_x для рассматриваемой геометрии задачи следует положить равной нулю. В этих условиях замена переменных $M^\pm = m^\pm \exp(\pm ik_0 x)$, где $k_0 = b/2a$, переводит второе уравнение системы (7) в уравнение Матъе

$$(\partial^2 m^\pm / \partial \xi^2) + [\delta + \varepsilon \cos(2\xi)]m^\pm = 0, \quad (8)$$

где $\xi = k_1 x$, $\delta = -(A_b/ak_1^2)$, $A_b = A_x - ak_0^2$, $\varepsilon = -(Q_{00}/ak_1^2)$, решения которого выражаются через специальные функции [17].

3. АНАЛИЗ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Для получения приближенных решений уравнения (8) методом теории возмущений (см. [18]) представим все функции и параметры в виде разложения по малому параметру $|\varepsilon| \ll 1$, т.е.

$$m^\pm = m_0^\pm + \varepsilon m_1^\pm + \varepsilon^2 m_2^\pm + \dots, \\ \delta = n^2 + \varepsilon \delta_1 + \varepsilon^2 \delta_2 + \dots \quad (9)$$

Подставляя ряды (9) в уравнение (8), находим, что

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 m_0^\pm}{\partial \xi^2} + n^2 m_0^\pm &= 0, \\ \frac{\partial^2 m_1^\pm}{\partial \xi^2} + n^2 m_1^\pm &= -[\delta_1 + \cos(2\xi)] m_0^\pm, \\ \frac{\partial^2 m_2^\pm}{\partial \xi^2} + n^2 m_2^\pm &= -[\delta_1 + \cos(2\xi)] m_1^\pm - \delta_2 m_0^\pm.\end{aligned}\quad (10)$$

Анализ показывает, что при $n = 1$, $\delta_1 = -1/2$, $\delta_2 = -1/32$ уравнение (10) имеет следующие периодические решения:

$$M_y = 2c_1 \cos(q_0 \xi) C_{1\varepsilon}, \quad M_z = 2c_1 \sin(q_0 \xi) C_{1\varepsilon}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned}C_{1\varepsilon} &= \cos \xi + [(\varepsilon/16) + \varepsilon^2(\delta_1/128)] \cos 3\xi - \\ &\quad - \varepsilon^2(\delta_2/24) \cos 5\xi,\end{aligned}$$

c_1 – константа, $q_0 = k_0/k_1$, а при $n = 1$ и $\delta_1 = 1/2$, $\delta_2 = -1/32$

$$M_y = -2c_1 \sin(q_0 \xi) S_{1\varepsilon}, \quad M_z = -2c_1 \sin(q_0 \xi) S_{1\varepsilon}, \quad (12)$$

где $S_{1\varepsilon} = \sin \xi + [(\varepsilon/16) + \varepsilon^2(\delta_1/128)] \sin 3\xi - \varepsilon^2(\delta_2/24) \sin 5\xi$. Соотношения (11) и (12) определяют смещенные по фазе спирали с двумя периодами: собственным $x_0 = 2\pi/k_0$, и светоиндуцированным $x_1 = 2\pi/k_1$. Линии $\delta = 1 \pm (1/2)\varepsilon - (1/32)\varepsilon^2$, в ненормированных координатах описываемые уравнениями

$$\begin{aligned}-A &= a(k_1^2 - k_0^2) + \\ &+ Q_{00}(1 - (\pm 1/2) - (1/32)(Q_{00}/ak_1^2)),\end{aligned}$$

определяют левую и правую границы первой области неустойчивости. Граничные решения в линейном приближении будут устойчивыми.

Во второй зоне при значениях $n = 2$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = 5/24$, существуют следующие периодические решения:

$$M_y = 2c_1 \cos(q_0 \xi) C_{2\varepsilon}, \quad M_z = 2c_1 \sin(q_0 \xi) C_{2\varepsilon}, \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned}C_{2\varepsilon} &= \cos(2\xi) + \varepsilon(1/24)(-3 + \cos(4\xi)) + \\ &+ \varepsilon^2(1/24)(1/32)\cos(6\xi),\end{aligned}$$

а при $n = 2$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = -1/24$, имеем

$$\begin{aligned}M_y &= -(\pm)2c_1 \sin(q_0 \xi) S_{2\varepsilon}, \\ M_z &= \pm 2c_1 \cos(q_0 \xi) S_{2\varepsilon},\end{aligned}\quad (14)$$

где

$$\begin{aligned}S_{2\varepsilon} &= \sin(2\xi) + \varepsilon(1/24)\sin(4\xi) + \\ &+ \varepsilon^2(1/24)(1/32)\sin(6\xi).\end{aligned}$$

Спираль, определяемая уравнением (13), имеет один период x_0 , а спирали, определяемые уравнением (14), два: x_0 и $x_1/2$. Первую можно рассматривать как сумму двух спиралей с периодом x_0 и с периодами x_0 и $x_1/2$. Уравнения $\delta = 2 + (5/24)\varepsilon^2$ и $\delta = 2 - (1/24)\varepsilon^2$, в ненормированных параметрах имеющие вид

$$-A = a(2k_1^2 - k_0^2) + Q_{00}(1 + (5/24)Q_{00}/ak_1^2)$$

и

$$-A = a(2k_1^2 - k_0^2) + Q_{00}(1 - (1/24)Q_{00}/ak_1^2),$$

определяют границы второй области неустойчивости.

Найдем среднюю по периоду энергию

$$\langle w \rangle = \int_0^{2\pi} w d\xi$$

для всех представляющих интерес ситуаций. При $n = 1$ (в первой зоне) для спирали, задаваемой выражением (11), энергия

$$\langle w_1 \rangle = 4\pi c_1^2 [(A_b + 2Q_{00})\varepsilon_0 + ak_1^2 \varepsilon_0' + \varepsilon_1^+ Q_{00}],$$

где $\varepsilon_0 = (1/2)(1 + \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)$, $\varepsilon_0' = (1/2)(1 + 9\varepsilon_1^2 + 25\varepsilon_2^2)$, $\varepsilon_1^{(+)} = (1/2) + \varepsilon_1 + \varepsilon_1 \varepsilon_2$.

В линейном приближении по Q_{00} ПМ-состояние будет устойчиво при $A_1 = A + a(k_1^2 - k_0^2) + 3Q_{00} > 0$, а спиральное при $A_1 < 0$. В квадратичном приближении по Q_{00} ПМ-состояние будет устойчиво при $A_1 + A_{11} > 0$, а спиральное при $A_1 + A_{11} < 0$, где $A_{11} = (Q_{00}/16ak_1^2)^2 (A + ak_0^2 - 23ak_1^2)$.

При $n = 1$ для спирали, определяемой выражением (12), энергия

$$\langle w_2 \rangle = 4\pi c_1^2 [(A_b + 2Q_{00})\varepsilon_0 + ak_1^2 \varepsilon_0' + \varepsilon_1^{(-)} Q_{00}],$$

где $\varepsilon_1^{(-)} = -(1/2) + \varepsilon_1 + \varepsilon_1 \varepsilon_2$.

В линейном приближении по Q_{00} условием существования для ПМ-состояния служит требование $A_2 = A + a(k_1^2 - k_0^2) + Q_{00} > 0$, а для спирального состояния – требование $A_2 < 0$. В квадратичном приближении по $(n = 2)$ ПМ-состояние при $A_2 + A_{21} > 0$ и спиральное при $A_2 + A_{21} < 0$, где $A_2 = A + a(k_1^2 - k_0^2) + Q_{00} > 0$, $A_{21} = A_{11}$.

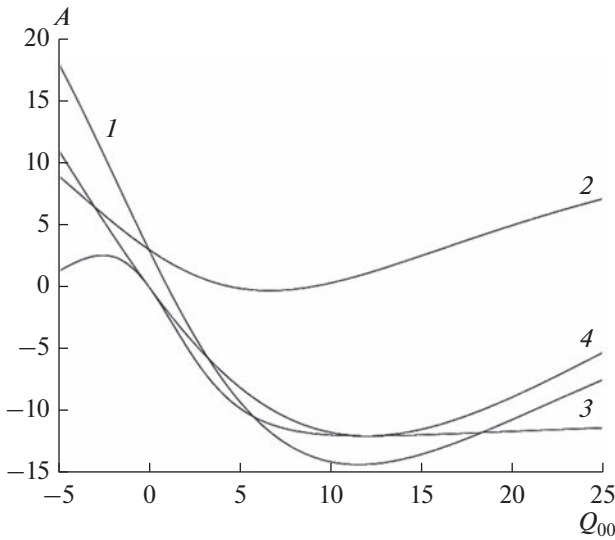


Рис. 1. Диаграмма фазовых состояний в квадратичном приближении: линии 1–4 определяют границы парамагнитного состояния и спиральных состояний (11)–(14) соответственно.

Во второй зоне ($n = 2$) для спирали, определяемой выражением (13), энергия в квадратичном приближении по Q_{00} будет равна

$$\langle w_3 \rangle = 4\pi c_1^2 (A_3 + A_{31}), \quad \text{где} \\ A_3 = A + a(4k_1^2 - k_0^2) + 2Q_{00},$$

где $A_{31} = (Q_{00}/24ak_1^2)^2(19A - 19ak_0^2 + 256ak_1^2)$, и, следовательно, ПМ-состояние существует при $A_3 + A_{31} > 0$, а спиральное – при $A_3 + A_{31} < 0$.

При $n = 2$ для спирали, определяемой выражением (14) энергия в квадратичном приближении по Q_{00} будет равна

$$\langle w_4 \rangle = 4\pi c_1^2 (A_4 + A_{41}),$$

где $A_4 = A_3$, $A_{41} = (Q_{00}/24ak_1^2)^2(A - ak_0^2 - 32ak_1^2)$, следовательно, при $A_4 + A_{41} > 0$ будет устойчива ПМ-фаза, а в области $A_4 + A_{41} < 0$ – спиральная фаза. В линейном по Q_{00} приближении энергия $\langle w_4 \rangle = 4\pi c_1^2 A_4$, где $A_4 = A_3$, следовательно, при $A_3 > 0$ будет устойчива ПМ-фаза, а в области $A_3 < 0$ – спиральная фаза.

На рис. 1 показана диаграмма фазовых состояний в квадратичном приближении при $k_1\sqrt{a} = 1$ и $k_0\sqrt{a} = 2$, где линии 1–4, отделяющие определяющими уравнениями $A_l + A_{l1} = 0$, $l = 1-4$, отделяют парамагнитное состояние (выше линий) от спиральных состояний (ниже линий) соответственно. При больших значениях A парамагнитное состояние с ростом Q_{00} переходит в спиральное состояние. В интервале $0 < A < 3$ с увеличением Q_{00} ос-

новное состояние (12), определяемое в основном собственной спиральной структурой, сменяется парамагнитным состоянием, а далее парамагнитное состояние снова переходит в спиральное состояние (12), определяемое в основном спиральной СИ-структурой. При $Q_{00} > 0$ энергия спирали, описываемой уравнением (12), меньше, чем у других и, следовательно, она будет основным состоянием, а остальные спирали будут метастабильными. При $Q_{00} < 0$ основным состоянием будет спираль, описываемая уравнением (11), а остальные спирали будут метастабильными.

4. МАГНЕТИК В ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

В случае циркулярно поляризованных световых волн, распространяющихся вдоль оси x , у которых $E_{0z}^{(1)} = -iE_{0y}^{(1)}$, $E_{0z}^{(2)} = -iE_{0y}^{(2)}$ и $E_{0z}^{(1)} = E_{0z}^{(2)}$, линейные уравнения состояния в поле $\vec{H}_0 = (H_{0x}, 0, 0)$ при существовании зависимости $M_i(x)$ имеют вид

$$\begin{aligned} [A_{12} + Q_{12} \cos(k_x x)] M_x - a(\partial^2 M_x / \partial x^2) = \\ = H_{0x} + G_{00} [1 + \cos(k_x x)], \\ [A_{11} + Q_{11} \cos(k_x x)] M^{\pm} \pm \\ \pm ibM^{\pm} - a(\partial^2 M^{\pm} / \partial x^2) = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

где $A_{12} = A + 4\pi + 2Q_{12}$, $A_{11} = A + 2Q_{11}$, $Q_{12,11} = (\beta_{12\omega,1\omega}/4\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$, $G_{00} = (\alpha_{\omega}/4\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$. Плоские световые волны наводят “векторный потенциал” $G'_x = (a'_w/a_w)G_{00}(1 + \cos(k_x x))$, однородный по фронту, который не входит в уравнение (15), так как $\text{rot} \vec{G}' = 0$ (см. (5)), однако пучок света влияет на магнитные состояния [14].

Видно, что по сравнению с уравнением (6) первое уравнение в системе (15) имеет правую часть с однородным и неоднородным слагаемыми. Световое поле перенормирует обменную константу, наводит одноосную анизотропию с осью по направлению распространению волн и смещает внешнее магнитное поле. В области больших эффективных полей в приближении $ak_1^2 \ll A_{12}$ намагниченность $M_x = (H_{0x} + G_{00}(1 + \cos(k_x x)))/(A_{12} + Q_{12}\cos(k_x x))$, откуда следует, что первое уравнение системы (15) приобретает вид

$$\begin{aligned} [\delta' + \varepsilon' \cos(2\xi)] M_x + \\ + \partial^2 M_x / \partial \xi^2 = -H' - G' \cos(2\xi), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\delta' = -A_{12}/ak_1^2$, $\varepsilon' = -Q_{12}/ak_1^2$, $H' = (H_{0x} + G_{00})/ak_1^2$, $G' = G_{00}/ak_1^2$. В области характерных волновых чисел можно использовать разложение типа (9) и систему (10). Тогда в окрестности “ос-

новного резонанса" $n = 1$ выражения для намагниченности приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} M_x &= a_{c0} + a_{c1} \cos(2\xi) + \\ &+ a_{c2} \cos(4\xi) + a_{c3} \cos(6\xi) + c_1 C_{1e}, \\ M_x &= a_{s0} + a_{s1} \cos(2\xi) + \\ &+ a_{s2} \cos(4\xi) + a_{s3} \cos(6\xi) + c_1 S_{1e}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} a_{c0,s0} &= -H' + \varepsilon'(1/2)(-(\pm)H' - (1/3)G') - \\ &- \varepsilon'^2(1/6)((11/16)H' \pm (1/3)G'), \\ a_{c1,s1} &= (1/3)G' - \varepsilon'(1/3)(H' \pm (1/6)G') - \\ &- \varepsilon'^2(1/9)(\pm H' + ((64 \pm 5)/160)G'), \\ a_{c2,s2} &= \varepsilon'(1/90)(G' - \varepsilon'(H' \pm (1/5)G')), \end{aligned}$$

c_1 — константа.

Внешнее и магнитные СИ-поля наводят продольную компоненту вектора намагниченности и подавляют фазовый переход ПМ-ФМ. В данном случае спирали будут иметь продольную компоненту. Тем не менее фазовый переход может происходить и по поперечным компонентам намагниченности (второе уравнение в (15) подобно второму уравнению в (7)).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты могут представлять определенный интерес для спинтроники. Существование в нецентросимметричных ферромагнетиках в присутствии бигармонического светового воздействия различных спиральных состояний, по существу, предоставляет разработчикам устройств для передачи и обработки информации новые рабочие среды, свойствами которых можно управлять извне. Бигармоническое световое поле, например, можно использовать для создания магнитных сверхрешеток для спиновых волн.

Отметим также, что в последнее время бигармонические поля находят несколько неожиданные, но исключительно важные применения, например, для идентификации и динамического контроля состояний кубита в квантовой электронике (см., например, [19]).

Для экспериментов можно использовать схему эффекты Саньяка, Физо и лазерных гироскопов.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.
2. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
3. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшинин В.В. и др. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. М.: Физматлит, 2001.
4. Смоленский Г.А., Писарев Р.В., Синий И.Г. // Успехи физ. наук. 1975. Т. 116. № 2. С. 231.
5. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988.
6. Ожогин В.И., Шапиро В.Г. Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
7. Питаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 5. С. 1450.
8. Pershan P.S., van der Ziel I.P., Malmstrom L.D. // Phys. Rev. 1966. V. 143. № 2. P. 574.
9. Балбашов А.М., Зон Б.А., Купершмидт В.Я. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 5. С. 304.
10. Кабыченков А.Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 10. С. 1219.
11. Kabychenkov A.F. Non-Linear Electromagnetic Systems: Advanced Techniques and Mathematical Methods / Ed. V. Kose, J. Sievert. Amsterdam: IOS Press. 1998. P. 879.
12. Иванов Б.А. // Физика низких температур. 2014. Т. 40. № 2. С. 119.
13. Калашникова А.М., Киммель А.В., Писарев Р.В. // Успехи физ. наук. 2005. Т. 185. № 10. С. 1064.
14. Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В. // ЖТФ. 2022. Т. 92. № 3. С. 453.
15. Кабыченков А.Ф. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 3. С. 682.
16. Кабыченков А.Ф. // ФТТ. 2006. Т. 48. № 3. С. 485.
17. Зайцев В.Ф., Полянин А.Д. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Физматлит, 2001.
18. Найфе А.Х. Методы возмущений. М.: Мир, 1976.
19. Денисенко М.В., Солянин А.М. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. № 12. С. 1059.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

УДК 621.396,621.391

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО КОГЕРЕНТНОМУ СЛОЖЕНИЮ ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСОВ В БЕСПРОВОДНОМ КАНАЛЕ

© 2023 г. Л. В. Кузьмин^{а, *}, Е. В. Ефремова^а, В. В. Ицков^а, А. С. Зубков^{а, б}

^а Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^б Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московской области, 140701 Российская Федерация

*E-mail: lvkuzmin@gmail.com

Поступила в редакцию 28.09.2023 г.

После доработки 28.09.2023 г.

Принята к публикации 09.10.2023 г.

Экспериментально продемонстрирована возможность когерентного сложения хаотических радиоимпульсов в беспроводном канале. Описан способ получения хаотических радиоимпульсов, имеющих начальный участок с близкими по форме колебаниями. Хаотические радиоимпульсы формируются и излучаются независимыми конструктивно идентичными генераторами хаотических колебаний, каждый из которых модулируется последовательностью видеоимпульсов питания. Показано, что на выходе антенны, принимающей сигналы от двух излучателей, наблюдается когерентное сложение хаотических радиоимпульсов.

DOI: 10.31857/S0033849423120100, EDN: HLUBDD

ВВЕДЕНИЕ

Применение хаотических сигналов в задачах передачи информации — это популярная область прикладных исследований [1–3], где такие сигналы используются для расширения спектра, ортогонализации, обеспечения многопользовательского доступа, в качестве несущих колебаний в сверхширокополосных системах связи радиодиапазона [4–8].

Необходимым условием для организации когерентных методов обработки сигналов является обеспечение повторяемости их формы в том или ином виде при передаче и приеме. Традиционно для этого используют цифровые методы синтеза сигналов. Например, в [9] рассматриваются кодовые последовательности ультракоротких импульсов на базе хаотических кодовых последовательностей в сочетании с позиционной модуляцией. В [10] описывается способ синтеза последовательностей из ультракоротких импульсов, формируемых при помощи логистического отображения. В [11] предлагаются расширяющие последовательности, получаемые на базе пространственно-временных отображений с хаосом. В [12] анализируется возможность использования дискретных хаотических последовательностей для расширения спектра в CDMA. В [13] рассматриваются хаотические расширяющие последовательности в комбинации с преобразованием Фурье.

В контексте использования хаотических сигналов в задачах диаграммообразования в [14] описывается радар на основе ММО с большим расстоянием между антеннами. В [15] ставится задача по формированию узких диаграмм направленности для радаров на хаотических сигналах. В [16] обсуждается проблема направленной передачи информации за счет пространственно-частотного разделения, достигаемого при помощи хаотических последовательностей.

Создание способов направленной беспроводной передачи и диаграммообразования в сверхширокополосных (СШП) системах особенно актуально, так как допустимая излучаемая мощность отдельных СШП-приемопередатчиков не может превышать предельных значений, которые на несколько порядков меньше аналогичных уровней спектральной плотности мощности для узкополосных систем. Поэтому управление направленностью излучения СШП-сигналов является важным способом увеличения отношения сигнал/шум в точке приема.

Цель данной работы — экспериментальная демонстрация когерентного сложения близких по форме хаотических радиоимпульсов в беспроводном канале. Импульсы при этом формируются не цифровым, а аналоговым образом при помощи генераторов хаоса. Метод их получения основан на результатах работ [3, 17, 18], где было показано,

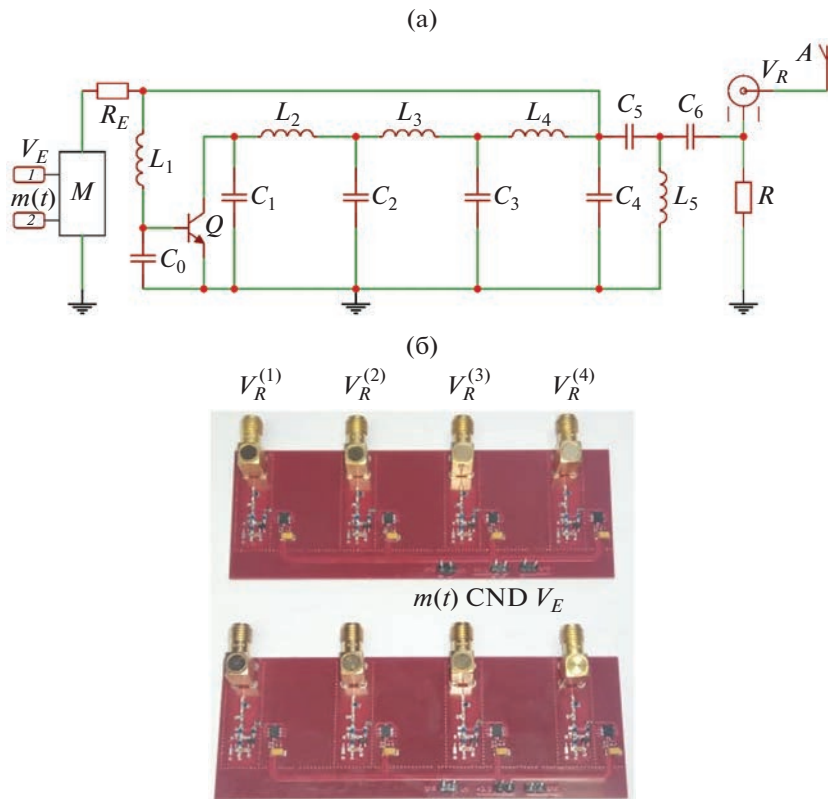


Рис. 1. Схема генератора хаотических колебаний (а): 1 — вход питания с амплитудой V_E ; 2 — вход для подачи видеоимпульсов питания $m(t)$; V_R — сигнал на выходе генератора для подачи на антенну. Макеты генераторов хаоса (б), применяемых в эксперименте: GND — земля, $V_R^{(1)}$, $V_R^{(2)}$, $V_R^{(3)}$, $V_R^{(4)}$ — СВЧ-выходы генераторов.

что имеется физически и инженерно реализуемый способ получения таких импульсов с повторяющейся формой. С практической точки зрения это интересно, так как временная когерентность при излучении импульсов потенциально дает возможность использовать независимые излучатели хаотических радиопульсов для организации заданной диаграммы направленности. Для реализации этого необходимо убедиться в возможности когерентного сложения импульсов в заданной точке пространства, что и показывается в данной статье.

1. ГЕНЕРАТОР ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Генератор хаоса, используемый в данной работе, относится к семейству одностранторных генераторов, теоретические и экспериментальные подходы к созданию которых разрабатывались в течение ряда лет [19–23] и которые пользуются популярностью и активно исследуются [24] до сих пор.

В работе используется генератор [3] (рис. 1а), имеющий частотно-избирательную систему 12-го

порядка, при помощи которой формируются хаотические колебания в частотном диапазоне от 100 до 500 МГц, с плоской огибающей спектра в пределах данной полосы.

Согласно методу [3, 25] хаотические СШП-радиоимпульсы в генераторах этого класса формируются путем включения и выключения единственного источника внешнего питания (V_E) в заданные интервалы времени. В данном случае питание включается и выключается внешним видеосигналом $m(t)$. Автоколебания в системе возникают при отпирании перехода база-эмиттер транзистора при превышении напряжением V_E некоторого порогового значения. Режим работы генератора во включенном состоянии определяется амплитудой питания V_E .

Динамическая система, описывающая данный генератор, имеет единственное положение равновесия [3]. Благодаря этому при выключении питания генератор переходит в состояние покоя, так что при подаче видеоимпульса питания он каждый раз стартует с одних и тех же начальных условий, обеспечивая генерацию хаотических радиопульсов, начальные участки которых совпадают с высокой степенью точности.

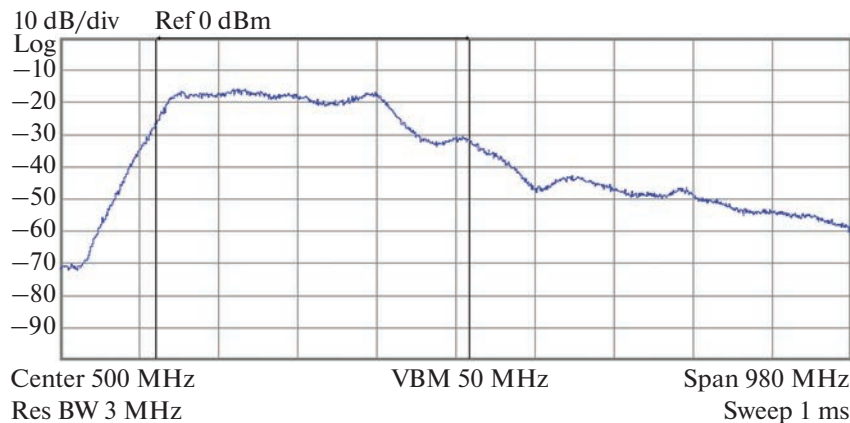


Рис. 2. Спектральная плотность мощности сигнала генератора хаоса для напряжения питания $V_E = 3.56$ В (скриншот спектроанализатора Agilent 9444N): центр (Center) – 500 МГц, охват по частоте (Span) – 980 МГц.

Описываемые эксперименты проводили на базе двух макетов, каждый из которых состоит из четырех конструктивно идентичных экземпляров генераторов хаотических колебаний, выполненных на единой печатной плате из однотипных радиоэлементов (см. рис. 16). Точность подбора номиналов составляет 2%. Использовались радиоэлементы общего назначения, доступные в свободной продаже со следующими номиналами: $L_1 = 47$ нГн; $L_2 = 10$ нГн; $L_3 = 47$ нГн; $L_4 = 27$ нГн; $L_5 = 47$ нГн; $C_0 = 0.4$ пФ; $C_1 = 1.5$ пФ; $C_2 = 10$ пФ; $C_3 = 15$ пФ; $C_4 = 15$ пФ; $C_5 = 10$ пФ; $C_6 = 10$ пФ; $R_E = 52.3$ Ом; $R = 50$ Ом; $R_1 = 25$ Ом; $R_2 = 25$ Ом; $R_3 = 25$ Ом; $R_4 = 25$ Ом; $R_5 = 25$ Ом.

Подача питания на генераторы хаотических колебаний реализована через общий для всех генераторов вход питания V_E , от которого питание подводится на каждый генератор в отдельности. Длина проводников питания, соединяющих общий для всех генераторов вход по питанию со входом питания каждого генератора в отдельности, сделана равной для обеспечения совпадения момента времени включения генераторов. Включение генераторов осуществляется при помощи ключей, управляемых сигналом $m(t)$, так что хаотический сигнал генерируется, если $m(t) = 0$, не генерируется если $m(t) = 1$ (инверсная логика).

К выходам $V_R^{(1)}$, $V_R^{(2)}$, $V_R^{(3)}$, $V_R^{(4)}$ может подключаться нагрузка (антенна). При постоянной подаче питания генераторы формируют непрерывный хаотический сигнал, спектр мощности которого изображен на рис. 2. Мощность сигнала каждого генератора составляет 1.4 мВт при напряжении питания 3.6 В и потребляемом токе 50 мА.

Как было показано в [3], данные генераторы обеспечивают воспроизводимость формы начального участка колебаний в импульсе как в пределах импульсной последовательности от одного

генератора, так и между различными образцами генераторов, что необходимо для осуществления когерентного сложения сигналов от разных экземпляров генераторов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная проверка возможности когерентного сложения хаотических радиоимпульсов в заданной точке пространства осуществлялась в соответствии со схемой на рис. 3а на стенде (рис. 3б), в котором были использованы описанные выше генераторы хаотических колебаний (см. рис. 1).

Идея эксперимента заключается в синхронном (одновременном) включении генераторов $G1$, $G2$, под управлением модулирующего видеоимпульса, одновременном излучении хаотических радиоимпульсов и наблюдении выходного сигнала на приемной антенне $A3$, которая находится на одинаковом расстоянии d от излучающих антенн $A1$, $A2$.

Цель эксперимента – убедиться, что: 1) при подаче сигнала от каждого из генераторов $G1$ и $G2$ в отдельности формируется на выходе антенны $A3$ последовательность из хаотических радиоимпульсов, начальные участки которых совпадают; 2) при согласованном излучении хаотических радиоимпульсов излучателями $G1-A1$, $G2-A2$ происходит их когерентное сложение в точке приема $A3$, при этом форма начального участка хаотических радиоимпульсов сохраняется от импульса к импульсу (необходимое условие когерентного сложения).

Напряжения на панели генераторов хаоса $G1$, $G2$ подается от единого источника питания P_S . Формирование хаотических радиоимпульсов осуществлялось при значении напряжения питания генераторов $V_E = 3.56$ В. Одновременное излучение хаотических радиоимпульсов обеспечивалось за счет

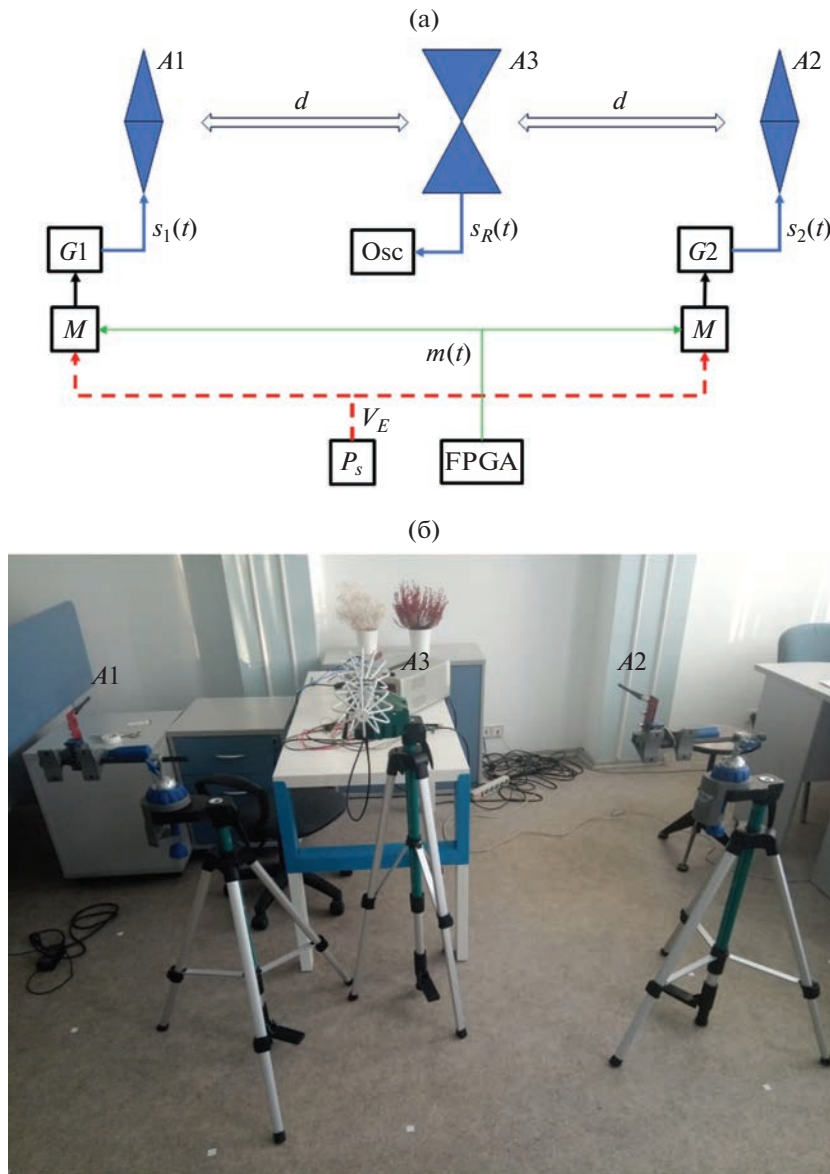


Рис. 3. Схема (а) и фото (б) стенда для реализации когерентного сложения хаотических сигналов $s_1(t)$ и $s_2(t)$, поступающих от генераторов хаоса G_1 и G_2 соответственно; FPGA — генератор периодической последовательности видеоимпульсов $m(t)$ на базе ПЛИС; P_s — источник питания, M — ключ, модулирующий питание генераторов; A_1, A_2 — излучающие антенны; A_3 — приемная антенна, $d = 1$ м.

синхронной подачи на оба генератора видеоимпульсов питания $m(t)$ макетной платой FPGA (рис. 3а).

Результаты измерений приведены на рис. 4 и 5. На рис. 4 изображены реализации трех хаотических радиоимпульсов длительностью 625 нс, формируемых на выходе приемной антенны A_3 при излучении сигнала генератором G_1 при помощи антенны A_1 . Прямоугольниками отмечена область начала хаотических радиоимпульсов, где форма сигнала совпадает с высокой степенью точности как между различными импульсами, производимыми одним генератором, так и между импульса-

ми, производимыми разными экземплярами генераторов.

Сигнал $s_R(t)$, регистрируемый приемной антенной A_3 , переводили в цифровую форму с помощью осциллографа с частотой оцифровки 2.5 ГГц, выделяли из этого сигнала моменты начала радиоимпульсов за счет синхронизации с модулирующим сигналом $m(t)$ и сравнивали начальные фрагменты импульсов друг с другом (рис. 5). На рисунке представлены реализации начальных фрагментов 10 хаотических радиоимпульсов, когда на приемную антенну подается сигнал с гене-

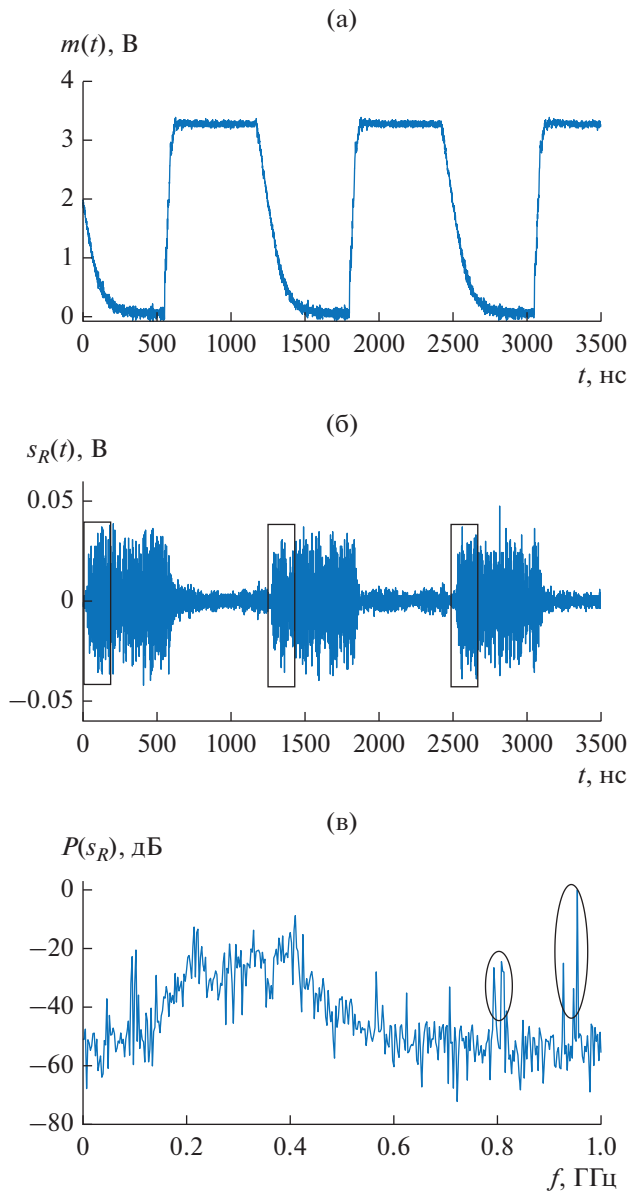


Рис. 4. Реализации сигнала $m(t)$, модулирующего питание генератора (а); реализации сигнала $s_R(t)$ на выходе антенны АЗ (б) при излучении сигнала от генератора $G1$ через антенну А1 (прямоугольниками отмечены области импульсов, содержащие близкие по форме участки сигналов); и спектр мощности (в) этого сигнала $P(s_R(t))$, овалами отмечены частоты сотовой связи, наблюдаемые в эксперименте.

ратора $G1$ (см. рис. 5а), генератора $G2$ (см. рис. 5б) и с обоих генераторов (см. рис. 5в).

Можно убедиться, что начальные формы импульсов на протяжении приблизительно 35 нс во всех трех случаях одинаковы. Это означает, что когерентность начальных фрагментов радиоимпульсов сохраняется при синхронном во времени излучении последовательности импульсов одновременно от обоих генераторов. При этом на ан-

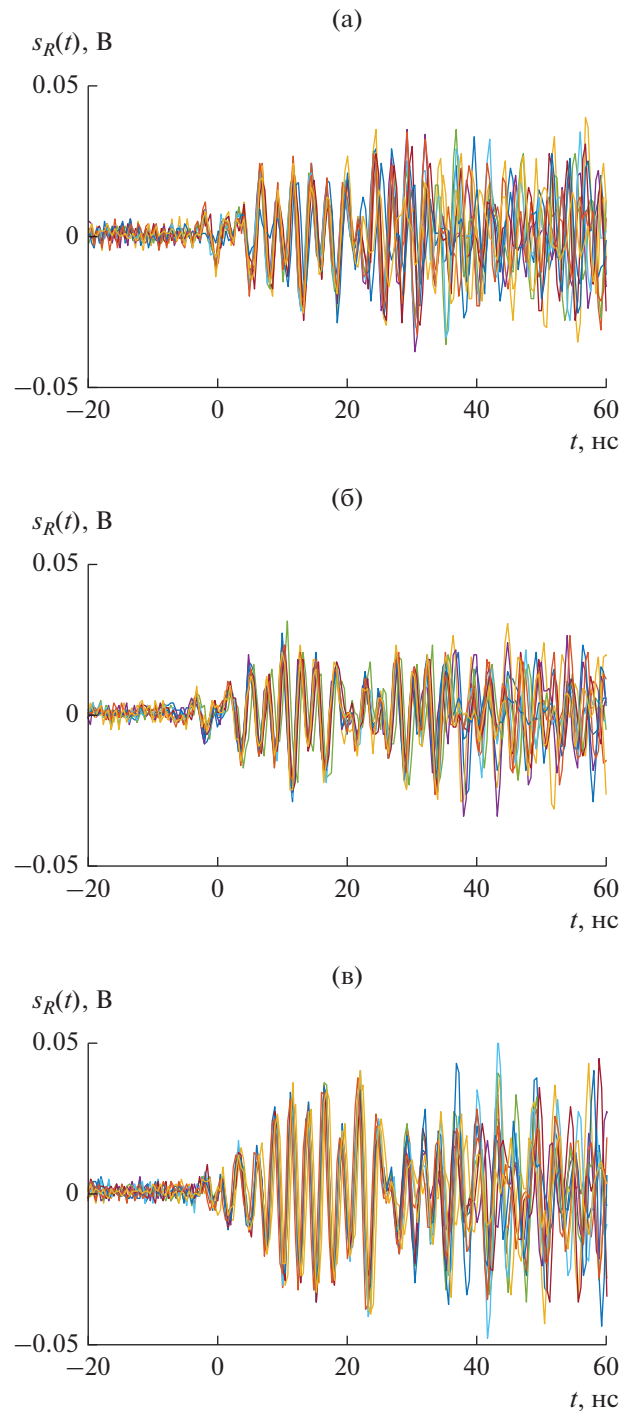


Рис. 5. Реализации 10 хаотических радиоимпульсов на выходе антенны АЗ, совмещенные по времени их начала, при передаче на антенну сигнала от каждой пары $G1-A1$ (а) и $G2-A2$ (б) и при передаче сигнала одновременно от $G1-A1$ и $G2-A2$ (в).

тенне АЗ формируется сигнал с амплитудой в $\sim\sqrt{2}$ превышающий амплитуду сигнала от каждого из генераторов в отдельности, т.е. мощность сигнала удваивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально продемонстрировано формирование близких по форме хаотических радиопульсов, прошедших беспроводный канал, и возможность когерентного сложения таких импульсов на приемной антенне. Импульсы при этом излучаются двумя независимыми генераторами хаотических колебаний в согласованные моменты времени.

Возможность реализации когерентного сложения хаотических радиопульсов в беспроводном канале при их излучении независимыми генераторами хаотических колебаний практически полезна для разработки приемно-передающих СШП-систем с ограниченной спектральной плотностью мощности излучения.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00297).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kaddout G. // IEEE Access. 2016. № 4. P. 2621.
2. Kuzmin L.V., Efremova E.V. // Electronics. 2023. № 12. P. 1324.
3. Kuzmin L.V., Efremova E.V., Itskov V.V. // Sensors. 2023. № 23. P. 6864.
4. Дмитриев А.С., Герасимов М.Ю., Ицков В.В. и др. // РЭ. 2017. Т. 62. № 4. С. 354.
5. Dmitriev A.S., Kuzmin L.V., Lazarev V.A. et al. // Proc. 2017 Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SINKHROINFO). Kazan. 3–4 Jul. N.Y.: IEEE, Paper No. 7997519.
6. Кузьмин Л.В., Гриневич А.В., Ушаков М.Д. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. № 16. С. 48.
7. Кузьмин Л.В., Гриневич А.В. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 16. С. 33.
8. Messaadi M., Teguig D., Sadoudi S. et al. // J. Commun. Technologies and Electronics. 2021. V. 66. № 2. P. S194.
9. Erkucuk S., Kim D.I. // Proc. 2004 IEEE Global Telecommunications Conf. GLOBECOM'04. Dallas. 29 Nov.–3 Dec. N.Y.: IEEE, 2004. V. 2. P. 804.
10. Manikandan M.S.K., Ravikumar S., Abhaikumar V., Thiruvengadam S. J. // Proc. 2007 2nd Int. Conf. on Communication Systems Software and Middleware Bangalore. 7–2 Jan. N.Y.: IEEE, 2007. Paper № 382453.
11. Kotti A., Meherzi S., Marcos S., Belghith S. // Proc. 2009 First Int. Conf. on Communications and Networking. Chennai. 3–6 Nov. N.Y.: IEEE, 2009. Paper № 5373551.
12. Liu C., Cheng J., Zhang R. // Proc. 2019 12th Int. Symp. Computational Intelligence and Design (ISCID). Hangzhou. 14–15 Dec. N.Y.: IEEE, 2009. V. 2. P. 235.
13. Yuan G., Chen Z., Gao X., Zhang Y. // IEEE Comm. Lett. 2021. V. 25. № 9. P. 2834.
14. Haimovich A.M., Blum R.S., Cimini L.J. // IEEE Signal Processing Magaz. 2008. V. 25. № 1. P. 116.
15. Ben Z.J., Belghith S. // Proc 2016 24th Int. Conf. on Software, Telecommunications and Computer Networks (SoftCOM). Split. 22–24 Sept. N.Y.: IEEE, 2016. Paper № 777227.
16. Zeng G., Liao Y., Wang J., Liang Y.-C. // IEEE Trans. 2023. V. VT-72. № 8. P. 10965.
17. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Кузьмин Л.В., Атанов Н.В. // РЭ. 2006. Т. 51. № 5. С. 593.
18. Атанов Н.В., Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Кузьмин Л.В. // РЭ. 2006. Т. 51. № 12. С. 1454.
19. Kennedy M.P. // IEEE Trans. 1994. V. CS I-41. № 11. P. 771.
20. Peter K. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2002. V. 12. № 10. P. 2229.
21. Lindberg E., Murali K., Tamasevicius A. // IEEE Trans. 2005. V. CS II-52. № 10. P. 661.
22. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Максимов Н.А., Григорьев Е.В. // РЭ. 2007. Т. 52. № 10. С. 1232.
23. Ефремова Е.В., Дмитриев А.С. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 2. С. 1.
24. Minati L., Innocenti G., Mijatovic G. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2022. № 157. Article 111878.
25. Andreyev Y. V., Dmitriev A. S., Efremova E. V. et al. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2005. V. 15. № 11. P. 3639.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПОГОННЫХ ПАРАМЕТРОВ
И ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОПРОВОДНЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ© 2023 г. А. Е. Максимов^а *, С. П. Куксенко^а^а Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
ул. Вершинина, 47, Томск, 634034 Российская Федерация

*E-mail: mae@tusur.ru

Поступила в редакцию 21.07.2022 г.

После доработки 20.03.2023 г.

Принята к публикации 30.03.2023 г.

Рассмотрены особенности вычисления матриц погонных параметров и характеристик многопроводных линий передачи. Представлена методика расчета матриц первичных погонных параметров многопроводных линий передачи. Сформулированы критерии точности расчета емкостной матрицы. Отмечена необходимость точного учета взаимовлияния между проводниками линии передачи для корректной оценки искажений распространяемых в ней сигналов. Продемонстрировано влияние погонных параметров многопроводных линий передачи на отклики и глазковые диаграммы в конце их активных проводников. Изучено влияние расстояний от крайних проводников до границ поперечных сечений линий передачи на точность вычисления их емкостных матриц. С использованием метода моментов показано, что известные подходы к определению этих расстояний не всегда дают точные или экономичные результаты. На примере нескольких линий передачи с разным числом диэлектрических слоев и проводников, а также с экраном и без него определены минимальные значения этого расстояния, при которых удастся добиться точного и экономичного расчета их емкостных матриц.

DOI: 10.31857/S0033849423120136, EDN: AGAMTZ

ВВЕДЕНИЕ

Линии передачи широко используются при создании элементов современных радиоэлектронных средств в виде межсоединений цифровых схем, фильтров, кабельных жгутов, цифровых шин, датчиков, линий связи и пр. При этом повышение скорости передачи данных и плотности монтажа приводят к необходимости более точного учета электромагнитных связей в линиях передачи [1, 2]. Поэтому M близко расположенных одиночных линий передачи следует рассматривать как одну многопроводную линию передачи (МПЛП) с M проводниками. При этом для обеспечения целостности сигналов в МПЛП важно оценивать ее параметры и характеристики, такие как отклик, глазковая диаграмма, уровни перекрестных помех, джиттер, искажения фронтов и амплитуд сигналов.

Перекрестные помехи обусловлены близким расположением активных и пассивных проводников МПЛП: из-за взаимных емкостей и индуктивностей между ними происходит нежелательная передача электромагнитной энергии от активного проводника к пассивным. Выделяют перекрестные помехи на ближнем и дальнем концах проводников МПЛП [3, <https://protect.gost.ru/document.aspx?control=7&id=187895>, <https://protect.gost.ru/document.aspx?control=31&baseC=6&page=40&month=5&year=2020&search=2.&id=234082>]. При этом если по пассивным проводникам МПЛП также распространяются полезные сигналы, то перекрестные помехи складывается с ними, что может повлиять на работоспособность системы в целом. Например, в работах [4–6] показано, что уровень перекрестных помех на дальних концах пассивных проводников МПЛП может достигать до 60% от амплитуды сигнала в активном проводнике.

Проблема целостности сигналов наиболее критична для высокоскоростной передачи данных (частота сигналов выше 100 МГц или их фронты меньше 10 нс) [7]. Одним из путей решения этой проблемы является минимизация взаимных емкостей и индуктивностей между проводниками МПЛП за счет их разнесения в пространстве. Например, известно правило “ $3h$ ”, согласно которому проводники микрополосковых МПЛП должны быть разнесены на расстояние, равное утроенной толщине подложки, для уменьшения уровня перекрестных помех до 10% [8, 9]. Однако для печатных плат с высокой плотностью межсоединений этому правилу часто не удастся удовлетворить и требуется поиск альтернативных технических реше-

ний, например, установка дополнительных заземленных (защитных) проводников и (или) изменение параметров сигнала в активном проводнике [10]. Поэтому при проектировании МПЛП требуется тщательное математическое моделирование с использованием программных средств [11–17].

Для математического моделирования МПЛП широкое использование получил подход, основанный на квазистатическом приближении, при котором сначала производится расчет матриц первичных параметров линии, а затем вычисление ее характеристик с использованием телеграфных уравнений [18–21]. Этот подход реализован во многих как коммерческих, так и свободных распространяемых программных средствах. Кроме того, он является более экономичным и дающим в большинстве случаев приемлемую точность результатов по сравнению со строгим электродинамическим подходом [22]. При этом вычислительно-экономичные аналитические решения для расчета первичных параметров МПЛП известны только для одно- и двухпроводных линий передачи [23]. Поэтому для МПЛП используют различные численно-аналитические и численные методы [24], причем для многослойных МПЛП с большим числом проводников применяют только последние [25–34].

Численный расчет матриц первичных параметров МПЛП основан на решении уравнения Пуассона (или Лапласа) в дифференциальной или интегральной форме. При дифференциальной формулировке чаще всего используются методы конечных элементов (finite element method, FEM) [35] и разностей (finite difference method, FDM) [36], а при интегральной — моментов (method of moments, MoM) [37], эквивалентной схемы из частичных элементов (partial element equivalent circuit method, PEEC) [38] и вспомогательных источников (method of auxiliary sources, MAS) [39]. Отдельно отметим, что MoM в литературе также иногда называют методом интегральных уравнений [40, 41], методом сингулярных интегральных уравнений [42], методом поверхностных интегральных уравнений [43], методом граничных элементов [44–47] и методом Галеркина—Петрова [48]. Однако во избежание путаницы, в этой работе использовано название “метод моментов” [49, 50].

Известно множество программных средств, позволяющих вычислять матрицы первичных параметров МПЛП разными численными методами (указаны в скобках): Raphael RC2 (FDM), Ansys Q2D/Q3D Extractor (FEM, MoM), COMSOL Multiphysics (FEM), QuickField (FEM), Elcut (FEM), FEMM (FEM), FlexPDE (FEM), FastCap2 и FastCap (MoM, PEEC), CONMTL (MoM), LINPAR (MoM), PathWave ADS (MoM), EMCos PCB VLab (MoM, MAS), Hyperlynx (MoM), TALGAT (MoM), Polar (MoM), CST PCB Studio (MoM, PEEC), IC—

EMC (PEEC), FastHenry2 (PEEC) и др. Однако наиболее часто используемыми численными методами являются FEM и MoM. При этом главное преимущество MoM заключается в том, что при его использовании не требуется ограничения расчетной области искусственной поверхностью, как того требуют, например, FDM и FEM, что, в конечном счете, приводит к уменьшению требуемых вычислительных затрат.

При моделировании МПЛП с использованием численных методов и соответствующих программных средств требуется корректное построение ее геометрической модели. Затем, если МПЛП имеет регулярную структуру, вычисляются матрицы ее погонных параметров с последующим анализом работы линии. Известно, что для учета краевых эффектов и достижения наибольшей точности вычисления этих матриц требуется задание достаточно больших (в идеальном случае — бесконечных) расстояний от крайних проводников до краев (торцов) поперечного сечения МПЛП [51–53] (далее — расстояния до удаленных границ). При этом очевидно, что при последовательном удалении этих границ от крайнего проводника их влияние будет нелинейно уменьшаться. Если в аналитических расчетах это, как правило, учитывается априорно, то в численных — задается на этапе построения поперечного сечения линии передачи. Поэтому в одних программных средствах при расчете матриц погонных параметров МПЛП расстояния до удаленных границ задаются пользователем, а в других — выбираются автоматически. Однако это не всегда позволяет добиться точного и экономичного расчета матриц погонных параметров МПЛП, прежде всего емкостной матрицы C [18, 27, 54, 55], что приводит к некачественным результатам последующего вычисления характеристик линии, особенно при увеличении числа ее проводников [56, 57].

Цель данной работы — рассмотрение особенностей вычисления матриц погонных параметров и характеристик МПЛП с использованием программных средств на основе MoM.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА МАТРИЦ ПЕРВИЧНЫХ ПОГОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МПЛП МЕТОДОМ МОМЕНТОВ

При анализе МПЛП методом моментов рассматривается уравнение Пуассона (или Лапласа) в интегральном виде

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{1}{\varepsilon} \int \sigma(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') d\Gamma, \quad (1)$$

где σ — поверхностная плотность заряда, $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ — точки наблюдения и источника соответственно, $d\Gamma$ — дифференциал по поверхности МПЛП, ε —

Элементы проводник— проводник ($N_C \times N_C$)	Элементы проводник— диэлектрик ($N_C \times N_D$)
Элементы диэлектрик— проводник ($N_D \times N_C$)	Элементы диэлектрик— диэлектрик ($N_D \times N_D$)

Рис. 1. Схематичное представление структуры матрицы $\mathbf{S}$ из (6): N_C — число проводников сегментов, а N_D — диэлектрических, $N = N_C + N_D$.

диэлектрическая проницаемость, а $G(\vec{r}, \vec{r}')$ — функция Грина. В данной постановке задачи считаются заданными граничные условия по приложенному напряжению Φ , при этом требуется найти поверхностную плотность заряда σ . Для двумерного случая функция Грина имеет вид [58, 63]

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{2\pi} \ln |\vec{r} - \vec{r}'|. \quad (2)$$

При наличии в структуре анализируемой МПЛП бесконечной плоскости земли функция Грина за счет зеркальных изображений принимает следующий вид:

$$G(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}'') = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{|\vec{r} - \vec{r}''|}, \quad (3)$$

где $\vec{r}''$ — точка мнимого источника по методу зеркальных изображений. Тогда для проводниковых границ выражение (1), при наличии в структуре бесконечной плоскости земли, записывается как

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{L_C} \sigma(\vec{r}') \left[\ln |\vec{r} - \vec{r}'| - \ln |\vec{r} - \vec{r}''| \right] d\vec{r}', \quad (4)$$

$\vec{r} \in L_C,$

где L_C — контур проводниковых границ, $d\vec{r}'$ — элемент этого контура, а для диэлектрических границ —

$$0 = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\epsilon_1 - \epsilon_2} \frac{\sigma(\vec{r})}{2\epsilon_0} + \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \times \int_{L_D} \sigma(\vec{r}') \left[\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} - \frac{|\vec{r} - \vec{r}''|}{|\vec{r} - \vec{r}''|^2} \right] \vec{n} d\vec{r}', \quad \vec{r} \in L_D, \quad (5)$$

где L_D — контур диэлектрических границ, $\vec{n}$ — вектор нормали, а ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрические проницаемости с одной (на которую направлен $\vec{n}$) и другой (от которой направлен $\vec{n}$) сторон от границ соответственно. С использованием аппарата базисных и тестовых функций выражения (4) и (5) сводятся к матричному уравнению вида

$$\mathbf{S}\mathbf{\Sigma} = \mathbf{\Phi} \quad (6)$$

с числом уравнений N (число базисных и тестовых функций, число элементов расчетной сетки) и числом правых частей M (число проводников МПЛП, не считая опорного). Нахождение решения (6) позволяет рассчитать матрицы первичных погонных параметров МПЛП.

Матрица $\mathbf{S}$ из уравнения (6) имеет блочную структуру, схематично представленную на рис. 1. Стоит отметить, что из-за того, что элементы проводник—диэлектрик вычисляются по формуле (4), а такие же элементы диэлектрик—проводник — по формуле (5), матрица $\mathbf{S}$ является несимметричной.

2. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА МАТРИЦ ПЕРВИЧНЫХ ПОГОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МПЛП

В квазистатическом приближении электрические характеристики, меняющиеся вдоль отрезков МПЛП длиной dz , характеризуются матрицами первичных погонных параметров $\mathbf{R}$ (Ом/м), $\mathbf{L}$ (Гн/м), $\mathbf{C}$ (Ф/м) и $\mathbf{G}$ (См/м), или кратко $RLCG$ -параметрами [59]. Если необходимость учета потерь в проводниках и диэлектрике отсутствует, то вычисляются только матрицы $\mathbf{L}$ и $\mathbf{C}$, причем матрица $\mathbf{C}$ является первичной. В противном случае рассчитываются все четыре матрицы, тогда матрицы $\mathbf{R}$ и $\mathbf{G}$ описывают потери в проводниках и диэлектриках соответственно. Матрица $\mathbf{G}$ позволяет учитывать дисперсию (зависимость фазовой скорости от частоты) МПЛП [60]. При этом волновое сопротивление МПЛП описывается комплексной матрицей порядка M , равного числу сигнальных проводников [68]

$$\mathbf{Z}_0 = \sqrt{\frac{\mathbf{R} + j\omega\mathbf{L}}{\mathbf{G} + j\omega\mathbf{C}}} = \sqrt{\frac{\mathbf{Z}}{\mathbf{Y}}} = \sqrt{\frac{\mathbf{L}}{\mathbf{C}}}_{\mathbf{R}=\mathbf{G}=0}, \quad (7)$$

где ω — угловая частота, а $\mathbf{Z}$ и $\mathbf{Y}$ — матрицы сопротивлений и проводимостей соответственно.

В результате строгое решение уравнений Максвелла сводится к двум независимым граничным задачам электростатики и магнитостатики, определяющим поведение поперечных электрических и магнитных компонент поля соответственно [61]. При этом решение первой задачи дает матрицы $\mathbf{C}$ и $\mathbf{G}$, а второй — $\mathbf{L}$ и $\mathbf{R}$ [62]. Для экономии вычислительных затрат часто прибегают только к решению электростатической задачи,

а по алгоритму расчета емкостной матрицы вычисляют $\mathbf{L}$ и $\mathbf{R}$ [63]. Так, матрица $\mathbf{L}$ может быть вычислена следующим образом [25]:

$$\mathbf{L} = \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{C}_0^{-1}, \quad (8)$$

где $\mathbf{C}_0$ — емкостная матрица для структуры без границ диэлектрик–диэлектрик (линия с воздушным заполнением), а μ_0 и ϵ_0 — магнитная и электрическая постоянные соответственно. Для вычисления матрицы $\mathbf{G}$ используется та же модель, что и для матрицы $\mathbf{C}$, с той лишь разницей, что действительная диэлектрическая проницаемость ϵ заменяется комплексной $\hat{\epsilon}$ с использованием тангенса угла диэлектрических потерь δ , при этом для каждой границы поперечного сечения МПЛП [64, 65]

$$\hat{\epsilon} = \epsilon(1 - j \operatorname{tg}(\delta)). \quad (9)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_{11} + c_{12} + \dots + c_{1M} & -c_{12} & \dots & -c_{1M} \\ -c_{21} & c_{21} + c_{22} + \dots + c_{2M} & \dots & -c_{2M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ -c_{M1} & -c_{M2} & \dots & c_{M1} + c_{M2} + \dots + c_{MM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{1M} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{2M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ C_{M1} & C_{M2} & \dots & C_{MM} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

где c_{ij} — частичная емкость между проводниками i и j , ($i \neq j$), а c_{ii} — собственная частичная емкость проводника i . Матрица $\mathbf{C}$ описывает частичные емкостные связи между всеми проводниками МПЛП, в том числе удаленными, и позволяет оценивать их взаимовлияние, проявляющееся в передаче электромагнитной энергии между ними. Дополнительный точный учет индуктивных связей, описываемых матрицей $\mathbf{L}$, позволяет повысить точность моделирования в целом.

Отметим особенности матрицы $\mathbf{C}$, позволяющие судить о точности ее расчета. Во-первых, она должна быть симметричной относительно главной диагонали. Однако при использовании МоМ, из-за различия в базисных и тестовых функциях, дающего ошибки округления, небольшая асимметрия допустима [29]. Во-вторых, она должна иметь диагональное преобладание, т.е. каждый диагональный элемент матрицы должен быть по абсолютному значению больше суммы всех остальных элементов соответствующей строки (столбца) [1]. Выполнение этого условия необходимо для физического представления схемной емкостной матрицы (матрицы собственных и взаимных частичных емкостей), используемой, например, в SPICE-моделировании [68]. В-третьих, все ее диагональные элементы должны быть положительными, а внедиагональные — отрицательными [18]. В-четвертых, она должна быть положительно определенной (собственные значения матрицы должны быть положительны) [1]. Так, например, значительная асимметрия внедиагональных элементов матрицы сигнализирует о некачественной расчетной сетке

Поскольку наиболее вычислительно сложной задачей является нахождение матрицы $\mathbf{C}$, точный и быстрый ее расчет является одним из важных этапов при моделировании [66, 67]. Отметим, что эту матрицу коэффициентов электростатической индукции [18] в различных работах называют также емкостной матрицей Максвелла, статической емкостной матрицей, узловой емкостной матрицей и погонной емкостной матрицей [5, 7, 68–71]. В данной работе она называется просто “емкостной матрицей”. Подробное обоснование структуры этой матрицы приведено, например, в [1, https://www.fastfieldsolvers.com/Papers/The_Maxwell_Capacitance_Matrix_WP110301_R02.pdf]. Она имеет следующий вид:

[54, 72], а наличие положительных элементов и отсутствие диагонального преобладания в матрице — о недостаточной точности выбранного метода расчета из-за наличия в структуре комбинации сильных и слабых электростатических связей между проводниками или наличием больших ошибок округления из-за плохой обусловленности матричного уравнения [30, 55, 73]. Поэтому невыполнение этих условий оказывает значительное влияние на физичность результатов последующих расчетов. Для микрополосковых МПЛП с одинаковыми проводниками, расположенными на одном уровне над диэлектрической подложкой, есть еще одно условие: значения внедиагональных элементов матрицы $\mathbf{C}$ по мере удаления от диагонального должны уменьшаться [33].

3. ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МПЛП

Согласно теории цепей, напряжения $\mathbf{v}$ и токи $\mathbf{i}$ в МПЛП, ориентированной вдоль оси z , описываются телеграфными уравнениями или волновыми уравнениями [1]

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{v}(z) = \mathbf{Z}\mathbf{Y}\mathbf{v}(z) = [(\mathbf{R} + j\omega\mathbf{L})(\mathbf{G} + j\omega\mathbf{C})]\mathbf{v}(z), \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{i}(z) = \mathbf{Y}\mathbf{Z}\mathbf{i}(z) = [(\mathbf{G} + j\omega\mathbf{C})(\mathbf{R} + j\omega\mathbf{L})]\mathbf{i}(z). \quad (12)$$

Эти уравнения позволяют учесть все моды Т-волны, распространяющиеся в МПЛП. Так, в M -проводной линии передачи могут распространяться

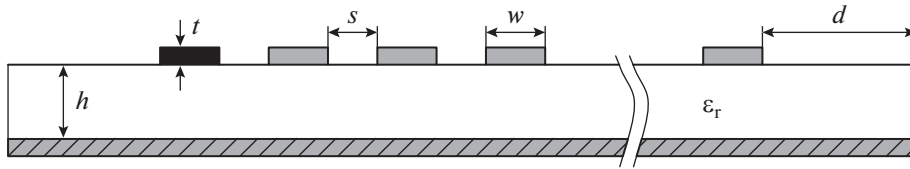


Рис. 2. Обобщенное поперечное сечение меандровой линии задержки.

M мод, каждая из которых имеет свой импеданс и скорость, что в конечном счете влияет на происходящие в линии явления. Так, например, в работе [74] теоретически и экспериментально показано, что при функционировании современных высокоскоростных межсоединений на основе МПЛП часто наблюдается расщепление полезных импульсных сигналов на несколько субимпульсных пачек с M импульсов в каждой. Поэтому для решения (11) и (12) широкое распространение получил подход, основанный на модальном анализе, который позволяет без потери точности рассматривать МПЛП как набор одиночных линий передачи, каждая из которых распространяет волны модальных напряжений и модальных токов [75].

При модальном анализе без учета потерь в проводниках и диэлектрике используются диагональные матрицы модальных индуктивностей и емкостей $\mathbf{L}_m$ и $\mathbf{C}_m$, которые определяются как

$$\mathbf{L}_m = \mathbf{S}_v^{-1} \mathbf{L} \mathbf{S}_i, \quad (13)$$

$$\mathbf{C}_m = \mathbf{S}_i^{-1} \mathbf{C} \mathbf{S}_v, \quad (14)$$

где столбцы матриц $\mathbf{S}_v$ и $\mathbf{S}_i$ — это собственные векторы произведения матриц $\mathbf{L} \mathbf{C}$ и $\mathbf{C} \mathbf{L}$, а соответствующие им собственные значения — это погонные задержки мод, распространяющиеся в МПЛП, возведенные в квадрат. Матрицы $\mathbf{L}_m$ и $\mathbf{C}_m$ необходимы для преобразования линейных напряжений и токов ($\mathbf{v}$, $\mathbf{i}$) в модальные ($\mathbf{v}_m$, $\mathbf{i}_m$):

$$\mathbf{v}_m = \mathbf{S}_v^{-1} \mathbf{v}, \quad (15)$$

$$\mathbf{i}_m = \mathbf{S}_i^{-1} \mathbf{i}. \quad (16)$$

Элементы матриц $\mathbf{L}_m$ и $\mathbf{C}_m$ используются для вычисления волновых сопротивлений МПЛП

$$\mathbf{Z}_0 = \begin{bmatrix} \sqrt{L_{m11}/c_{m11}} \\ \sqrt{L_{m22}/c_{m22}} \\ \dots \\ \sqrt{L_{mNN}/c_{mNN}} \end{bmatrix} \quad (17)$$

и скорости распространения для каждой моды T -волны

$$\mathbf{v}_{pm} = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{L_{m11}c_{m11}} \\ 1/\sqrt{L_{m22}c_{m22}} \\ \dots \\ 1/\sqrt{L_{mNN}c_{mNN}} \end{bmatrix}. \quad (18)$$

Из-за плотной компоновки проводников в современных печатных платах возникают перекрестные помехи, которые могут вызвать резкое ухудшение общей временной задержки и даже привести к ложному переключению логических элементов схемы [12, 13, 76]. Продемонстрируем это на примере меандровой линии задержки из работы [13], варьируя число полувитков меандра M (число проводников в поперечном сечении линии) от 1 (прямая линия) до 7. При этом общая длина линии при всех M составляла 0.375 м. На рис. 2 приведен общий вид поперечного сечения такой линии задержки, а на рис. 3 — схемы подключения при разных значениях M (сопротивления R_1 и R_2 приняты по 50 Ом). Параметры линий: ширина проводников $w = 1.6$ мм; расстояние между проводниками $s = 0.5w = 0.8$ мм; толщина проводников $t = 0.05$ мм; толщина диэлектрического слоя $h = 1.5$ мм; относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_r = 4.3$. Отметим, что расстояние до удаленных границ в работе [13] не приведено.

При проектировании таких линий надо учитывать емкостную связь не только с близко расположенными, но и с существенно удаленными (в поперечном сечении) проводниками, для чего требуется расчет матриц $\mathbf{C}$ и $\mathbf{L}$ с контролируемой точностью.

В программном средстве PathWave ADS (далее — ADS) произведено вычисление матриц $\mathbf{L}$ (нГн/м) и $\mathbf{C}$ (пФ/м) для данных линий при $M = 1 \dots 7$. Для наглядности далее приведены эти матрицы при $M = 1, 2, 3$ и 7:

$$\mathbf{L}_1 = 400.15, \quad \mathbf{C}_1 = 85.63;$$

$$\mathbf{L}_2 = \begin{bmatrix} 392.51 & 111.24 \\ 111.24 & 392.51 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C}_2 = \begin{bmatrix} 90.08 & -16.96 \\ -16.96 & 90.08 \end{bmatrix};$$

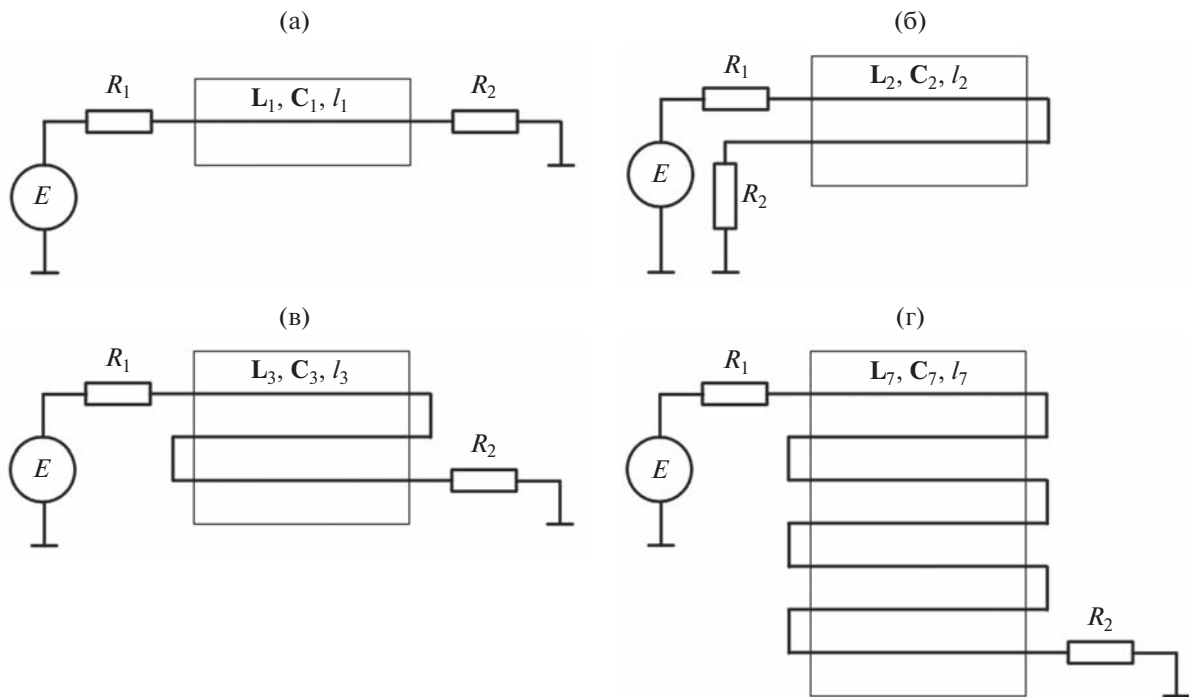


Рис. 3. Схемы подключения линий задержки из рис. 2 при $M = 1$ (а), 2 (б), 3 (в) и 7 (г).

$$\begin{aligned}
 \mathbf{L}_3 &= \begin{bmatrix} 391.85 & 109.06 & 42.82 \\ 109.06 & 385.17 & 109.06 \\ 42.82 & 109.06 & 391.85 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C}_3 = \begin{bmatrix} 90.09 & -16.77 & -0.95 \\ -16.77 & 94.45 & -16.77 \\ -0.95 & -16.77 & 90.09 \end{bmatrix}; \\
 \mathbf{L}_7 &= \begin{bmatrix} 391.98 & 108.78 & 41.64 & 19.72 & 10.96 & 6.86 & 4.73 \\ 108.78 & 384.39 & 106.54 & 40.81 & 19.36 & 10.80 & 6.86 \\ 41.64 & 106.54 & 383.72 & 106.30 & 40.72 & 19.36 & 10.96 \\ 19.72 & 40.81 & 106.30 & 383.64 & 106.30 & 40.81 & 19.72 \\ 10.96 & 19.36 & 40.72 & 106.30 & 383.72 & 106.54 & 41.64 \\ 6.86 & 10.80 & 19.36 & 40.81 & 106.54 & 384.39 & 108.78 \\ 4.73 & 6.86 & 10.96 & 19.72 & 41.64 & 108.78 & 391.98 \end{bmatrix}, \\
 \mathbf{C}_7 &= \begin{bmatrix} 90.44 & -16.95 & -0.85 & -0.33 & -0.18 & -0.12 & -0.09 \\ -16.95 & 94.92 & -16.77 & -0.79 & -0.29 & -0.16 & -0.12 \\ -0.85 & -16.77 & 94.92 & -16.77 & -0.79 & -0.29 & -0.18 \\ -0.33 & -0.79 & -16.77 & 94.92 & -16.77 & -0.79 & -0.33 \\ -0.18 & -0.29 & -0.79 & -16.77 & 94.92 & -16.77 & -0.85 \\ -0.12 & -0.16 & -0.29 & -0.79 & -16.77 & 94.92 & -16.95 \\ -0.09 & -0.12 & -0.18 & -0.33 & -0.85 & -16.95 & 90.44 \end{bmatrix}.
 \end{aligned}$$

С использованием этих матриц вычислены отклики на выходе линий задержки при подаче на их вход трапецидального импульса с амплитудой ЭДС 1 В. Длительности фронтов и плоской вершины составляли 0.1 и 10 нс соответственно.

Отклики на выходе линий, рассчитанные в ADS, приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, при увеличении числа витков линии задержки отклик на ее конце существенно изменяется. Так, на отклик влияют перекрестные помехи от сосед-

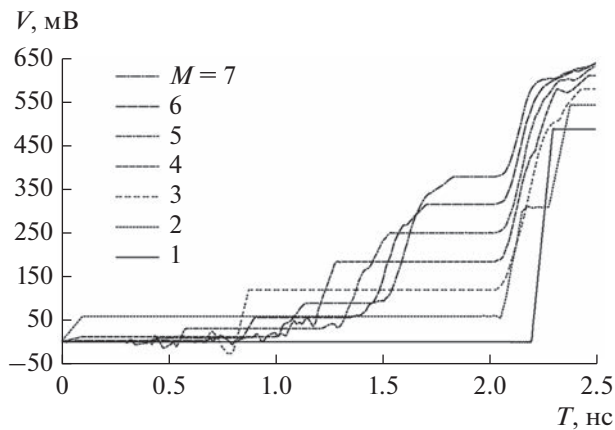


Рис. 4. Отклики на выходе линий задержки из рис. 2 при $w/h = 1.067$, $s = 0.5w$ и $M = 1, \dots, 7$.

них полувитков, что приводит к искажению формы полезного сигнала на выходе линии. Такие искажения могут привести к превышению пороговых уровней срабатывания логических элементов и тем самым их более раннему переключению. Например, для МПЛП при $M = 1$ значение напряжения

0.3 В получено при 2.25 нс, а если $M = 7$, то при 1.65 нс.

Распространенным визуальным индикатором качества сигналов в высокоскоростных цифровых системах передачи данных являются глазковые диаграммы. Продемонстрируем искажения глазковых диаграмм при увеличении числа полувитков исследуемой линии задержки.

На вход линии подавалась битовая последовательность длиной 10000 бит, полученная с использованием 8-битного регистра сдвига с линейной обратной связью. Амплитуда логической единицы составляла 1 В, логического нуля – 0 В. Длительность фронтов составляла 100 пс при битрейте 1 Гб/с.

Полученные глазковые диаграммы при $M = 1, 2, 3$ и 7 приведены на рис. 5. Из рисунка видно, что форма “глаза” при увеличении числа полувитков существенно искажается, что может привести в том числе к ложному переключению логических элементов схемы.

Как уже было отмечено ранее, одним из способов уменьшения перекрестных помех является пространственное разнесение проводников. Для

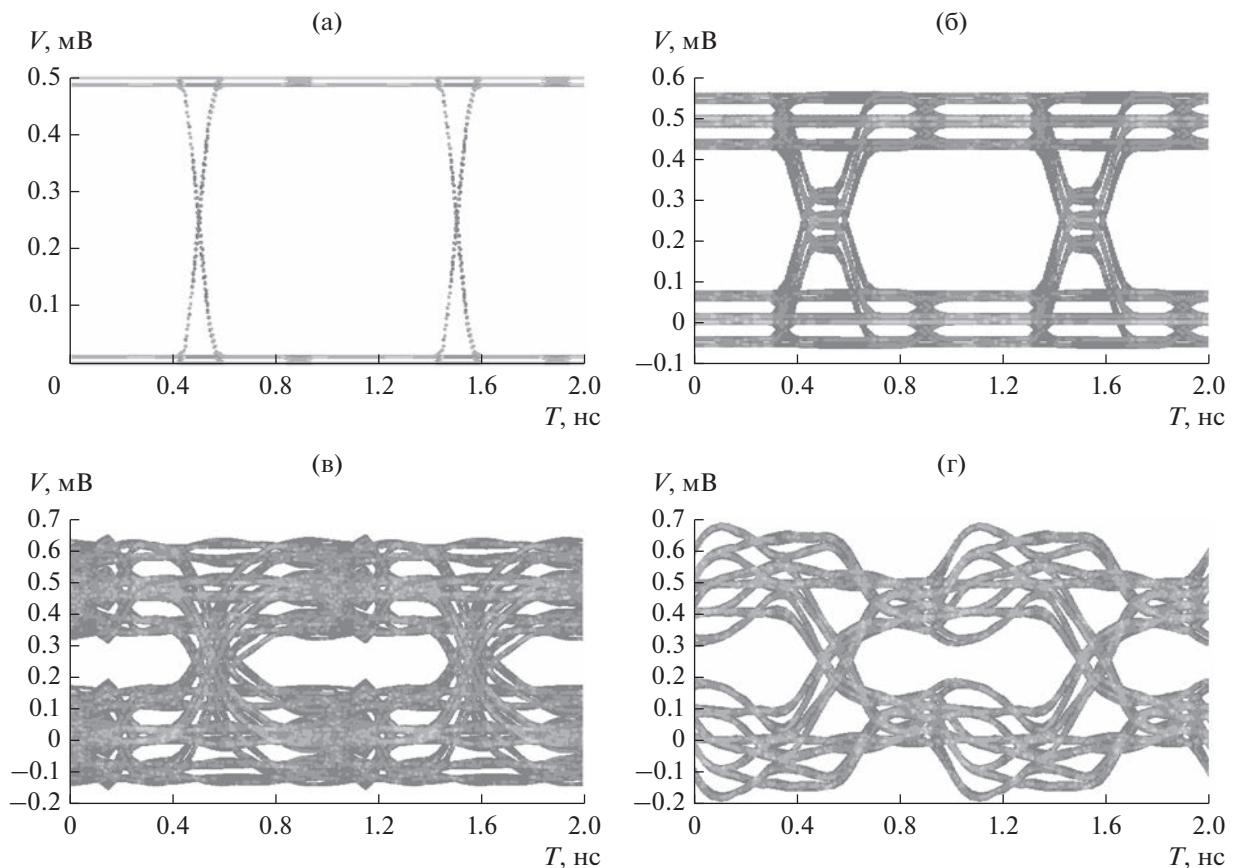


Рис. 5. Глазковые диаграммы для линий задержки из рис. 2 при $M = 1$ (а), 2 (б), 3 (в) и 7 (г).

наглядности на рис. 6 приведены аналогичные отклики в конце линий при увеличенном в 6 раз расстоянии между проводниками s , с $0.5w$ до $3w$

($s = 4.8 \text{ мм} \approx 3h$). Видно, что искажения сигнала значительно уменьшились. При этом матрицы имеют вид

$$\mathbf{L}_7 = \begin{bmatrix} 400.7 & 21.02 & 5.54 & 2.47 & 1.39 & 0.89 & 0.62 \\ 21.02 & 400.6 & 21.0 & 5.53 & 2.46 & 1.39 & 0.89 \\ 5.54 & 21.0 & 400.6 & 21.0 & 5.53 & 2.46 & 1.39 \\ 2.47 & 5.53 & 21.0 & 400.6 & 21.0 & 5.53 & 2.47 \\ 1.39 & 2.46 & 5.53 & 21.0 & 400.6 & 21.0 & 5.54 \\ 0.89 & 1.39 & 2.46 & 5.53 & 21.0 & 400.6 & 21.02 \\ 0.62 & 0.89 & 1.39 & 2.47 & 5.54 & 21.02 & 400.7 \end{bmatrix} \text{ нГн/м,}$$

$$\mathbf{C}_7 = \begin{bmatrix} 85.89 & -1.19 & -0.19 & -0.08 & -0.04 & -0.023 & -0.024 \\ -1.19 & 85.91 & -1.18 & -0.19 & -0.08 & -0.04 & -0.023 \\ -0.19 & -1.18 & 85.91 & -1.18 & -0.19 & -0.08 & -0.04 \\ -0.08 & -0.19 & -1.18 & 85.91 & -1.18 & -0.19 & -0.08 \\ -0.04 & -0.08 & -0.19 & -1.18 & 85.91 & -1.18 & -0.19 \\ -0.023 & -0.04 & -0.08 & -0.19 & -1.18 & 85.91 & -1.19 \\ -0.024 & -0.023 & -0.04 & -0.08 & -0.19 & -1.19 & 85.89 \end{bmatrix} \text{ пФ/м.}$$

Следует отметить, что значение C_{17} полученной емкостной матрицы превышает значение C_{16} , что является нарушением одного из критериев, приведенных в разд. 2. Это можно объяснить некорректной сегментацией или недостаточным расстоянием до удаленных границ линии. Однако ни используемая сегментация, ни это расстояние пользователем ADS не могут быть определены или скорректированы.

При измененном расстоянии s также были построены глазковые диаграммы. В табл. 1 приведены их численные характеристики (высота и ширина “глаза”, джиттер) в зависимости от числа полувитков линии и величины s . Из таблицы видно,

что при увеличении расстояния s форма “глаза” искажается существенно меньше, даже при большем числе полувитков.

Характеристики МПЛП определяются с использованием матриц $\mathbf{C}$ и $\mathbf{L}$. Тогда при моделировании высокоскоростных цифровых систем очень важно убедиться в возможности корректной передачи всех возможных при дальнейшей эксплуатации линии сигналов.

Для крайних случаев исследованных линий задержки ($M = 1$ и 7 , $s = 0.5w$ и $3w$) дополнительно вычислены отклики (рис. 7) при подаче на их вход трапецидального импульса с амплитудой ЭДС

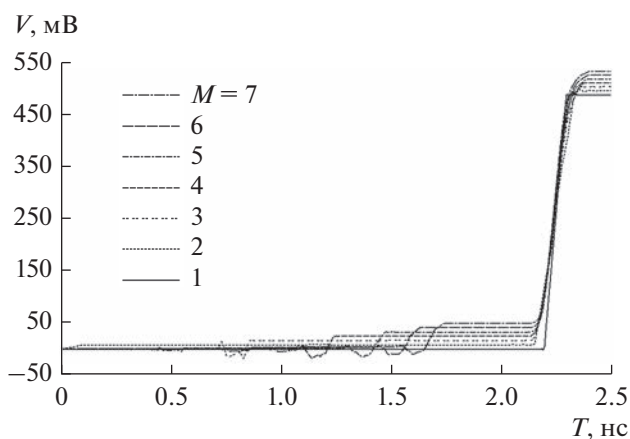


Рис. 6. Отклики на выходе линий задержки из рис. 2 при $w/h = 1.067$, $s = 3w$ и $M = 1, \dots, 7$.

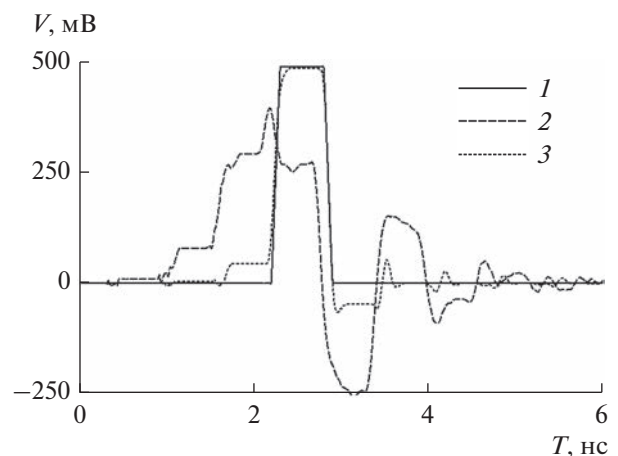


Рис. 7. Отклики на выходе линий задержки из рис. 2 при: $M = 1$ (кривая 1); $M = 7$, $s = 0.5w$ (кривая 2); $M = 7$, $s = 3w$ (кривая 3).

Таблица 1. Численные характеристики глазковых диаграмм для линии задержки из рис. 2 в зависимости от числа полувитков линии и величины s

Число полувитков	Высота “глаза”				Ширина “глаза”				Джиттер			
	$s = 0.5w$	$s = w$	$s = 2w$	$s = 3w$	$s = 0.5w$	$s = w$	$s = 2w$	$s = 3w$	$s = 0.5w$	$s = w$	$s = 2w$	$s = 3w$
1	0.475				1.000				6.94×10^{-18}			
2	0.351	0.405	0.445	0.459	0.835	0.890	0.965	0.995	3.04×10^{-11}	2.87×10^{-11}	9.64×10^{-12}	2.50×10^{-12}
3	0.120	0.248	0.334	0.374	0.835	0.910	0.970	0.975	5.15×10^{-11}	2.75×10^{-11}	9.05×10^{-12}	6.84×10^{-12}
4	<0.001	0.189	0.343	0.399	0.145	0.905	0.950	0.970	2.63×10^{-10}	3.62×10^{-11}	1.34×10^{-11}	8.86×10^{-12}
5	0.051	0.142	0.334	0.405	0.320	0.980	0.980	0.990	2.06×10^{-10}	6.11×10^{-12}	5.21×10^{-12}	3.22×10^{-12}
6	0.161	0.232	0.307	0.367	0.500	0.915	0.985	0.990	1.59×10^{-10}	2.65×10^{-11}	4.49×10^{-12}	2.74×10^{-12}
7	0.107	0.362	0.301	0.359	0.875	0.760	0.985	0.995	4.60×10^{-11}	1.02×10^{-10}	5.81×10^{-12}	2.49×10^{-12}

1 В и длительностями фронтов и плоской вершины 0.1 и 0.5 нс соответственно. Как видно из рис. 7, при $s = 0.5w$ форма импульса существенно искажается, в то время как при $s = 3w$ формы импульсов при $M = 1$ и 7 отличаются незначительно.

4. КОРРЕКТНЫЙ ВЫБОР
УДАЛЕННЫХ ГРАНИЦ

Исследовано, как на точность расчета емкостной матрицы C влияет расстояние до удаленных границ МПЛП d . Известно, что примерно 50% электрических и магнитных полей концентрируется между прямым и возвратным проводниками микрополосковых МПЛП, а оставшиеся 50% рас-

пространяются в окружающей среде и определяют краевые эффекты [7]. Тогда электрические поля в МПЛП должны распространяться бесконечно далеко, что невозможно, поскольку требуется неограниченная расчетная область и, соответственно, вычислительные затраты. Поэтому самый простой подход — это расширение расчетной области достаточно далеко настолько, чтобы потенциальное влияние конечных удаленных границ на форму поля стало пренебрежимо малым [77].

Для наглядности на рис. 8 приведено распределение электрического поля в поперечном сечении семипроводной экранированной микрополосковой линии передачи при подаче на первый проводник 1 В. Боковые стенки экрана распола-

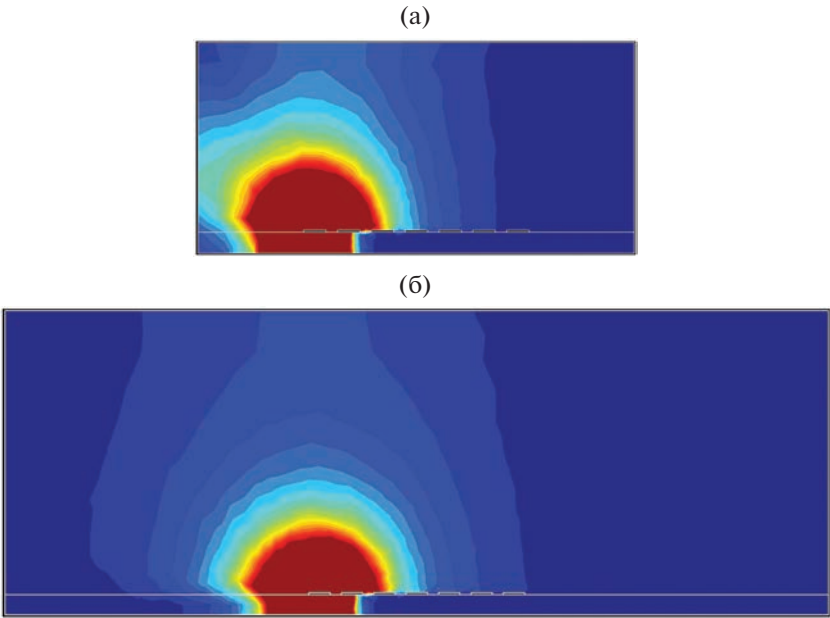


Рис. 8. Распределение электрического поля в поперечном сечении линии из рис. 2 при $M = 7$: расстояния до боковых и верхней стенок экрана $5h$ и $10h$ (а) и до всех стенок $15h$ (б).

Таблица 2. Результаты (первая строка матрицы C , пФ/м) для линии задержки из рис. 2 при $M = 14$ в CONMTL, $d = 5h$

C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}	C_{18}	C_{19}	C_{110}	C_{111}	C_{112}	C_{113}	C_{114}
83.07	-14.78	-0.79	-0.29	-0.15	-0.0876	-0.0532	-0.0322	-0.0181	-0.008	-0.00009	0.0066	0.0131	0.0254

гали на расстоянии $5h$ от крайних проводников, а верхнюю часть — на расстоянии $10h$. Как видно из рис. 8а, близость экрана значительно искажает картинку поля, а при удалении границ экрана на расстояние $15h$ (рис. 8б), влияние на результирующую картину поля существенно уменьшается. Поэтому важной задачей становится возможность априорного выбора оптимального расстояния d , дающего точный и экономичный алгоритм расчета емкостной матрицы. Это позволит разработать математическую модель для рационального выбора расстояния до удаленных границ. Модель можно использовать для обучения, например, нейронных сетей, после чего станет возможным автоматически выбирать это расстояние до удаленных границ для требуемой конфигурации МПЛП, не прибегая к многократному перебору.

Единый подход к рациональному заданию удаленных границ, к сожалению, отсутствует. По всей видимости, для неэкранированных микрополосковых МПЛП на практике чаще всего используется соотношение $d = 3...5h$, где h — толщина диэлектрической подложки. В работах [18, 78] для таких линий рекомендуется использовать соотношение $d = 5h$, а для экранированных МПЛП — $d = H$, где H — высота всей структуры. При этом известны и другие соотношения. Так, в программном средстве LINPAR, если расстояние d не задано, то оно рассчитывается как тройная полная высота H линии передачи ($d = 3H$). В CST PCB Studio, согласно онлайн-руководству (https://space.mit.edu/RADIO/CST_online/mergedProjects/3D/special_overview/special_overview_waveguideover.htm), для одиночных линий рекомендуется использовать соотношение $d = 3...15h$ в зависимости от отношения w/h (w — ширина проводников) и величины относительной диэлектрической проницаемости подложки ϵ_r . В программном средстве CONMTL расстояние d в явном виде не задается, а ширина всей структуры определяется автоматически как $8h$, но поскольку на практике это соотношение часто не применимо, то имеется возможность ее изменения пользователем и тем самым задания расстояния d . В ADS ширина структуры выбирается автоматически (по неизвестным авторам соотношениям). В других программных средствах, основанных на МоМ, выбор расстояния d при построении геометрической модели поперечного сечения анализируемой МПЛП чаще всего зависит от пользователя, как сделано, например, в FasterCap и TALGAT.

Важно отметить, что задание расстояния до удаленных границ МПЛП по указанным соотношениям не ставится в зависимость от числа ее проводников. Действительно, для МПЛП с числом проводников до 8 соотношение $d = 3...5h$ часто дает точные результаты. Однако на практике из-за постоянного усложнения межсоединений, роста частот и уменьшения уровней сигналов, используемых в том числе в высокоскоростных печатных платах, все чаще требуется расчет емкостных матриц с большим числом проводников, для которых указанные соотношения не всегда дают точные результаты.

Как показано в разд. 3, даже при $M = 7$ могут не выполняться критерии, приведенные в разд. 2. При этом увеличение числа проводников может еще больше усугубить ситуацию. Так, в программном средстве CONMTL при использовании стандартных настроек рассчитана емкостная матрица линии задержки (см. рис. 2) при $M = 14$ и $d = 5h$ (табл. 2). Полученная матрица обладает диагональным преобладанием, однако, как видно из таблицы, элементы $C_{112} - C_{114}$ имеют положительные значения и последовательно увеличиваются по модулю, чего для микрополосковых МПЛП, как указано в разд. 2 и показано в [33], не должно быть. Поэтому при увеличении числа проводников МПЛП соотношение $d = 3...5h$ не всегда корректно и требует уточнения.

5. КОНТРОЛЬ ТОЧНОСТИ РАСЧЕТОВ

При численном моделировании неизбежна погрешность решения, складывающаяся из погрешностей: выбранного математического метода, математического описания моделируемой структуры и округления [79]. Первая из них является известной, и поэтому контролируемой, чего нельзя сказать о второй из них, так как математическая модель всегда будет отличаться от реального физического объекта. Третья погрешность напрямую связана с машинной точностью вычислений. Поскольку в современных программных средствах числа хранятся в памяти в представлении с плавающей точкой, она не является высокой и может быть оценена достаточно точно.

При решении матричного уравнения (6) на погрешность округления влияет обусловленность матрицы S . Так, известно, что точно (без погрешности округления) гарантированно можно получить $(l - p)$ знаков в Σ , если при расчете матрицы S точно известно не менее l знаков и число ее обу-

словленности $\text{cond}(\mathbf{S})$ имеет порядок $O(10^9)$ [79]. При этом величина l зависит скорее не от машинной точности, а от максимальной точности в используемом программном средстве (и чаще всего даже от используемого при вычислениях типа данных). Для чисел двойной точности под мантиссу числа выделяется 52 бита, что в десятичной системе счисления соответствует 16-значному числу, т.е. $l = 16$ [80].

Поскольку, как показано в разд. 4, часто используемое для задания расстояния до удаленных границ МПЛП соотношение $d = 3...5h$ требует уточнения, для разных МПЛП выполнены вычислительные эксперименты по выявлению минимальных значений расстояния d , дающих точный и экономичный расчет емкостных матриц $\mathbf{C}$ с оценкой обусловленности итогового матричного уравнения (6). Здесь под минимальным понимается расстояние, при котором выполняются все критерии из разд. 2, и его увеличение от итерации к итерации дает требуемое различие в элементах матрицы $\mathbf{C}$.

Для интегральной оценки различий в емкостных матрицах, полученных на соседних итерациях, часто используется аппарат матричных норм, а именно норма Фробениуса [81]:

$$\|\mathbf{C}\|_F = \sqrt{\sum |C_{ij}|^2}, \quad i = 1, \dots, M, \quad j = 1, \dots, M. \quad (19)$$

Тогда различие двух матриц $\mathbf{C}^I$ и $\mathbf{C}^{II}$ оценивается как

$$\Delta C_F = \frac{\|\mathbf{C}^I - \mathbf{C}^{II}\|_F}{\|\mathbf{C}^I\|_F}. \quad (20)$$

Также сходимость матриц может быть оценена по разнице их элементов, расположенных на главных диагоналях:

$$\Delta C = \frac{|C_{ii}^I - C_{ii}^{II}|}{|C_{ii}^I|}, \quad i = 1, \dots, M, \quad (21)$$

как сделано, например, в [33, 82].

Поскольку погрешность определения внедиагональных элементов матрицы $\mathbf{C}$, как правило, существенно больше диагональных (различия около 25%) [63], а удаленные от главной диагонали элементы часто различаются на несколько порядков, также целесообразно оценивать поэлементные внедиагональные различия:

$$\Delta C' = \frac{|C_{ij}^I - C_{ij}^{II}|}{|C_{ij}^I|}, \quad i = 1, \dots, M, \quad j = 1, \dots, M, \quad i \neq j. \quad (22)$$

Далее в работе требуемое различие в матрицах на соседних итерациях считалось достигнутым при ΔC_F и ΔC менее 1% (аналогично [83]), а $\Delta C'$ – 10% или 25%.

6. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

На точность результатов моделирования при использовании численных методов (в том числе МоМ) существенно влияет расчетная сетка. Неверно подобранная сетка может как существенно понизить точность результатов, так и увеличить вычислительную сложность. Из-за обширности этой темы, вычислительным сеткам посвящены другие работы авторов [33, 84], а в данной работе, если не сказано иное, используются вычислительные сетки, заданные в программах по умолчанию.

Стоит отметить, что часто последовательным учащением расчетной сетки удается добиться результатов, удовлетворяющих критериям из разд. 2. Однако для множества сочетаний геометрических параметров разнообразных линий передачи таких результатов получить не удастся.

Для доказательства этого утверждения рассмотрена восьмипроводная микрополосковая линия передачи с поперечным сечением, соответствующим рис. 2 и параметрами: $w = 0.5$ мм; $s = 0.4$ мм; $t = 0.1$ мм; $h = 1$ мм; $d = 5$ мм ($d = 5h$); $\epsilon_r = 4.4$. В табл. 3 приведены первые строки матрицы $\mathbf{C}$, рассчитанные в GNU Octave (далее – Octave),

Таблица 3. Результаты (первые строки матрицы $\mathbf{C}$, пФ/м) для линии с поперечным сечением из рис. 2 при $M = 8$ в Octave

d	l	N	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}	C_{18}
$5h$	$t/3$	1742	70.16	−19.82	−1.54	−0.43	−0.22	−0.15	−0.11	−0.112
	$t/5$	2902	70.41	−19.96	−1.56	−0.43	−0.23	−0.15	−0.112	−0.113
	$t/9$	5222	70.56	−20.05	−1.56	−0.44	−0.23	−0.15	−0.113	−0.114
	$t/13$	7542	70.62	−20.08	−1.57	−0.44	−0.23	−0.15	−0.113	−0.115
	$t/17$	9862	70.64	−20.10	−1.57	−0.44	−0.23	−0.15	−0.114	−0.115
	$t/21$	12182	70.97	−19.98	−1.54	−0.44	−0.23	−0.15	−0.114	−0.116
$7h$	$t/3$	2102	70.17	−19.82	−1.54	−0.42	−0.22	−0.14	−0.105	−0.104
	$t/5$	3502	70.42	−19.95	−1.55	−0.43	−0.22	−0.15	−0.107	−0.106

Примечание: l – длина сегментов.

Таблица 4. Результаты (первые строки матрицы C , пФ/м) для МПЛП 1 в программных средствах

Источник	d	N	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}	C_{18}	C_{19}	C_{110}
ADS	н.д.*	н.д.	91.74	-8.37	-1.35×10^{-1}	-1.99×10^{-3}	-7.51×10^{-3}	-7.78×10^{-3}	-7.78×10^{-3}	-7.75×10^{-3}	-7.74×10^{-3}	-8.49×10^{-3}
FasterCap	$3h \approx H$	1394	96.7	-9.65	-3.01×10^{-1}	3.23×10^{-2}	1.43×10^{-2}	4.87×10^{-3}	5.29×10^{-3}	-2.03×10^{-3}	$-2.02e \times 10^{-2}$	1.66×10^{-2}
TALGAT	$3h \approx H$	3370	97.65	-9.95	-1.43×10^{-1}	-5.15×10^{-3}	-2.14×10^{-4}	-8.98×10^{-6}	-3.78×10^{-7}	-1.76×10^{-8}	-4.27×10^{-8}	-1.78×10^{-6}
Octave	$3h \approx H$	3370	98.18	-9.99	-1.42×10^{-1}	-5.06×10^{-3}	-2.09×10^{-4}	-8.8×10^{-6}	-4.21×10^{-7}	-6.4×10^{-8}	-8.74×10^{-8}	-1.98×10^{-6}

* н.д. — нет данных.

число сегментов расчетной сетки N и их длина l . Как видно из таблицы, при соотношении $d = 5h$ учащение расчетной сетки даже в 7 раз (до $l = t/21$) не исправило ситуацию, и элемент C_{18} превышает C_{17} , что приводит к невыполнению одного из критериев разд. 2. В то же время при увеличении d до $7h$, все критерии из разд. 2 выполняются, что еще раз подтверждает утверждение, что соотношение $d = 3...5h$ требует уточнения.

Для оценки влияния расстояния до удаленных границ d на точность и экономичность расчетов емкостной матрицы рассмотрено несколько МПЛП с различным числом слоев и проводников.

Первоначально рассмотрена десятипроводная экранированная микрополосковая линия передачи из [82] (далее — МПЛП 1), поперечное сечение которой приведено на рис. 9. Ее параметры: $w = 0.05$ мм; $s = 0.05$ мм; $t = 0.005$ мм; $h_1 = h_2 = h_3 = h = 0.05$ мм; $d = 0.15$ мм ($d = 3h$); $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 3.8$; $\epsilon_{r2} = 2$. Как показано в [32], в таких МПЛП при числе проводников 8 и более часто возникают неточности при расчете матрицы C . Так, в табл. 4 приведены первые строки этой матрицы, рассчитанные различными программными средствами на основе МоМ (результаты в LINPAR и CONMTL не были получены из-за ограничений в них в части числа задаваемых проводников МПЛП и диэлектрических слоев соответственно). В таблице также приведено число сегментов расчетной сетки N . Во всех программных средствах расчет производился со стандартными настройками. В Octave использовалась авторская реализация математической модели, описанной в разд. 1. В TALGAT и

Octave для исключения влияния расчетной сетки на точность результатов моделирования использовалась плотная равномерная сегментация с длиной сегментов $t/3$, аналогично [82].

Как видно из табл. 4, не все результаты, полученные в программных средствах, удовлетворяют критериям из разд. 2 (выделены полужирным шрифтом). Так, в TALGAT и Octave абсолютные значения C_{19} и C_{110} превышают значение C_{18} , что априори недопустимо для данного типа МПЛП. Кроме того, различие в элементах, например C_{110} , составляет до четырех порядков в разных программных средствах. Наконец, элементы $C_{14} - C_{17}$ и C_{110} в программном средстве FasterCap имеют положительные значения. Эти результаты еще раз подтверждают утверждение, что использование соотношения $d = 3h$ для микрополосковых МПЛП приводит к неточным результатам расчета. В работе [32] показано, что для таких структур МПЛП выбор подходящей расчетной сетки часто позволяет получать точные емкостные матрицы, однако подбор такой сетки не всегда возможен, особенно при некорректном задании расстояний до удаленных границ МПЛП.

В Octave выполнены расчеты емкостной матрицы МПЛП 1 при $d = 0.5h, h, \dots, 10h$ и $d = 0.5H, H, \dots, 10H$ и равномерной сегментации с длиной сегментов $t/3$ для выявления минимальных значений расстояния d . Отметим, что для исходной геометрии МПЛП 1 выполняются соотношения $d = 3h \approx H$.

В табл. 5 приведены результаты при выявленных минимальных значениях d , при которых вы-

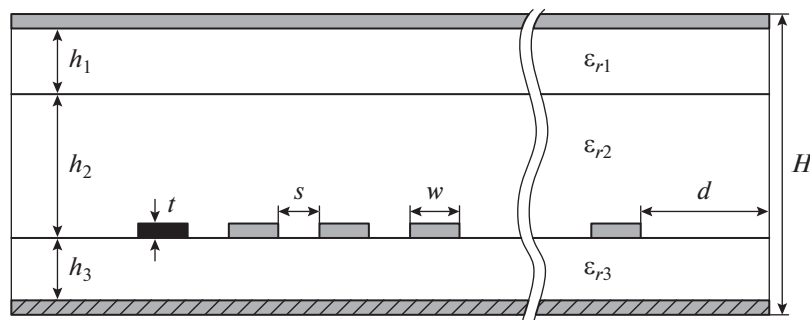
**Рис. 9.** Поперечное сечение МПЛП 1.

Таблица 5. Результаты (первые строки матрицы C , пФ/м) для МПЛП 1 при изменении расстояния d в Octave

d	N	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}	C_{18}	C_{19}	C_{110}
$9h \approx 3H$	7208	98.19	-9.99	-1.42×10^{-1}	-5.06×10^{-3}	-2.09×10^{-4}	-8.77×10^{-6}	-4×10^{-7}	-4.17×10^{-8}	-2.19×10^{-8}	-1.98×10^{-8}
$8h \approx 2.7H$	6848	98.19	-9.99	-1.42×10^{-1}	-5.06×10^{-3}	-2.09×10^{-4}	-8.77×10^{-6}	-4.02×10^{-7}	-4.41×10^{-8}	-2.42×10^{-8}	-2.31×10^{-8}
$5h \approx 1.7H$	5768	98.19	-9.99	-1.42×10^{-1}	-5.06×10^{-3}	-2.09×10^{-4}	-8.92×10^{-6}	-5.37×10^{-7}	-1.71×10^{-7}	-1.56×10^{-7}	-5.89×10^{-7}

Таблица 6. Результаты (первые строки матрицы C , пФ/м) для МПЛП 2 в программных средствах

Источник	d	N	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}	C_{18}
ADS	н.д.*	н.д.	128.69	-59.17	-13.08	-5.75	-3.13	-1.91	-1.3	-1.24
FasterCap	$5h \approx 5H$	9588	128.84	-59.78	-13.16	-5.77	-3.14	-1.91	-1.35	-1.2
TALGAT	$5h \approx 5H$	16207	127.9	-58.95	-12.99	-5.7	-3.1	-1.89	-1.29	-1.24
Octave	$5h \approx 5H$	16207	128.24	-59.13	-13.01	-5.71	-3.1	-1.89	-1.28	-1.23
CONMTL	$5h \approx 5H$	4832	126.46	-58.2	-12.86	-5.65	-3.07	-1.87	-1.27	-1.21
[78]	$5h \approx 5H$	н.д.	127.93	-58.54	-13.05	-5.73	-3.12	-1.9	-1.29	-1.22
[85]	$5h \approx 5H$	н.д.	126.32	-57.14	-12.94	-5.69	-3.09	-1.88	-1.27	-1.19

* н.д. — нет данных.

полняются критерии из разд. 2, а различия от итерации к итерации удовлетворяют требуемым, а именно: по (20) и (21) менее 1%, а по (22) — 10 и 25%. Так, при $d = 8h$ различия по (22) не превышают 25%, а $d = 9h$ — 10%. При этом число обусловленности матричного уравнения (6) в первом случае составило $\text{cond}(S) = 8.5 \times 10^3$, а во втором — 8.8×10^3 . Отсюда следует, что емкостные матрицы рассчитаны с 12 верными знаками, поскольку $p \approx 4$. В табл. 5 также приведены результаты при $d = 5h$, а при исходном соотношении $d = 3h$ — в табл. 4. Как видно, они не удовлетворяют критериям из разд. 2. При этом они получены с той же точностью, поскольку при $d = 3h$, $\text{cond}(S) = 6.7 \times 10^3$, а при $d = 5h$ — 7.5×10^3 . В результате, выбор $d = 3...5h$ оказался недостаточным для точного расчета емкостной матрицы МПЛП 1.

На практике часто возникает противоположная ситуация: расстояние d выбирается излишне большим, что приводит к нерациональному увеличению числа сегментов расчетной сетки и тем самым росту вычислительных затрат. Так, известна восьмипроводная линия передачи (далее — МПЛП 2) [78, 85], поперечное сечение которой представлено на рис. 10. Ее параметры: $w = 1$ мм;

$s = 1$ мм; $t = 0.1$ мм; $h_3 = h = 16$ мм; $d = 80$ мм; $\epsilon_{r3} = 12.9$. Отметим, что $d = 5h \approx 5H$.

Результаты, полученные в тех же программных средствах, а также опубликованные в [78, 85], приведены в табл. 6. Видно, что они соответствуют всем критериям из разд. 2. Максимальное различие (в таблице выделено жирным) между результатами из программных средств не превышает 4% (ADS и FasterCap, элемент C_{17}). Это различие, по всей видимости, связано с различием используемых расчетных сеток. Так, разница в числе сегментов достигает 3.4 раза. В то же время различие полученных результатов с опубликованными данными не превышает 4.2% (ADS и [85], элемент C_{18}).

Аналогично исследованию для МПЛП 1 выполнен поиск минимального расстояния d в тех же диапазонах. В табл. 7 приведены полученные результаты при выявленном минимальном значении d , при котором выполняются критерии из разд. 2, а различия от итерации к итерации удовлетворяют требуемым, а именно: по (20) и (21) менее 1%, а по (22) — 10%. Минимальное расстояние d составило $1.5h$. При этом число обусловленности матричного уравнения (6) составило $\text{cond}(S) = 4.7 \times 10^3$. Отметим, что различия по (22) менее 25% получены для всех исследованных зна-

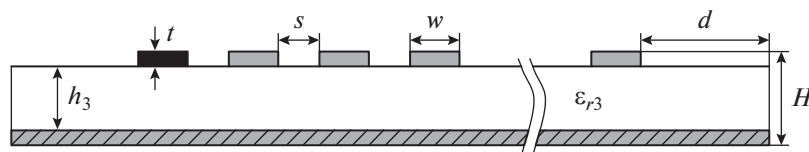
**Рис. 10.** Поперечное сечение МПЛП 2 и 3.

Таблица 7. Результаты (первые строки матрицы C , пФ/м) для МПЛП 2 при изменении расстояния d в Octave

d	N	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}	C_{18}
$5h \approx 5H$	16207	128.24	-59.13	-13.01	-5.71	-3.1	-1.89	-1.28	-1.23
$1.5h \approx 1.5H$	6607	128.03	-59.22	-13.06	-5.75	-3.13	-1.92	-1.32	-1.28

Таблица 8. Минимальные значения d при изменении M и t для МПЛП 3 и 4 в Octave

M	$t = 0.005$ мм				$t = 0.105$ мм			
	МПЛП 3		МПЛП 4		МПЛП 3		МПЛП 4	
	$\Delta C' < 25\%$	$\Delta C' < 10\%$	$\Delta C' < 25\%$	$\Delta C' < 10\%$	$\Delta C' < 25\%$	$\Delta C' < 10\%$	$\Delta C' < 25\%$	$\Delta C' < 10\%$
2	$2H$	$2H$	H	H	$1.5H$	$1.5H$	H	H
4	$2H$	$2.5H$	H	$1.5H$	$1.5H$	$2H$	$2H$	$3H$
6	$2H$	$3H$	$1.5H$	$2H$	$6H$	$6H$	$2H$	$3H$
8	$3.5H$	$3.5H$	$2H$	$2.5H$	—	—	$2.5H$	$3.5H$
10	$5.5H$	$5.5H$	$3H$	$3H$	—	—	$5H$	$5H$
12	$9H$	$9H$	$3.5H$	$3.5H$	—	—	—	—

чений d , а различия между результатами расчетов при одинаковых коэффициентах изменения h и H составили менее 1%. Для наглядности в таблице приведены также результаты для исходной геометрии ($d = 5h \approx 5H$), при которой $\text{cond}(S) = 1.1 \times 10^4$. В результате только за счет уменьшения расстояния d удалось сократить число сегментов в 2.5 раза при максимальном поэлементном различии (элемент C_{18}) около 4%.

После рассмотрения двух крайних случаев (неэкранированная микрополосковая МПЛП и экранированная МПЛП с несколькими слоями диэлектрического заполнения), рассмотрены промежуточные варианты линий передачи с изменяемым числом проводников M . Поскольку расстояние до экрана также влияет на точность вычисления емкостной матрицы (это влияние не исследовалось в работе), надо учитывать его при выборе значения расстояния d . Поэтому далее использована зависимость d от высоты всей структуры H .

Сначала МПЛП 1 была видоизменена так, чтобы ее поперечное сечение соответствовало рис. 10 (далее МПЛП 3), без изменения размеров, ис-

пользованных ранее. Выполнены расчеты в Octave при последовательном изменении $d = 0.5H, H, \dots, 10H$ и $M = 2, 4, \dots, 12$. В табл. 8 (столбец для $t = 0.005$ мм и МПЛП 3) приведены выявленные минимальные значения расстояния d , при которых матрицы удовлетворяют критериям из разд. 2, а изменения в матрицах по (20) и (21) составляют менее 1%, по (22) — 10 и 25%. Видно, что в большинстве случаев рост числа проводников требует увеличения расстояния d .

Затем в МПЛП 3 добавлен экран на расстоянии $h_2 = 3h_3$, как показано на рис. 11 (далее МПЛП 4), и в Octave проведены аналогичные вычисления. Полученные минимальные значения расстояния d приведены в табл. 8 (столбец для $t = 0.005$ мм и МПЛП 4). Видно, что по сравнению с МПЛП 3 рост числа проводников требует не такого сильного увеличения расстояния d .

Для апробации полученных соотношений выполнен расчет емкостных матриц для МПЛП 3 и 4. Результаты расчета в программных средствах CONMTL и TALGAT при $M = 12$ и выявленных соотношениях $d = 9H$ и $d = 3.5H$ соответственно,

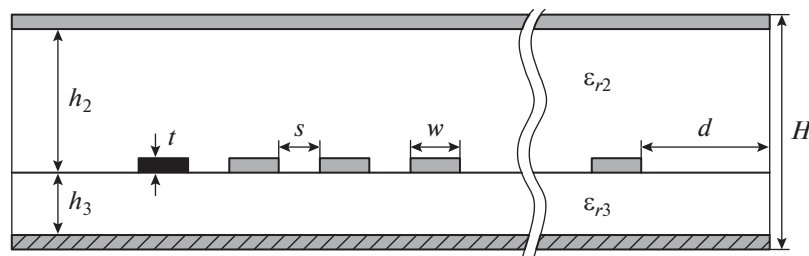
**Рис. 11.** Поперечное сечение МПЛП 4.

Таблица 9. Результаты (первые строки матрицы C , пФ/м) при изменении расстояния d для МПЛП 3 и 4 при $M = 12$ и $t = 0.005$ мм в CONMTL и TALGAT

Источник	d	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{15}	C_{16}	C_{17}	C_{18}	C_{19}	C_{110}	C_{111}	C_{112}
CONMTL	$3h$	74.51	-8.46	-0.67	-0.27	-0.14	-0.08	-0.05	-0.03	-0.019	-0.009	0.001	0.016
	$5h$	74.45	-8.43	-0.67	-0.27	-0.14	-0.09	-0.06	-0.04	-0.024	-0.015	-0.007	0.001
	$9H$	74.25	-8.4	-0.67	-0.27	-0.14	-0.09	-0.06	-0.04	-0.027	-0.019	-0.012	-0.007
TALGAT (МПЛП 3)	$3h$	76.61	-8.88	-0.72	-0.31	-0.18	-0.12	-0.08	-0.06	-0.052	-0.044	-0.040	-0.045
	$5h$	76.68	-8.85	-0.71	-0.29	-0.17	-0.11	-0.08	-0.06	-0.045	-0.037	-0.032	-0.033
	$9H$	76.70	-8.84	-0.70	-0.29	-0.16	-0.10	-0.07	-0.05	-0.041	-0.033	-0.028	-0.026
TALGAT (МПЛП 4)	$3h$	92.09	-12.04	-0.49	-0.05	-5.95×10^{-3}	-3.81×10^{-4}	2.92×10^{-4}	3.73×10^{-4}	3.83×10^{-4}	3.85×10^{-4}	3.93×10^{-4}	5.47×10^{-4}
	$5h$	92.14	-12.04	-0.49	-0.05	-6.27×10^{-3}	-7×10^{-4}	-2.81×10^{-5}	5.33×10^{-5}	6.31×10^{-5}	6.49×10^{-5}	7.01×10^{-5}	1.48×10^{-4}
	$3.5H$	92.15	-12.04	-0.49	-0.05	-6.33×10^{-3}	-7.65×10^{-4}	-9.25×10^{-5}	-1.12×10^{-5}	-1.34×10^{-6}	-1.5×10^{-7}	-2.8×10^{-8}	-6.5×10^{-9}

а также для наглядности при $d = 3h$ и $d = 5h$, приведены в табл. 9 (из-за ограничений программного средства CONMTL расчет для МПЛП 4 в нем не произведен). Видно, что в обоих программных средствах только при выявленных соотношениях емкостные матрицы точны, а при $d = 3...5h$ полученные матрицы не удовлетворяют критериям из разд. 2.

Далее проанализировано влияние изменения соотношения между толщинами диэлектрической подложки и проводников на минимальное значение d . Для этого использованы МПЛП 3 и 4, для которых в исходных геометриях $h/t = 10$. За счет изменения толщины проводников ($t = 0.105$ мм) это соотношение составило $h/t \approx 0.5$ ($h = h_3 = 0.05$ мм). При этом, как показано в [32], для таких толщин t целесообразно использовать равномерную расчетную сетку с длиной сегментов $t/5$. Полученные минимальные значения расстояния d приведены

Таблица 10. Минимальные значения d при изменении M на каждом слое для МПЛП 5 и 6 в Octave

M	МПЛП 5		МПЛП 6	
	$\Delta C' < 25\%$	$\Delta C' < 10\%$	$\Delta C' < 25\%$	$\Delta C' < 10\%$
2	$1.5H$	$1.5H$	$2H$	$2H$
4	$3H$	$4H$	$4H$	$4H$
6	$4H$	$5H$	$4H$	$5.5H$
8	$4H$	$5H$	$15H$	$15H$
10	$5H$	$6H$	н.д.	н.д.
12	$11H$	$11H$	н.д.	н.д.

Примечание: н.д. — нет данных.

в табл. 8 (столбец для $t = 0.105$ мм). Из нее видно, что при $M > 6$ для МПЛП 3 и $M = 12$ для МПЛП 4 добиться соответствия всем критериям из разд. 2 не удалось (последний критерий не выполнялся даже при соотношении $d = 100H$). Поэтому при таких соотношениях h/t надо дополнительно использовать другие способы повышения точности вычислений, например адаптивную расчетную сетку.

Наконец, проанализированы многослойные МПЛП, у которых проводники находятся на всех слоях. Для них, в отличие от микрополосковых, авторам данной работы не известны общепринятые соотношения для задания расстояния до удаленных границ. Так, в опубликованных работах часто отсутствует упоминание о величине d , а, например, в [54, 86] использованы соотношения $d \approx 1.5H...1.7H$ для двухслойных и $0.8H$ для трехслойных МПЛП.

Рассмотрены двухслойная (далее — МПЛП 5) и трехслойная (далее — МПЛП 6) линии передачи (рис. 12) из [86]. Их параметры: $w = 1$ мм; $s = 1$ мм; $t = 0.01$ мм; $h = 1$ мм; $\epsilon_{r1} = 9.5$, $\epsilon_{r2} = 4.65$ для МПЛП 5 и $\epsilon_{r1} = 2$, $\epsilon_{r2} = 3$, $\epsilon_{r3} = 4$ для МПЛП 6. Оценена сходимость емкостных матриц при последовательном изменении расстояния $d = 0.5H, H, \dots, 10H$ и увеличении числа проводников M на каждом слое. Нумерация проводников МПЛП осуществлялась послойно слева направо, начиная с нижних слоев. В результате общее число проводников для МПЛП 5 варьировалось от 4 до 24, а для МПЛП 6 — от 6 до 36 (для МПЛП 6 при $M = 10$ и $M = 12$ результаты не были получены из-за ограничений в объеме имеющейся оперативной памяти). Полученные минимальные значения расстояния d приведены в табл. 10. Из нее видно, что известные соотношения ($d = 1.5H...1.7H$ и $d = 0.8H$) для обеих

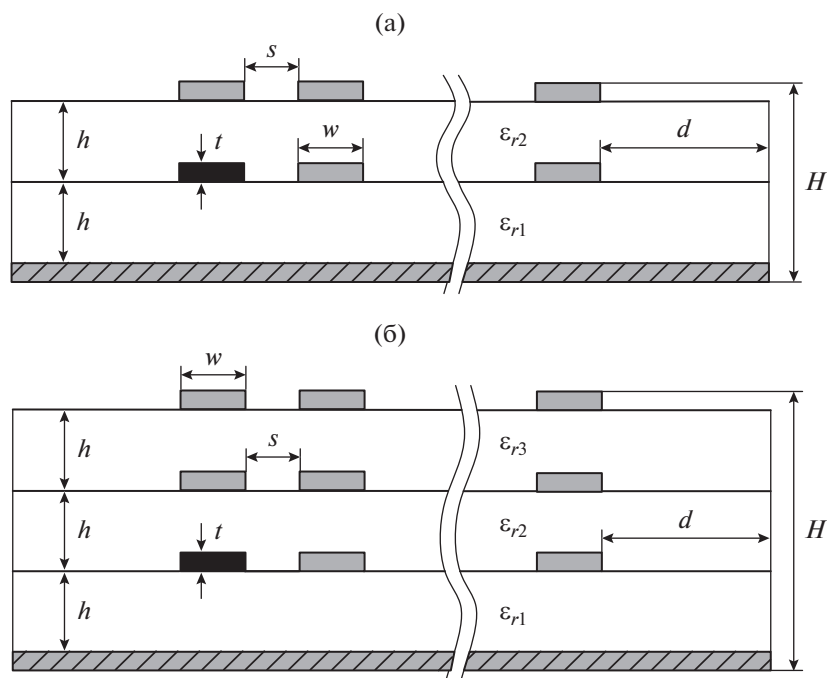


Рис. 12. Поперечные сечения МПЛП 5 (а) и МПЛП 6 (б).

МПЛП в большинстве случаев (при $M > 2$) не дают точные емкостные матрицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены особенности вычисления параметров и характеристик МПЛП. Представлены математическая модель для расчета матриц первичных погонных параметров МПЛП методом моментов и методика их расчета без потерь и с потерями. Сформулированы критерии точности расчета емкостной матрицы и пояснены возможные причины их невыполнения. Показано влияние погонных параметров МПЛП на их характеристики, а именно отклики и глазковые диаграммы.

Изучено влияние расстояний до удаленных границ МПЛП на точный и экономичный расчет их емкостных матриц. С использованием МоМ показано, что известные соотношения для задания этого расстояния для линий передачи с числом проводников более 8, в большинстве случаев не позволяют осуществить расчет емкостных матриц, соответствующих требуемым критериям их точности. Также показана необходимость учета числа проводников МПЛП при задании минимального расстояния до удаленных границ. На примере нескольких МПЛП с разным числом проводников и диэлектрических слоев определены соотношения для задания этих расстояний, при которых удается добиться точного и экономичного расчета емкостных матриц.

С использованием нескольких программных средств продемонстрирована достоверность выявленных соотношений. Их использование на этапе подготовки входных данных позволяет априорно задавать удаленные границы для корректного решения задачи с приемлемой точностью при минимальных вычислительных затратах, а не подбирать их за счет многократного расчета и оценки сходимости. Кроме того, эти соотношения легко встраиваются в существующие программные средства и тем самым способствуют повышению степени их доверенности.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект FEWM-2020-0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Paul C.R. Analysis of Multiconductor Transmission Lines. N.Y.: Wiley-IEEE Press, 2008.
2. Yordanov H., Ivrlac M., Nossek J., Russer P. // 2007 Europ. Microwave Integrated Circuit Conf. Munich. 8–10 Oct. N.Y.: IEEE, 2007. P. 579. <https://doi.org/10.1109/EMICC.2007.4412779>
3. Johnson H.W., Graham M. High-Speed Signal Propagation: Advanced Black Magic. Hoboken: Prentice Hall, 2003.

4. Джорджевич А.Р., Саркар Т.К., Харрингтон Р.Ф. // ТИИЭР. 1987. Т. 75. № 6. С. 7.
5. Tesche F., Ianoz M., Karlsson T. EMC Analysis Methods and Computational Models. N.Y.: John Wiley & Sons, 1996.
6. Заболоцкий А.М., Газизов Т.Р. Временной отклик многопроводных линий передачи. Томск: Томский гос. ун-т, 2007.
7. Кечиев Л.Н. Проектирование печатных плат для цифровой быстродействующей аппаратуры. М.: ООО "Группа ИДТ", 2007.
8. Montrose M.I. EMC and the Printed Circuit Board: Design, Theory, and Layout Made Simple. N.Y.: Wiley-IEEE Press, 2004.
9. Russ S.H. Signal Integrity: Applied Electromagnetics and Professional Practice. L.: Springer Nature, 2022.
10. Thierauf S.C. High-Speed Circuit Board Signal Integrity. Norwood: Artech House Publishers, 2004.
11. Broyde F., Clavelier E. // IEEE Trans. 2005. V. CSI-52. № 2. P. 405.
<https://doi.org/10.1109/TCSI.2004.841596>
12. Wu R.-B., Chao F.-L. // IEEE Trans. 1995. V. CPMT-18. № 4. P. 644.
<https://doi.org/10.1109/96.475270>
13. Guo W.-D., Shiue G.-H., Lin C.-M., Wu R.-B. // IEEE Trans. 2006. V. MTT-54. № 4. P. 1379.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2002.871913>
14. Rotgerink J.L., Serra R., Leferink F. // IEEE Trans. 2021. V. EMC-63. № 4. P. 1231.
<https://doi.org/10.1109/TEMC.2020.3040689>
15. Cai R., Yang S. // Energies. 2022. V. 15. № 10. P. 3501.
<https://doi.org/10.3390/EN15103501>
16. Гизатуллин З.М., Гизатуллин Р.М., Нуриев М.Г. // РЭ. 2021. Т. 66. № 6. С. 609.
<https://doi.org/10.31857/S0033849421060103>
17. Гизатуллин З.М., Гизатуллин Р.М., Шкиндеров М.С., Архипов А.О. // Докл. ТУСУР. 2019. Т. 22. № 3. С. 13.
<https://doi.org/10.21293/1818-0442-2019-22-3-13-17>
18. Ховратович В.С. // РЭ. 1975. Т. 20. № 3. С. 468.
19. Aremiya H. // RCA Review. 1967. V. 28. № 2. P. 241.
20. Влостовский Э.Г. // Радиотехника. 1967. Т. 22. № 4. С. 28.
21. Paul C.R. Transmission Lines in Digital Systems for EMC Practitioners. N.Y.: Wiley-IEEE Press, 2012.
22. Surovtsev R.S., Nosov A.V., Gazizov T.R. // Electrical. 2022. № 22. P. 84.
<https://doi.org/10.5152/electr.2021.21062>
23. Аполлонский С.М. Дифференциальные уравнения математической физики в электротехнике. СПб.: Питер, 2012.
24. Sadiku M.N.O. Numerical Techniques in Electromagnetics. Boca Raton: CRC Press, 2019.
25. Wei C., Harrington R.F., Mautz J.R., Sarkar T.K. // IEEE Trans. 1984. V. MTT-32. № 4. P. 439.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.1984.1132696>
26. Lupo G., Petrarca C., Vitelli M., Tucci V. // IEEE Trans. 2002. V. DEI-9. № 3. P. 467.
<https://doi.org/10.1109/TDEI.2002.1007711>
27. Sumant P., Cangellaris A. // Int. J. Numerical Modeling. 2007. V. 20. № 5. P. 253.
28. You Y., Palusinski O.A., Szidarovszky F. // IEEE Trans. 1999. V. MTT-47. № 6. P. 798.
<https://doi.org/10.1109/22.769353>
29. Venkataraman J., Rao S.M., Djordjevic A.R. et al. // IEEE Trans. 1985. V. MTT-33. № 10. P. 952.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.1985.1133155>
30. Pan G.W., Wang G., Gilbert B.K. // IEEE Trans. 1992. V. CSI-39. № 11. P. 955.
<https://doi.org/10.1109/81.199876>
31. Musa S.M., Sadiku M.N.O. // Int. J. Engineering Research and Development. 2014. V. 10. № 3. P. 87.
32. Khebir A., Kouki A., Mittra R. // J. Electromagnetic Waves and Applications. 1990. V. 4. № 2. P. 145.
<https://doi.org/10.1163/156939390X00041>
33. Maksimov A.E., Kuksenko S.P. // IEEE Trans. 2022. V. EMC-64. № 5. P. 1514.
<https://doi.org/10.1109/TEMC.2022.3175717>
34. Zhu B., Lu J., Zhu M., Jiang M. // 2015 10th Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMC Compo). Edinburgh. 10–13 Nov. N.Y.: IEEE, 2015. P. 87.
35. Özgün Ö., Kuzuoğlu M. MATLAB-based Finite Element Programming in Electromagnetic Modeling. Boca Raton: CRC Press, 2018.
36. Rosloniec S. Fundamental Numerical Methods for Electrical Engineering. Berlin: Springer, 2008.
37. Харрингтон Р.Ф. // ТИИЭР. 1967. № 2. С. 5.
38. Ruehli A., Antonini G., Jiang L. Circuit Oriented Electromagnetic Modeling Using the PEEC Techniques. N.Y.: Wiley-IEEE Press, 2017.
39. Karkashadze D., Jobava R., Frei S., Sozlashvili B. // Proc. 6th Int. Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2001). Lviv. 18–20 Sep. N.Y.: IEEE, 2001. P. 187.
40. Кадников С.Н. Метод интегральных уравнений для расчета электростатических полей. Иваново: Ивановский гос. энергетический ун-т, 1995.
41. Hackbusch W. Integral Equations: Theory and Numerical Treatment/Int. Ser. of Numerical Math. V.120. Basel: Birkhäuser, 1995. P. 266.
https://doi.org/10.1007/978-3-0348-9215-5_8
42. Панасюк В.В., Саврук М.П., Назарчук З.Т. Метод сингулярных интегральных уравнений в двумерных задачах дифракции. Киев: Наукова думка, 1984.
43. Yla-Oijala P., Taskinen M., Sarvas J. // Progress in Electromagnetics Research. 2005. V. 52. P. 81.
<https://doi.org/10.2528/PIER04071301>
44. Banerjee P.K., Butterfield R. Boundary Element Methods in Engineering Science. N.Y.: McGraw-Hill, 1981.
45. Rylander T., Ingelström P., Bondeson A. Computational Electromagnetics. N.Y.: Springer, 2013.
46. L'epplattenier P., Caldichoury I. // 38th Int. Conf. on Boundary Elements and Other Mesh Reduction Methods (BEM/MRM 38). New Forest. 21–23 Sep. Ashurst: WIT Press, 2015. P. 311.

47. Yu W., Wang X. Advanced Field–Solver Techniques for RC Extraction of Integrated Circuits. Berlin: Springer, 2014.
48. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова думка, 1986.
49. Канторович Л.В., Акилов Г.П. Функциональный анализ в нормированных пространствах. М.: Физматгиз, 1959.
50. Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. М.: ГИФМЛ, 1959.
51. Matthaei G.L., Young L., Jones E.M.T. Microwave Filters, Impedance- matching Networks, and Coupling Structures. Norwood: Artech House Publishers, 1980.
52. Zhai K., Yu W. // Int. J. Numerical Modelling. 2014. V. 27. № 4. P. 656. <https://doi.org/10.1002/jnm.1934>
53. Musa S.M., Sadiku M.N.O. // Microwave and Optical Technology Lett. 2008. V. 50. № 10. P. 2743.
54. Bazdar M.B., Djordjevic A.R., Harrington R.F. et al. // IEEE Trans. 1994. V. MTT-42. № 7. P. 1223. <https://doi.org/10.1109/22.299760>
55. Balakrishnan S., Park J.H., Kim H. et al. // Proc. 2001 IEEE Int. Conf. on Computer Design: VLSI in Computers and Processors (ICCD 2001). Austin, 23–26 Sep. N.Y.: IEEE, 2001. P. 98.
56. Zhang J., Drewniak J.L., Pommerenke D.J. et al. // IEEE Trans. 2010. V. EMC-52. № 1. P. 189. <https://doi.org/10.1109/TEMC.2009.2035055>
57. Peterson Z.M. // 2020 IEEE 29th Conf. on Electrical Performance of Electronic Packaging and Systems (EPEPS). San Jose. 5–7 Oct. N.Y.: IEEE, 2020. Paper No. 9231315.
58. Pan G.-W., Olson K.S., Gilbert B.K. // IEEE Trans. 1989. V. CADICS-8. № 6. P. 608. <https://doi.org/10.1109/43.31517>
59. Kovacevic-Badstuebner I., Romano D., Antonini G. et al. // Energies. 2021. V. 14. № 10. P. 2835. <https://doi.org/10.3390/en14102835>
60. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978.
61. Ramo S., Whinnery J.R., van Duzer T. Fields and Waves in Communication Electronics. N.Y.: John Wiley & Sons, 1994.
62. Shafieipour M., de Silva J., Kariyawasam A. et al. // Proc. Int. Conf. on Power Systems Transients (IPST) 2017. Seoul, 26–29 Jun 2017. Paper No. 17IPST204.
63. Scheinfein M.R., Palusinski O.A. // IEEE Trans. 1987. V. SCS-4. № 3. P. 187.
64. Harrington R.F. // IEEE Trans. 1984. V. MTT-32. № 7. P. 705. <https://doi.org/10.1109/TMTT.1984.1132757>
65. Chen L.F., Ong C.K., Neo C.P. et al. Microwave Electronics. Measurement and Materials Characterization. N.Y.: John Wiley & Sons, 2004.
66. Nabors K., White J. // IEEE Trans. 1991. V. CADICS-10. № 11. P. 1447. <https://doi.org/10.1109/43.97624>
67. Drandić A., Trkulja B. // Int. J. Numerical Modelling. 2019. V. 33. № 5. Article e2669. <https://doi.org/10.1002/jnm.2669>
68. Paul C. Transmission Lines in Digital and Analog Electronic Systems: Signal Integrity and Crosstalk. N.Y.: Wiley–IEEE Press, 2010.
69. Makarov S.N., Noetscher G.M., Nazarian A. Low-Frequency Electromagnetic Modeling for Electrical and Biological Systems Using MATLAB. N.Y.: John Wiley & Sons, 2016.
70. Ruehli A.E. Circuit Analysis, Simulation and Design. Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1987.
71. Zhai K., Yu W. // Int. J. Numerical Modelling. 2014. V. 27. № 4. P. 656. <https://doi.org/10.1002/jnm.1934>
72. Yang Z., Wang Z. // Microelectronic Engineering. 2003. V. 65. P. 133. [https://doi.org/10.1016/S0167-9317\(02\)00746-3](https://doi.org/10.1016/S0167-9317(02)00746-3)
73. Ekman J., Antonini G., Orlandi A., Ruehli A. // IEEE Trans. 2006. V. EMC-48. № 1. P. 19. <https://doi.org/10.1109/TEMC.2006.870699>
74. Сычев А.Н., Стручков С.М. // Докл. ТУСУР. 2011. Т. 24. № 2–3. С. 77.
75. Hall S.H., Heck H.L. Advanced Signal Integrity for High-Speed Digital Designs. N.Y.: Wiley–IEEE Press, 2009.
76. Wu R.-B., Chao F.-L. // IEEE Trans. 1996. V. CP-MT-19 № 2. P. 397. <https://doi.org/10.1109/96.496044>
77. Musa S.M., Sadiku M.N.O. // IEEE SoutheastCon 2008. Huntsville. 3–6 Apr. N.Y.: IEEE, 2008. P. 300. <https://doi.org/10.1109/SECON.2008.4494308>
78. Homentcovschi D., Oprea R. // IEEE Trans. 1998. V. MTT-46. № 1. P. 18. <https://doi.org/10.1109/22.654918>
79. Вержбицкий В.М. Основы численных методов: Учебник для вузов. М.: Высш. шк., 2002.
80. Heath M.T. Scientific Computing: an Introductory Survey. Boston: McGraw- Hill, 2002.
81. Zhou Y., Li Z., Shi W. // 2007 44th ACM/IEEE Design Automation Conf. San Diego. 4–8 Jun. N.Y.: IEEE, 2007. P. 835.
82. Максимов А.Е., Куксенко С.П. // Журн. радиоэлектрон. 2021. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan21/10/text.pdf>. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.1.10>
83. Swanson D.G., Hofer W.J. Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation. Norwood: Artech House Publishers, 2003.
84. Максимов А.Е., Куксенко С.П. // Журн. радиоэлектрон. 2023. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan23/14/text.pdf>. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.1.14>
85. Khalaj-Amirhosseini M. // Progress in Electromagnetics Research. 2005. V. 50. P. 267. <https://doi.org/10.2528/PIER04061601>
86. Musa S.M., Sadiku M.N.O. // Proc. of the COMSOL Conf. Boston, 30 Mar. 2009. <https://www.comsol.ru/paper/download/44430/Musa.pdf>

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ
ГЕНЕРАТОРЕ С ДИФРАКЦИОННЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ**© 2023 г. М. П. Дейчули^а, В. И. Кошелев^а *, А. А. Петкун^а, В. А. Чазов^а^а Институт сильноточной электроники СО РАН,
просп. Академический, 2/3, Томск, 634055 Российская Федерация

*E-mail: koshelev@lhfe.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 27.06.2023 г.

После доработки 27.06.2023 г.

Принята к публикации 04.07.2023 г.

С использованием 2.5D гибридной модели численно исследовано взаимодействие пучка с током 2.5...7.5 кА, энергией электронов 345...510 кэВ и электромагнитного поля в терагерцовом (364...368 ГГц) диапазоне частот. Показано, что применение дифракционных отражателей в электродинамической системе с параметром сверхразмерности 49 позволяет значительно подавить обратное излучение и многократно увеличить мощность излучения в направлении электронного пучка. В расчетах без учета тепловых потерь в ведущем магнитном поле 6 Тл получены импульсы излучения с мощностью до 330 МВт.

DOI: 10.31857/S0033849423120057, EDN: XQUAEA

ВВЕДЕНИЕ

Увеличение мощности излучения в вакуумных электронных устройствах с продольным взаимодействием пучка и поля приводит к необходимости увеличивать отношение диаметра замедляющей структуры (ЗС) к длине волны (D/λ). Особенно это проявляется в терагерцовом диапазоне частот (0.3...3 ТГц) [1], где параметр сверхразмерности D/λ достигает 40 [2]. Важной задачей в устройствах с сверхразмерными ($D/\lambda > 1$) ЗС является уменьшение мощности обратного излучения, направленного в сторону катода. Среди мощных источников излучения выделим релятивистские лампы обратной волны (РЛОВ), генераторы поверхностной волны (ГПВ) и многоволновые черенковские генераторы (МВЧГ). Ниже рассмотрим методы, которые используются для подавления обратного излучения.

Наиболее подробно эта проблема изучена в РЛОВ. Здесь используют резонансные [3, 4], комбинированные (резонансные и плоские) [5, 6] и дифракционные (брэгговские) [7] отражатели. В комбинированных отражателях плоская пластина устанавливается, как правило, в катоде. Пространство между плоским и резонансным отражателем используется для модуляции пучка. В ГПВ для подавления мощности обратного излучения применяют плоские отражатели [8].

В первых исследованиях МВЧГ [9–11], обобщенных в монографии [12], использовали длин-

ные конические коллиматоры из графита, которые выполняли также роль поглотителя излучения. Графитовый коллиматор ограничивал внешний радиус микросекундных электронных пучков с энергией 30...60 кДж, формируемых на ускорителе ГАММА. В последующих исследованиях [13] на наносекундном ускорителе СИНУС-7М с меньшей на два порядка энергией пучка использовали металлические коллиматоры, а также дифракционные и комбинированные отражатели [14–16].

Экспериментально было показано, что использование дифракционного отражателя, установленного перед одной секцией периодического волновода и двухсекционной ЗС МВЧГ, приводит к увеличению мощности выходного излучения [14]. Сравнительный анализ полученных результатов показал, что при использовании дифракционного отражателя стабильность выходного излучения выше по сравнению с плоским [15]. Использование комбинированных отражателей приводило к изменению выходной мощности излучения в пределах $\pm 15\%$. В МВЧГ с линейной поляризацией выходного излучения [16] плоский отражатель устанавливался в цилиндрической трубе на некотором расстоянии от дифракционного, оптимальное положение которых определяли экспериментально.

С ростом частоты и увеличением параметра сверхразмерности D/λ трудности подавления обратного излучения возрастают. В субтерагерцовом (100...300 ГГц) диапазоне частот используются

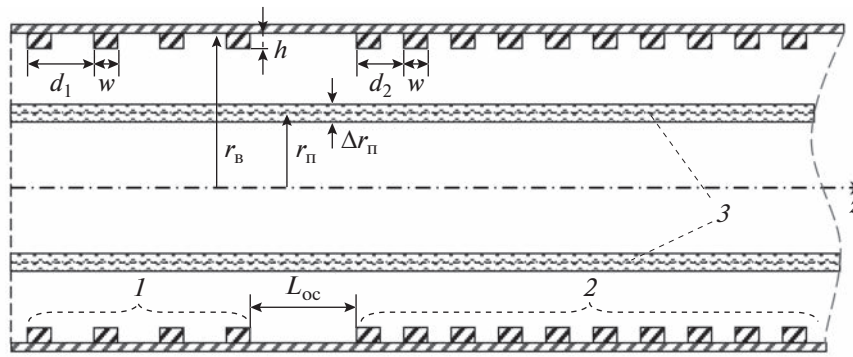


Рис. 1. Геометрия расчетной области цилиндрической ЗС с прямоугольными в сечении r - z диафрагмами: 1 — дифракционный (брэгговский) отражатель, 2 — периодическая замедляющая структура, 3 — тонкий трубчатый пучок; $L_{ос}$ — расстояние между отражателем и структурой.

плоские [17] и дифракционные [18, 19] отражатели. Генерацию мощного терагерцового (>300 ГГц) излучения в сверхразмерных ЗС исследовали как при отсутствии отражателя [2, 20], так и при использовании двойного резонансного отражателя [21], установленного между катодом и ЗС с $D/\lambda = 6.8$.

Цель данной работы — исследовать влияние дифракционного отражателя на процессы взаимодействия трубчатого пучка и поля в терагерцовом черенковском генераторе. Ранее [22, 23] этот генератор был исследован на основе односекционной ЗС (40 прямоугольных диафрагм) с помощью разработанной 2.5D гибридной электромагнитной модели. В ЗС диаметром 40 мм ($D/\lambda \approx 49$) инжектировали пучок с энергией электронов $W_0 = 350...515$ кэВ и током $I_n = 2...10$ кА. В приближении идеальной проводимости поверхности ЗС были получены импульсы излучения мощностью до $P = 250$ МВт на частоте $f = 367$ ГГц. Основная часть мощности излучения была направлена назад. Мощность излучения в прямом направлении составляла 10...40% от полной мощности излучения. Это соответствует низкой энергетической эффективности источника излучения при выводе импульсов излучения вперед с помощью рупорной антенны. Для увеличения эффективности необходимо существенно увеличить долю мощности излучения в прямом направлении. Это и является предметом данного исследования наряду с изучением особенностей взаимодействия пучка и поля в электродинамической системе с дифракционным отражателем.

1. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Разработанная 2.5D гибридная электромагнитная модель [22, 23] состоит из двух частей. Первая часть предназначена для расчета электродинамических характеристик [19] с помощью метода матриц рассеяния. Вторая часть разработана на основе метода крупных частиц и используется

для моделирования взаимодействия пучка и поля. Пучок с заданными параметрами инжектируется в электродинамическую систему с предварительно рассчитанными характеристиками.

Первоначально рассмотрим расчеты электродинамических характеристик исследуемой системы (рис. 1) без электронного пучка. Электродинамическая система представляет собой две короткие секции цилиндрических волноводов, радиусом $r_в = 20$ мм, с периодически расположенными прямоугольными (в сечении r - z) диафрагмами. Секции разделены гладкой трубой, длина которой равна $L_{ос}$. Первая секция — дифракционный отражатель (ДО), содержащий от 4 до 8 диафрагм, имеет период $d_1 = 0.4$ мм. Вторая секция — замедляющая структура (ЗС), состоящая из 40 диафрагм с периодом $d_2 = 0.34$ мм, имеет те же высоты ($h = 0.09$ мм) и длины ($w = 0.17$ мм) диафрагм, что и в ДО. Период ДО был выбран на основе условия Вульфа—Брэгга в исследуемом диапазоне частот (360...370 ГГц), а длину ДО масштабировали в соответствии с ранее выполненными экспериментами [14–16]. При исследовании резонансных электромагнитных волн предполагается, что поверхность электродинамической структуры — идеальный проводник, а пространство внутри всей структуры — вакуумное.

Рассмотрим поверхностные волны мод TM_{01m} . Влияние несимметричных типов электромагнитных волн на электронный пучок, взаимодействующий с TM -модами, требует отдельных вычислительных экспериментов и здесь не рассматривается.

Установлено, что при генерации терагерцового (>300 ГГц) излучения из короткой периодической ЗС [23] основной вклад в мощность взаимодействия электромагнитного поля и пучка дают три продольных резонанса. Каждый из резонансов представляет собой сумму электромагнитных полей симметричных мод (например, $R_1 = TM_{011} + TM_{02m} + TM_{03m} + \dots$) на частотах, близких к часто-

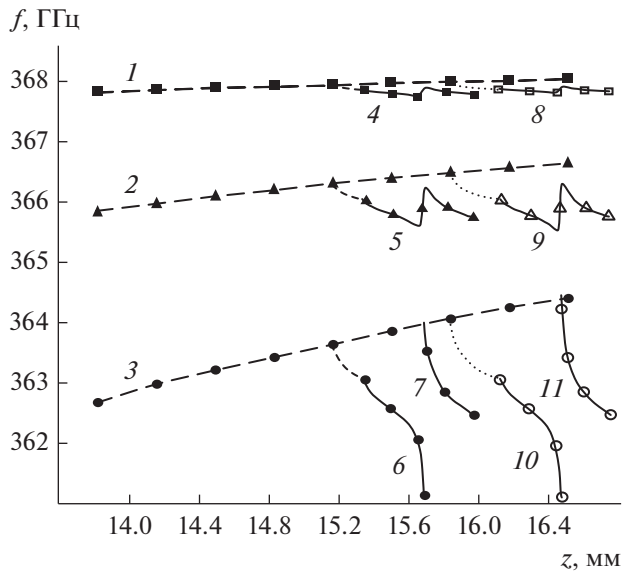


Рис. 2. Зависимость продольных резонансных частот симметричных TM -мод от длины электродинамической структуры. Для периодических ЗС без отражателя кривые 1, 2 и 3 соответствуют первым трем продольным резонансам R_1 , R_2 и R_3 . Для периодической ЗС с ДО, содержащим четыре диафрагмы, кривые 4 и 5 соответствуют R_1 и R_2 , кривые 6 и 7 соответствуют R_3 . Для периодической ЗС с ДО, содержащим шесть диафрагм, кривые 8 и 9 соответствуют R_1 и R_2 , кривые 10 и 11 соответствуют R_3 .

там первых продольных резонансов мод TM_{01m} . Частоты этих продольных резонансов R_i ($i = 1, 2, 3$) отсчитываются от π -вида колебаний моды TM_{01} ($f_\pi = 368.473$ ГГц).

Значения частот F продольных резонансов R_i монотонно возрастают с увеличением длины пе-

риодических ЗС от 40 до 48 периодов с шагом в одну диафрагму (рис. 2, кривые 1–3). Частота продольных резонансов перестает быть монотонно возрастающей функцией длины z при введении ДО в конструкцию электродинамической структуры и изменении длины L_{oc} гладкой трубы. При этом для первых двух продольных резонансов частота как функция длины z является непрерывной квазипериодической функцией (кривые 4 и 5 для секции ДО, содержащей четыре диафрагмы; 8 и 9 – ДО с шестью диафрагмами). Для резонанса R_3 частотная зависимость от z при увеличении длины L_{oc} разделяется на две монотонно убывающие кривые.

Численные эксперименты проводили в пределах до $L_{oc} \approx \lambda_0$, где λ_0 – длина волны излучения из ЗС. В области возрастания резонансных частот ($L_{oc} \approx 0.46...0.56$ мм для ДО с четырьмя диафрагмами и $L_{oc} \approx 0.48...0.54$ мм – ДО с шестью диафрагмами) для R_1 и R_2 в структурах с ДО добротности колебаний (рис. 3, кривые 4, 5, 8, 9) становятся ниже, чем соответствующие добротности в периодических ЗС без ДО длиной от 45 до 48 периодов. В данной области длин L_{oc} происходит падение отношения P^+/P_Σ , где P^+ – мощность, переносимая резонансной электромагнитной волной вперед в выходной секции, P_Σ – суммарная мощность, переносимая вперед в выходной секции и назад в секции ДО. При этом для ЗС с ДО, где четыре диафрагмы, отношение P^+/P_Σ для основного резонанса R_1 уменьшается до 0.34 при $L_{oc} = 0.52$ мм ($z = 15.66$ мм, рис. 4а), а для ЗС с ДО, где шесть диафрагм, аналогичное значение выше – $P^+/P_\Sigma \approx 0.44$ при $L_{oc} = 0.51$ мм ($z = 16.45$ мм, рис. 4б). Для исследования взаимодействия пучка с электромагнитными волнами в электродинамической

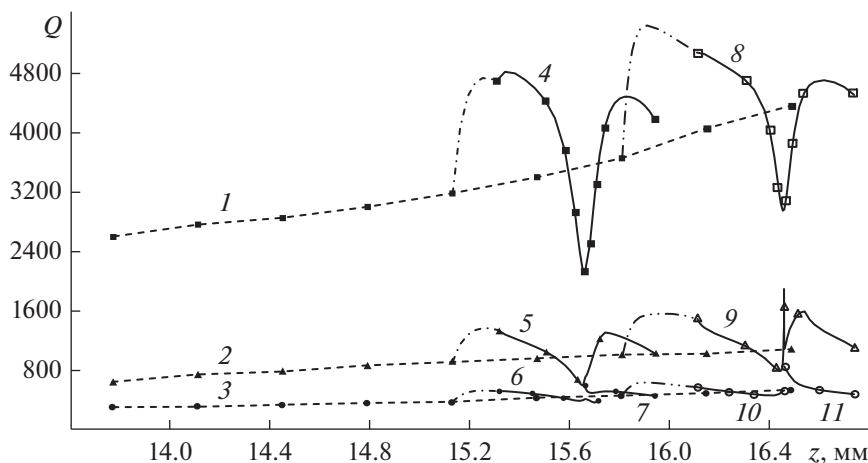


Рис. 3. Зависимость добротностей резонансов R_1 , R_2 и R_3 от длины электродинамической структуры. Для периодических ЗС без отражателя кривые 1, 2 и 3 соответствуют добротностям R_1 , R_2 и R_3 . Для периодической ЗС с ДО, содержащим четыре диафрагмы, кривые 4 и 5 соответствуют добротностям R_1 и R_2 , кривые 6 и 7 соответствуют добротности R_3 . Для периодической ЗС с ДО, содержащим шесть диафрагм, кривые 8 и 9 соответствуют добротностям R_1 и R_2 , кривые 10 и 11 соответствуют добротности R_3 .

системе были выбраны значения $L_{oc} = 0.2 \dots 0.8$ мм с шагом 0.2 мм ($\lambda_0/4$), которые не попадают в область превалирования отражения мощности назад к ДО (т.е. исследовали структуры с отношением $P^+/P_\Sigma > 0.5$ без электронного пучка).

Основные значения характеристик, использовавшихся при расчетах уравнений возбуждений [23], представлены в табл. 1 для четырех значений L_{oc} и ДО с числом диафрагм 4, 6.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА И ПОЛЯ

Трубчатый электронный пучок с током $I_n = 2.5 \dots 7.5$ кА и энергией электронов $W_3 = 345 \dots 510$ кэВ инжектировался в электродинамическую структуру диаметром 40 мм с продольным магнитным полем $B = 3 \dots 9$ Тл. Во всех расчетах толщина пучка с однородной плотностью тока и длительность переднего фронта импульса тока были постоянными и соответственно равными $\Delta r_n = 0.3$ мм и $T_\Phi = 0.5$ нс. Ток и энергия электронов пучка согласованно возрастали в течение фронта.

Уравнение возбуждения и методика численного моделирования подробно описаны в работе [23]. В расчетах учитывали первые три продольных резонанса R_1, R_2, R_3 , для которых предварительно вычисляли частоты F , добротности Q , структура поля и нормы. Мы исследовали динамику мгновенных частот резонансов, оцениваемых с помощью преобразования Гильберта, до выхода на частоту синхронизации f_c . Дополнительно с помощью преобразования Фурье оценивали частоты максимума спектра импульса излучения f_0 . По результатам численного моделирования рассчитывали мощность излучения вперед P^+ , назад P^- , полная мощность ($P = P^+ + P^-$), отношение мощности излучения вперед к полной мощности (P^+/P), а также распределение выходной мощности по модам гладкого волновода TM_{0m} на частоте синхронизации продольных резонансов. Расчеты проводили при инжекции электронного пучка в электродинамическую систему в отличие от расчетов P^+/P_Σ без электронного пучка в предыдущем разделе. Численное моделирование взаимодействия электронного пучка и электромагнитного поля выполняли вдали от магнитного поля циклотронных резонансов [24].

Как отмечалось ранее, главной задачей является увеличение доли мощности излучения вперед (P^+/P) при инжекции электронного пучка в электродинамическую систему с дифракционным отражателем. Первоначально был выбран набор параметров электронного пучка ($I_n = 5$ кА, $W_3 = 420$ кэВ, $r_n = 19.6$ мм, $B = 3$ Тл) для оценки влияния расстояния между отражателем и структурой L_{oc} и числа

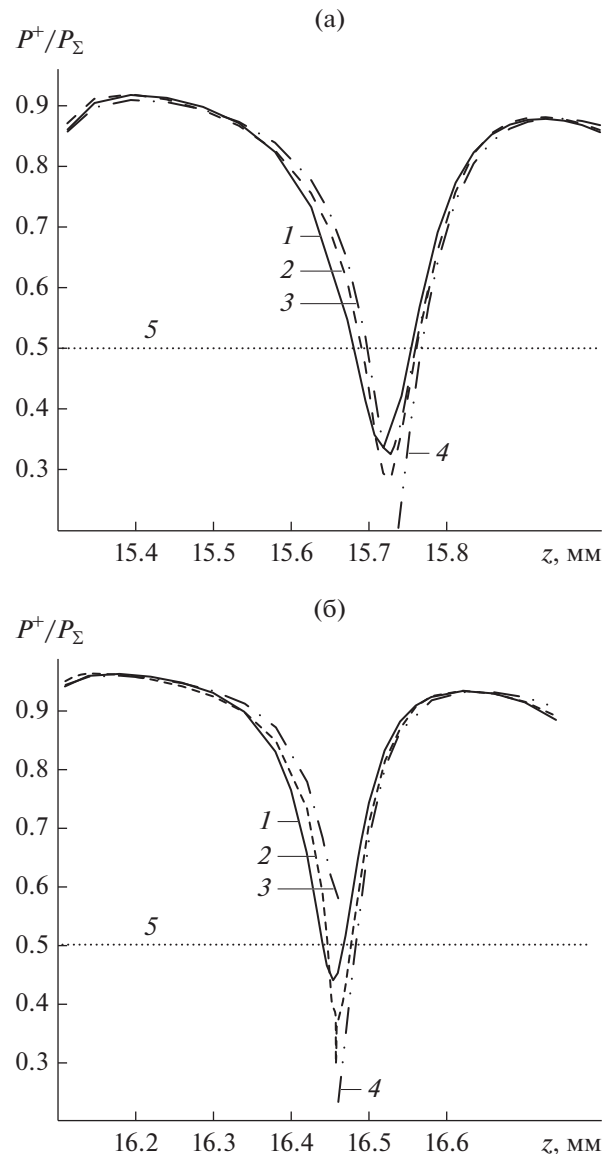


Рис. 4. Отношение мощности P^+ электромагнитной волны, распространяющейся вперед в выходной секции ЗС к сумме мощностей P_Σ вперед в выходной секции и назад в секции ДО с числом диафрагм 4 (а) и 6 (б), в зависимости от длины электродинамической структуры без электронного пучка. Кривые 1 и 2 соответствуют резонансам R_1 и R_2 , кривые 3 и 4 – резонансу R_3 , кривая 5 – периодические ЗС без ДО.

диафрагм в отражателе на характеристики излучения. Энергия электронов $W_3 = 420$ кэВ соответствует пересечению линии электронного пучка и дисперсионной характеристики моды TM_{01} бесконечного периодического волновода ($d_2 = 0.34$ мм) вблизи высокочастотной границы полосы пропускания (π -вид колебаний). На рис. 5 показаны зависимости полной мощности излучения (кривые 1, 2) и отношения P^+/P (кривые 3, 4) от рас-

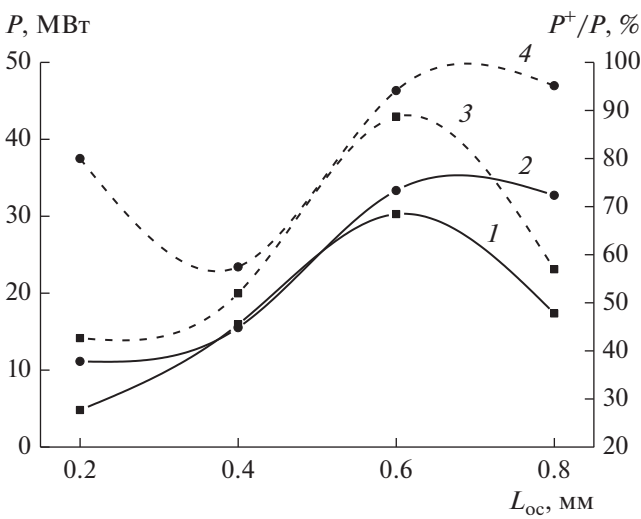


Рис. 5. Зависимости полной мощности излучения (кривые 1, 2) и отношения мощности излучаемой вперед к полной мощности излучения (кривые 3, 4) от расстояния между замедляющей структурой и дифракционным отражателем с числом диафрагм 4 (1, 3) и 6 (2, 4) при энергии пучка электронов 420 кэВ.

стояния между отражателем и структурой L_{oc} при числе диафрагм в отражателе 4 и 6. Видно, что отношение P^+/P существенно возрастает при $L_{oc} = 0.6$ мм и выше для ДО с 6 диафрагмами. При расстоянии $L_{oc} = 0.6$ мм были выполнены также расчеты P и P^+/P для ДО с 8 диафрагмами ($P = 24.6$ МВт и $P^+/P = 88.2\%$). Отметим, что здесь приведены значения мощности излучения после синхронизации резонансов и выхода на стационарный режим.

Для выбранного оптимального расстояния $L_{oc} = 0.6$ мм были исследованы характеристики излучения в зависимости от энергии электронов при прочих одинаковых условиях. Результаты расчетов показаны на рис. 6а–6в. Показано (рис. 6а, кривые 1...3), что полная мощность излучения минимальна при $W_0 = 420$ кэВ, слабо зависит от числа диафрагм ДО и уменьшается в 20 раз при изменении W_0 от 350 до 345 кэВ. Отношение P^+/P слабо зависит от энергии электронов и находится в пределах 80...95% (рис. 6б, кривые 4...6). Частоты резонансов синхронизируются через 4...6 нс от

Таблица 1. Электродинамические характеристики систем с ДО, включающих четыре и шесть диафрагм и гладкую трубу длиной $L_{oc} = 0.2, 0.4, 0.6$ и 0.8 мм для трех резонансов R_1, R_2, R_3

Параметры	Четыре диафрагмы			Шесть диафрагм		
	R_1	R_2	R_3	R_1	R_2	R_3
$L_{oc} = 0.2$ мм						
F , ГГц	367.827	365.939	362.878	367.826	365.937	362.874
Q	4819	1270	508	5057	1358	544
N_e , Всм ²	7.184	149.924	7.791	7.176	148.141	7.762
P^+/P_Σ	0.906	0.912	0.898	0.961	0.965	0.958
$L_{oc} = 0.4$ мм						
F , ГГц	367.768	365.709	362.393	367.765	365.698	362.376
Q	4193	963	436	4576	1047	466
N_e , Всм ²	6.949	107.806	8.065	6.935	104.403	8.063
P^+/P_Σ	0.825	0.828	0.840	0.899	0.898	0.912
$L_{oc} = 0.6$ мм						
F , ГГц	367.843	366.009	363.046	367.842	366.006	363.043
Q	4064	1299	503	4533	1582	573
N_e , Всм ²	7.351	154.94	8.539	7.338	158.769	8.450
P^+/P_Σ	0.774	0.758	0.744	0.883	0.872	0.866
$L_{oc} = 0.8$ мм						
F , ГГц	367.775	365.733	362.461	367.773	365.725	362.446
Q	4181	1014	444	4505	1094	467
N_e , Всм ²	6.988	118.162	7.948	6.979	114.837	7.962
P^+/P_Σ	0.817	0.827	0.843	0.855	0.892	0.906

Примечание: N_e — норма поля, используемая в уравнении возбуждения.

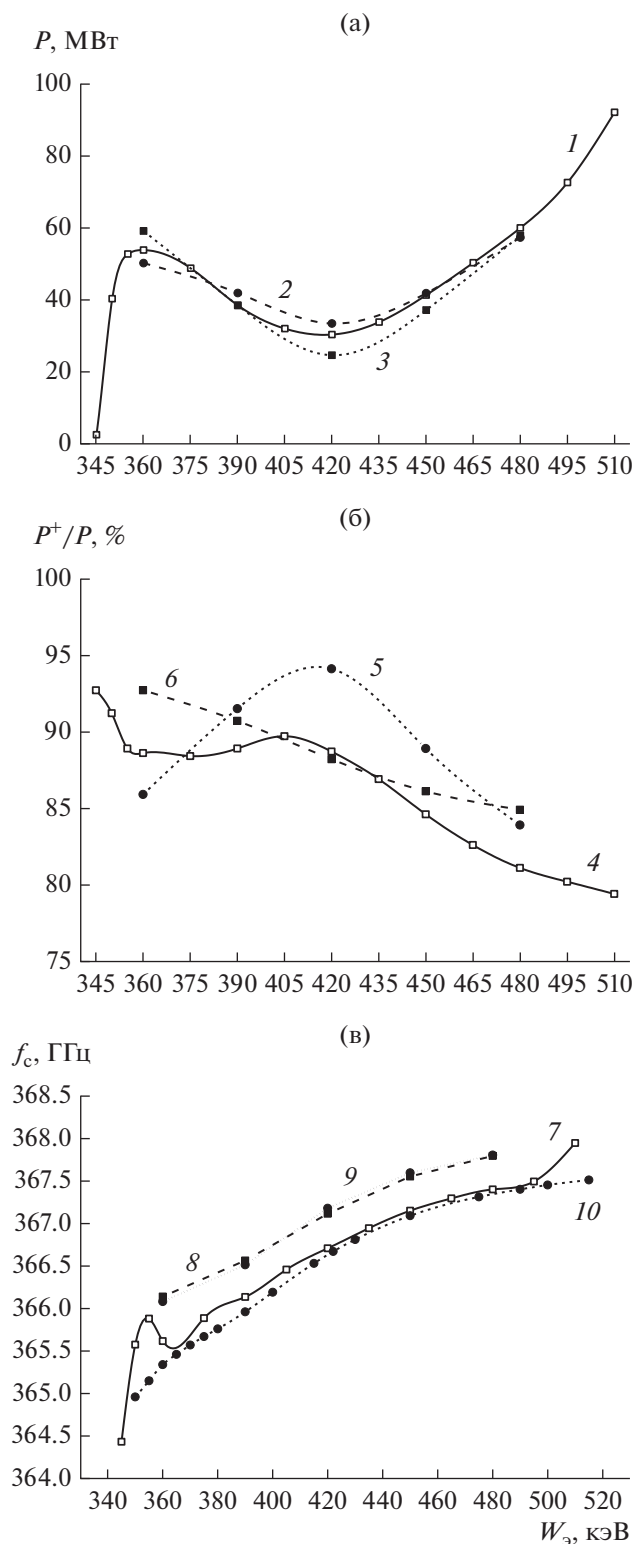


Рис. 6. Зависимости полной мощности излучения (а); отношения мощности излучаемой вперед к полной мощности излучения (б); частоты синхронизации резонансов (в) от энергии пучка электронов при расстоянии 0.6 мм между замедляющей структурой и дифракционными отражателями с числом диафрагм 4 (кривые 1, 4, 7), 6 (кривые 2, 5, 8), 8 (кривые 3, 6, 9), а также частоты синхронизации без отражателя (кривая 10).

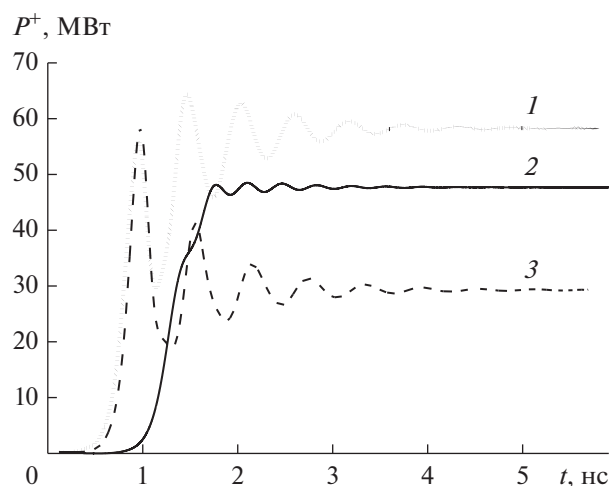


Рис. 7. Осциллограммы мощности излучения вперед для пучка с током 5 кА, энергией электронов: 495 (1), 360 (2) и 435 кэВ (3) в магнитном поле 3 Тл при расстоянии 0.6 мм между замедляющей структурой и дифракционным отражателем с 4 диафрагмами.

начала импульса тока. Частота синхронизации возрастает с ростом W_0 и увеличением числа диафрагм ДО от 4 до 6 (рис. 6в, кривые 7, 8). Увеличение количества диафрагм до 8 не приводит к изменению f_c (кривая 9). Здесь же приведена зависимость f_c от энергии электронов при отсутствии ДО (кривая 10). Различие в зависимостях f_c от W_0 при наличии ДО с 4 диафрагмами (кривая 7) и отсутствия ДО (кривая 10) наблюдается только в области низких и высоких энергий электронов.

На рис. 7 показаны осциллограммы мощности излучения вперед для некоторых энергий электронов и, соответственно, частот синхронизации (рис. 6в). При энергии $W_0 = 495$ кэВ (кривая 1) частота синхронизации близка к частоте резонанса R_1 , а при $W_0 = 360$ кэВ (кривая 2) близка к частоте резонанса R_2 . При частоте синхронизации между частотами резонансов R_1 и R_2 ($W_0 = 435$ кэВ) наблюдаются максимальные колебания мощности перед выходом на стационарный режим излучения (кривая 3).

Для поиска режимов с большой мощностью были выполнены расчеты для пучка с энергией 490 кэВ и радиусом $r_p = 19.35...19.65$ мм в магнитном поле 3 Тл при оптимальном $L_{oc} = 0.6$ мм и ДО с 6 диафрагмами. Результаты показаны на рис. 8а, 8б. Видно, что с уменьшением радиуса пучка мощность излучения возрастает (рис. 8а, кривые 1–3), но при этом время синхронизации резонансов и, соответственно, выхода на стационарный режим излучения также возрастает от 4...6 до 20...25 нс. Максимальное отношение $P^+/P = 83.9\%$ реализуется при $r_p = 19.5$ мм (кривая 4) и приемлемом времени синхронизации резонансов 5...6 нс. Частоты син-

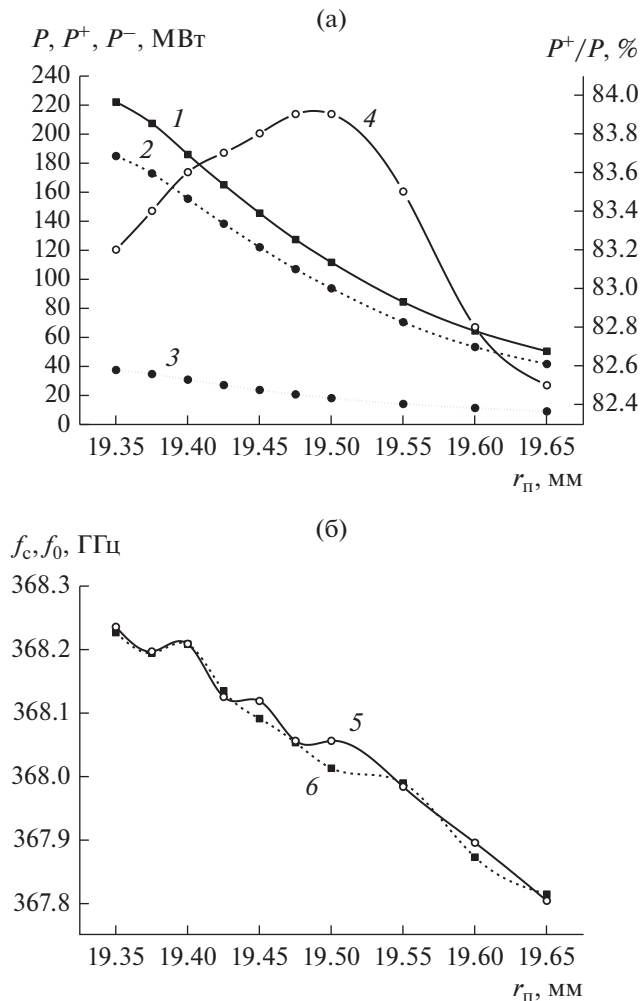


Рис. 8. Зависимости мощности излучения (а): полной (кривая 1), излучаемой вперед (кривая 2), излучаемой назад (кривая 3) и отношения мощности излучаемой вперед к полной мощности (кривая 4); и частот (б): синхронизации резонансов (кривая 5) и максимума спектра излучения (кривая 6) от радиуса пучка при энергии электронов пучка 490 кэВ, магнитном поле 3 Тл и расстоянии 0.6 мм между замедляющей структурой и дифракционным отражателем с шестью диафрагмами.

хронизации резонансов (рис. 8б, кривая 5) и максимума спектра излучения (кривая 6) согласуются между собой и возрастают с уменьшением r_n .

Представлялось интересным провести расчеты в широком диапазоне магнитного поля $B = 3...9$ Тл для оптимального радиуса пучка $r_n = 19.5$ мм.

Результаты моделирования показаны на рис. 9. Мощность излучения существенно возрастает в диапазоне $B = 3...6$ Тл, а затем выходит на насыщение (кривые 1...3). Частота синхронизации резонансов и, соответственно, выход на стационар также возрастает до 10 нс при $B = 6...9$ Тл.

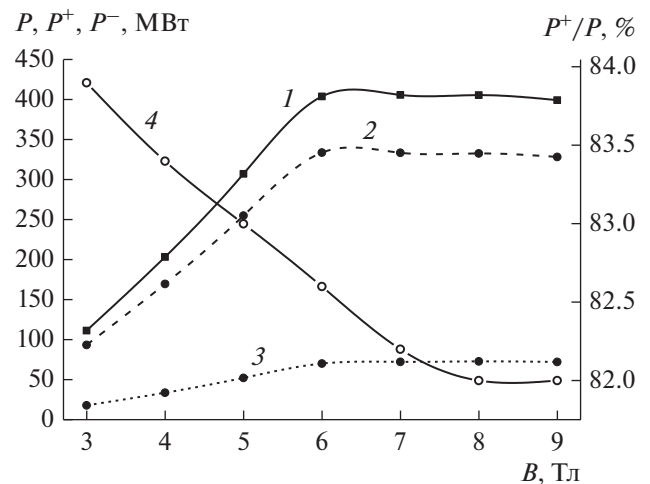


Рис. 9. Зависимости: полной мощности излучения (кривая 1), мощности излучаемой вперед (кривая 2), мощности излучаемой назад (кривая 3) и отношения мощности излучаемой вперед к полной мощности (кривая 4) от магнитного поля для пучка с током 5 кА, радиусом 19.5 мм и энергией электронов 490 кэВ при расстоянии 0.6 мм между замедляющей структурой и дифракционным отражателем с шестью диафрагмами.

При этом отношение P^+/P незначительно падает с 84 до 82% (кривая 4). Мощность излучения в направлении пучка достигает примерно 330 МВт при эффективности генерации 13%. Отметим, что в режиме больших мощностей (>100 МВт) осциллограммы гладкие, нет колебаний на фронте импульса.

Была исследована структура электронного пучка в указанном диапазоне магнитного поля. При поле 3 Тл (рис. 10а) малая часть тока пучка (менее 0.1%) оседает на поверхности ЗС. С увеличением поля до 5 Тл электроны не касаются поверхности ЗС. При поле 7 Тл (рис. 10б) толщина электронного пучка сохраняется от входа к выходу ЗС.

Распределение выходной мощности по модам гладкого волновода TM_{0m} ($m = 1...49$) слабо зависит от параметров численного эксперимента. Для излучения вперед 50% мощности выносятся модами ($m = 1...9$), а 90% — модами ($m = 1...33$). Для излучения назад 50% мощности выносятся модами ($m = 1...25$), а 90% — модами ($m = 1...43$).

Для общности исследований при выбранных первоначально параметрах пучка ($W_s = 420$ кэВ) и ДО с шестью диафрагмами были выполнены две серии численных экспериментов. В первой серии варьировали ток пучка $I_n = 2.5, 5, 7.5$ кА. Показано, что с увеличением тока пучка частота синхронизации и отношение P^+/P уменьшаются соответственно от 367.44 до 366.87 ГГц и от 96.2 до 93%. Эффективность генерации при этом возрастает от 1 до 1.6%.

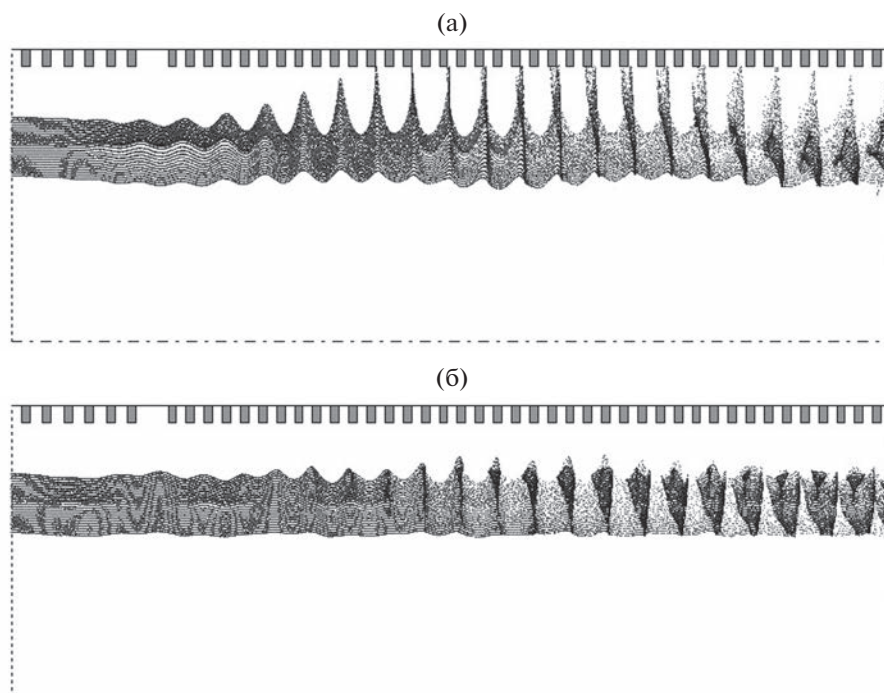


Рис. 10. Структура электронного пучка с током 5 кА, радиусом 19.5 мм и энергией электронов 490 кэВ в магнитном поле 3 (а) и 7 Тл (б) при расстоянии 0.6 мм между замедляющей структурой и дифракционным отражателем с шестью диафрагмами. Расстояние изменяется по радиусу в пределах 18.5...20 мм, а вдоль оси — 0...16.6 мм.

Во второй серии при токе пучка 5 кА и прочих одинаковых параметрах в численных экспериментах использовали 3 резонанса и первые 2 резонанса. Расчеты показали, что использование двух резонансов привело к изменению частоты синхронизации на 0.002%, а мощности на 1.4%. Из численных экспериментов следует, что практически во всем диапазоне параметров пучка использование первых двух продольных резонансов достаточно для адекватного описания процессов взаимодействия пучка и поля. Исключение составил численный эксперимент при энергии электронов 345 кэВ (рис. 6), в котором возросла амплитуда поля третьего резонанса, резко уменьшились частота синхронизации (кривая 7) и мощность излучения (кривая 1), а отношение P^+/P увеличилось (кривая 4).

ВЫВОДЫ

Выполнено численное моделирование взаимодействия релятивистского трубчатого электронного пучка и электромагнитного поля в терагерцовом черенковском генераторе с сверхразмерной ($D/\lambda = 49$) электродинамической системой. В расчетах использовалась 2.5D гибридная электромагнитная модель. Показано, что применение дифракционного отражателя позволяет существенно снизить обратное излучение и, соответственно, в несколько раз увеличить выходную мощность излучения. Найдено оптимальное чис-

ло диафрагм в отражателе и расстояние между ЗС и ДО. Увеличение магнитного поля до 5...6 Тл позволяет устранить оседание пучка на поверхность ЗС и получить мощность выходного излучения до 330 МВт без учета тепловых потерь. Исследована динамика синхронизации продольных резонансов, то есть переход от многомодового к многоволновому излучению. Время синхронизации и, соответственно, выхода на стационарный режим генерации зависит от параметров электронного пучка и изменялось в пределах 5...10 нс при длительности переднего фронта 0.5 нс. В будущем представляется интересным выполнить исследования с использованием секционированной ЗС, как в традиционном МВЧГ [12, 13]. Это может позволить повысить эффективность генерации и снизить требования к электронному пучку.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-29-00063.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D. et al. // IEEE Trans. 2011. V. TST-1. № 1. P. 54.*
<https://doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2151610>

2. *San M.T., Ogura K., Kubota K. et al.* // IEEE Trans. P12018. V. PS-46. № 3. P. 530.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2796569>
3. *Куркан И.К., Ростов В.В., Тотменинов Е.М.* // Письма ЖТФ. 1998. Т. 24. № 10. С. 43.
4. *Ansari M.A., Thottappan M.* // IEEE Trans. 2019. V. PS-47. № 4. P. 1754.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2904041>
5. *Wang H., Xiao R., Chen C. et al.* // IEEE Trans. 2021. V. ED-68. № 6. P. 3045.
<https://doi.org/10.1109/TED.2021.3075419>
6. *Zhou N., Zhang X., Dang F. et al.* // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. № 1. Article No. 013102.
<https://doi.org/10.1063/S0124811>
7. *Ogura K., Miyazawa Y., Tanaka H. et al.* // Plasma and Fusion Research: Regular Articles. 2007. V. 2. P. S1041.
<https://doi.org/10.1585/pfr.2.S1041>
8. *Vlasov A.N., Shkvarunets A.G., Rodgers A.S. et al.* // IEEE Trans. 2000. V. PS-28. № 3. P. 550.
<https://doi.org/10.1109/27.887671>
9. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др.* // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. № 22. С. 1385.
10. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др.* // РЭ. 1987. Т. 32. № 7. С. 1488.
11. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В. И. и др.* // РЭ. 1989. Т. 34. № 2. С. 400.
12. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А.* // Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука, 1991.
13. *Koshelev V.I., Deichuly M.P.* // AIP Conf. Proc. 1999. V. 474. № 1. P. 347.
14. *Deichuly M.P., Koshelev V.I., Pikunov V.M. et al.* // AIP Conf. Proc. 2002. V. 65. № 1. № P. 287.
15. *Koshelev V.I., Deichuly M.P.* // Proc.13th Int. Symp. on High Current Electronics / Eds. by B. Kovalchuk, G. Remnev. Tomsk, 25–29 Jul. 2004, Tomsk: IHCE SB RAS, 2004. P. 296.
16. *Дейчули М.П., Кошелев В.И.* // РЭ. 2013. Т. 58. № 8. С. 829.
<https://doi.org/10.7868/S0033849413080020>
17. *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. № 20. P. 204801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.204801>
18. *Gardelle J., Modin P., Bluem H.P. et al.* // IEEE Trans. 2016. V. TST-6. № 3. P. 497.
<https://doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2543603>
19. *Chazov V., Deichuly M., Koshelev V.* // Proc. 7th Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), Tomsk 14–26 Sept. 2020. Tomsk: Publishing House of IAO SB RAS, 2020. P. 23.
<https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9242150>
20. *Wang J., Wang G., Wang D. et al.* // Scientific Reports. 2018. V. 8. № 6978.
<https://doi.org/10.1038/s41598-018-25466-w>
21. *Li S., Wang J., Wang D.* // Scientific Reports. 2020. V. 10. № 336.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-55525-9>
22. *Chazov V., Deichuly M., Koshelev V., Petkun A.* // Proc. 8th Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk. 2–8 Oct. 2022 / Eds. by D. Sorokin, A. Grishkov. Tomsk: TPU Publishing House, 2022. P. 219.
<https://doi.org/10.56761/EFRE2022.S3-O-020502>
23. *Дейчули М.П., Кошелев В.И., Петкун А.А., Чазов В.А.* // Изв. вузов. Физика. 2023. Т. 66. № 6. С. 92.
<https://doi.org/10.17223/00213411/66/6/11>
24. *Vlasov A.N., Ilyin A.S., Carmel Y.* // IEEE Trans. 1998. V. PS-26. № 3. P. 605.

ПОГЛОЩАЮЩИЕ ЭКРАНЫ МИКРОПОЛОСКОВЫХ СБОРОК

© 2023 г. М. В. Алимов^а, А. А. Жуков^{а, б, *}, С. Д. Якухин^а^а АО «Российские космические системы»,

ул. Авиамоторная, 53, Москва, 111250 Российская Федерация

^б Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

*E-mail: zhukov.aa@spacecorp.ru

Поступила в редакцию 28.12.2022 г.

После доработки 13.06.2023 г.

Принята к публикации 26.06.2023 г.

Предложен экран, поглощающий электромагнитное излучение, разработана микромашинная технология его изготовления на основе объемной микрообработки монокристаллического кремния, изготовлены экспериментальные образцы и исследованы их характеристики. Показано, что в диапазоне частот измерений 14.7...26.7 ГГц наблюдается плавный рост ослабления, вносимого поглощающим экраном, с ростом частоты до максимального значения 20...23 дБ на частоте около 20 ГГц, а затем плавный спад. Величина ослабления увеличивается по мере роста длины экрана и может достигать любых значений. Изготовленные образцы поглощающего экрана обеспечивают получение значительного ослабления в требуемом частотном диапазоне при малой толщине подложки и могут быть успешно применены в аппаратуре космического назначения с целью обеспечения электромагнитной совместимости.

DOI: 10.31857/S0033849423120021, EDN: HMTRHF

ВВЕДЕНИЕ

Одно из прикладных направлений развития поглощающих экранов — обеспечение электромагнитной совместимости в трактах СВЧ-приборов за счет поглощения электромагнитного излучения в отдельных СВЧ-компонентах. С учетом миниатюризации таких компонентов возникает необходимость исследований и разработок локальных высокоэффективных электромагнитных поглощающих экранов. Чаще всего для общепромышленного назначения поглощающие экраны выполняют на основе изотропных магнитодиэлектриков — наполненных или ненаполненных слоистых композиционных материалов, например, на основе хорошо известного материала — эластичных пластин марки «ХВ» [1]. Конструкция экрана представляет собой пластину, обладающую определенными электрическими и магнитными свойствами, задаваемыми диэлектрической и магнитной проницаемостью, тангенсами углов электрических и магнитных потерь, и имеющего заданную толщину. Одна поверхность пластины при этом металлизирована. Параметры материала и его толщина выбираются из условия максимального поглощения на заданной частоте. Таким образом, имеет место объемное поглощение СВЧ-энергии падающей волны в пластине специально разработанного материала. Реже поглощающие экраны

формируют на основе конструкций, выполненных из метаматериалов [2, 3] или металла [5], электромагнитные свойства которых резко зависят от их геометрического расположения, а эффективность поглощения — от резонансных характеристик, определяемых размерами элементов. Например, в [2] исследован радиопоглощающий метаматериал, располагаемый вблизи сплошной металлической поверхности, и разработана конструкция антенны для приема спутниковых навигационных сигналов с использованием предлагаемого материала в составе поглощающего экрана. Авторы отмечают некоторый технический эффект при конкурентоспособности разработки, позволяющей улучшить массогабаритные характеристики антенн. Известна СВЧ поглощающая структура на основе метаматериала [3], которая включает диэлектрическую подложку, с одной стороны которой сформирована решетка, при этом каждая ячейка решетки включает систему микрополосковых СВЧ-резонаторов, микрополоски которых выполнены из металла с высокой проводимостью — меди. Другая сторона диэлектрической подложки металлизирована. Со стороны микрополосковых резонаторов структура снабжена дополнительным слоем радиопоглощающего материала с малой диэлектрической проницаемостью значительной толщины. Поглощение СВЧ-энергии обеспечивается, глав-

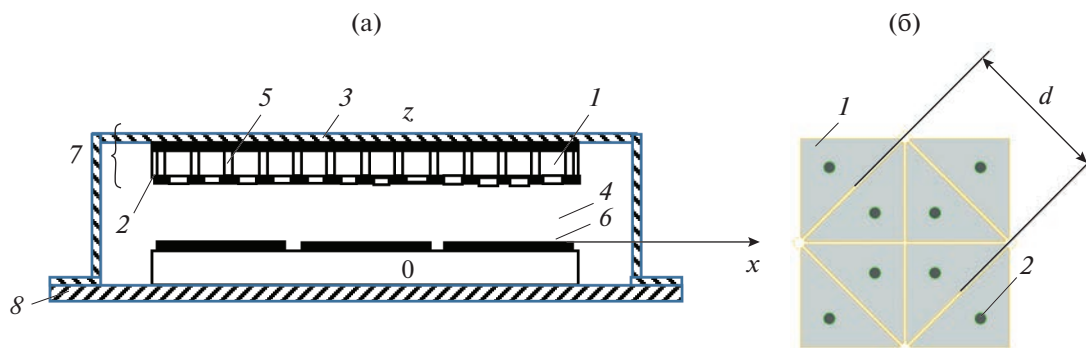


Рис. 1. Поперечное сечение экранируемой СВЧ-микросборки с поглощающим СВЧ-экраном (а): 1 – диэлектрическая пластина, 2 – резистивная пленка, разделенная на ячейки двумерной решетки, 3 – металлический слой, 4 – полость между экраном и микросборкой, 5 – металлизированные отверстия и/или отверстия, поверхность которых покрыта резистивной пленкой, 6 – экранируемая СВЧ-микросборка, 7 – поглощающий экран (смонтировано), 8 – основание крепления микросборки; топологии периода периодической структуры (б): 1 – резистивная пленка, 2 – металлизированное отверстие, d – шаг периодической структуры.

ным образом, за счет объемного поглощения в слое радиопоглощающего материала. Конструкция данного СВЧ поглощающего экрана является сложной из-за необходимости разработки и применения дополнительного слоя специально разработанного радиопоглощающего материала с определенными техническими характеристиками. При этом известные изотропные магнитоэлектрики хорошо изучены, но мало применимы для микроминиатюрных СВЧ-компонентов, а систематических данных по анизотропным поглощающим СВЧ-конструкциям – микроструктурам не обнаружено. В этой связи разработка поглощающих СВЧ экранов, технология которых совместима с технологией микроэлектроники, представляется крайне актуальной.

Цель работы – рассмотрение поглощающих СВЧ-экранов, обеспечивающих эффективное поглощение электромагнитного излучения в СВЧ-трактах и изготавливаемых по микроашиной технологии.

1. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследований служили поглощающие СВЧ-экраны, аналогичные предложенной в планарной СВЧ поглощающей структуре [4]. На рис. 1 представлено поперечное сечение экранируемой СВЧ-микросборки с предложенным поглощающим СВЧ-экраном (а) и рисунок топологии периода периодической структуры (б).

Типовая конструкция поглощающего экрана микрополосковых сборок включает боковые металлические стенки, которые образуют отсек СВЧ-прибора прямоугольного поперечного сечения. Далее рассмотрена именно такая конструкция.

Топология образована резистивной пленкой, разделенной на ячейки тонкими линиями, свободными от пленки. Каждая ячейка гальваниче-

ски связана с противоположной стороной экрана металлизированным отверстием и/или отверстием, поверхность которого покрыта резистивной пленкой.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРЕДЛОЖЕННОЙ КОНСТРУКЦИИ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ЭКРАНА

Резистивная пленка, разделенная на ячейки, образующие поверхностную решетку, может быть охарактеризована комплексным удельным поверхностным электрическим сопротивлением $\rho = \rho^3 + jx^3$, где ρ^3 – действительная часть удельного поверхностного сопротивления, $jx^3 = -j/(\omega C^3)$ – мнимая часть удельного поверхностного сопротивления, C^3 – удельная емкость решетки. Величина ρ^3 близка к поверхностному сопротивлению резистивной пленки, тогда как мнимая часть x^3 , при размерах ячейки много меньше длины волны, определяется удельным емкостным сопротивлением двумерной решетки ячеек и при простой геометрии может быть оценена квазистатическими, а в более сложных случаях – численными методами.

Для поглощающего СВЧ-экрана толщиной $a = 0.4$ мм, с периодом решетки 1.36 мм, выполненного из монокристаллического кремния, удельная емкость решетки слабо зависит от частоты и в диапазоне 16...26 ГГц изменяется практически линейно на 9.2%. Частотная зависимость эффективного поверхностного сопротивления ρ^3 в том же диапазоне показана на рис. 2. Значение $\rho^3 = 13...15$ Ом/кв. для резистивной пленки с удельным поверхностным сопротивлением $\rho \approx 10$ Ом/кв. Таким образом, ρ^3 превышает ρ ,

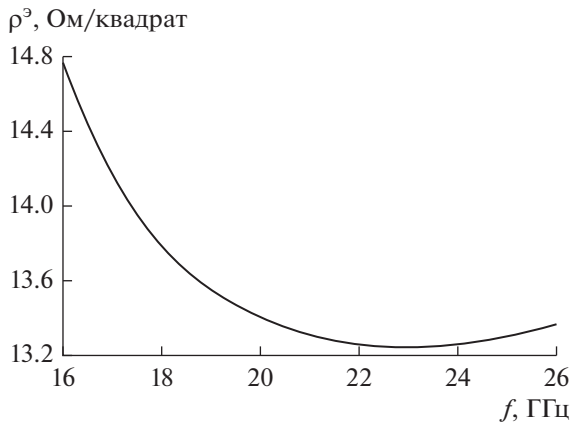


Рис. 2. Частотная зависимость эффективного поверхностного сопротивления ρ^3 решетки.

что связано с перераспределением поверхностных токов. Изменение ρ^3 в рассматриваемом частотном диапазоне составляет 11%.

Металлизированные отверстия, пронизывающие экран, придают структурированной диэлектрической пластине существенно анизотропные свойства, так что внутри пластины электромагнитная волна распространяется нормально к ее поверхности с волновым числом $\sqrt{\epsilon_1}k_0$, где ϵ_1 — относительная диэлектрическая проницаемость материала пластины, k_0 — волновое число свободного пространства.

Расчетные характеристики отражения от рассматриваемой структуры при падении на нее плоской волны приведены на рис. 3.

Коэффициент отражения $\Gamma^{E,H}$ зависит от угла падения θ и поляризации падающей волны. Применены обозначения с верхним индексом E , если вектор электрического поля $\vec{E}$ лежит в плоскости падения, и с верхним индексом H , когда вектор магнитного поля $\vec{H}$ лежит в плоскости падения.

Поверхностная удельная емкость выбрана из условия достижения минимального отражения на нужной частоте при заданной толщине пластины. Применение емкостной решетки позволило уменьшить требуемую толщину пластины в 2.6 раза. Значение ρ выбрано из условия получения максимального ослабления при нормальном падении. При этом $\rho^3 = 13.3$ Ом/квадрат. Металлизированные отверстия обеспечили стабилизацию характеристик ослабления при изменении частоты.

Рассмотрим работу поглощающего экрана прямоугольного сечения. Анализ включает решение дисперсионного уравнения экрана, которое может быть найдено с помощью сшивания полей

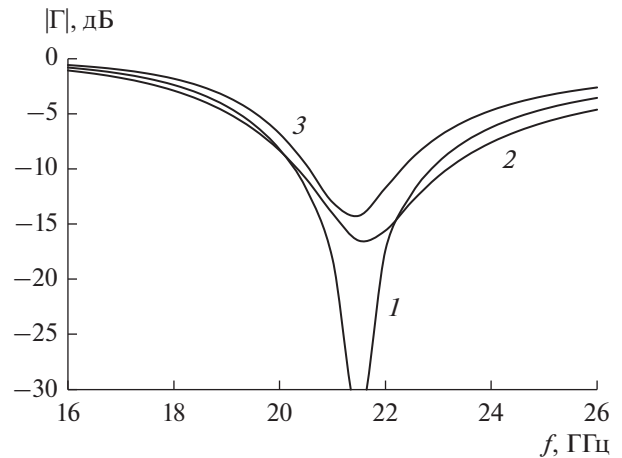


Рис. 3. Частотные зависимости модуля коэффициента отражения от поглощающей структуры при разных углах падения. $\theta = 0^\circ$, $\epsilon = 11.8$ (кривая 1), $|\Gamma^E|$, $\theta = 45^\circ$ (кривая 2), $|\Gamma^H|$, $\theta = 45^\circ$ (кривая 3).

на границе диэлектрической пластины. Дисперсионное уравнение распадается на два уравнения, одно из которых соответствует LM -волнам с нулевой компонентой магнитного поля H_z , а другое — LE -волнам с нулевой компонентой электрического поля E_z . Ситуация аналогична случаю частично заполненных прямоугольных волноводов [7]. Собственные типы волн ортогональны для колеблющейся мощности [8], что можно проверить непосредственно.

Дисперсионное уравнение для LM -волн, которые в дальнейшем будем называть волнами поперечного волновода [9], имеет вид:

$$\frac{\frac{1}{\epsilon_1} \dot{\beta}_1 \text{tg} \dot{\beta}_1}{1 + i \frac{1}{\tilde{\rho}^E \epsilon_1} \dot{\beta}_1 \text{tg} \dot{\beta}_1} + \frac{1}{\epsilon_2} \dot{\beta}_2 \text{tg} \dot{\beta}_2 g = 0, \quad (1)$$

где $\dot{\beta}_1 = \dot{k}_{z1}a$, $\dot{\beta}_2 = \dot{k}_{z2}a$ — волновые числа поперечного волновода в поглощающей структуре и в полости экрана соответственно, умноженные на толщину диэлектрика a ; $\tilde{\rho}^E = (k_0a)\dot{\rho}/W_0$ — параметр уравнения; W_0 — волновое число свободного пространства; ϵ_1 , ϵ_2 — относительные диэлектрические проницаемости, возможно комплексные, диэлектрической пластины и полости экрана соответственно; $g = h/a$ — относительная высота экрана.

Для рассчитанных и изготовленных образцов $\dot{\beta}_2 = \sqrt{\epsilon_1}(k_0a)$, $\epsilon_2 = 1$.

Дисперсионное уравнение для LE -волн аналогично (1).

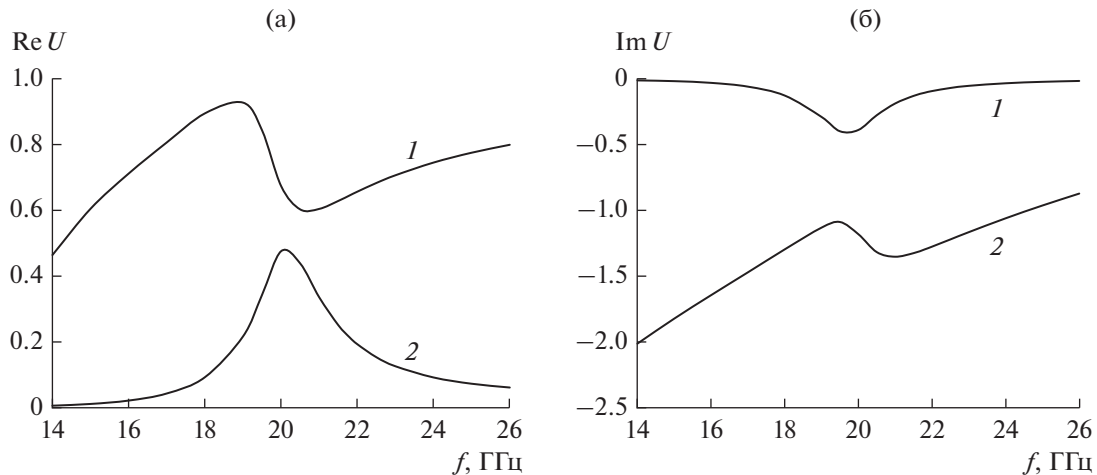


Рис. 4. Действительная (а) и мнимая (б) часть коэффициента замедления $\dot{U}$ для волн E_{10} (кривая 1) и E_{11} (кривая 2) в поглощающем экране сечением 11×5 мм с поглощающей структурой.

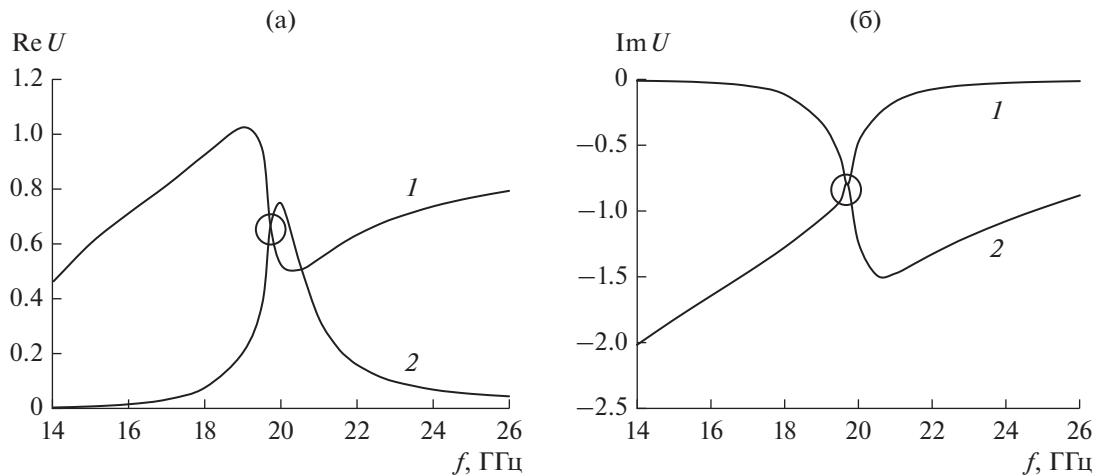


Рис. 5. Действительная (а) и мнимая (б) часть коэффициента замедления $\dot{U}$ при переходе через ТИ (обозначена на рисунке кружком).

Решение (1), пересчитанное в комплексный коэффициент замедления $\dot{U}$ при распространении вдоль оси структуры, для двух низших типов волн E_{10} и E_{11} приведено на рис. 4.

Из рисунка следует, что волна типа E_{10} распространяется с меньшим затуханием, и поэтому именно она будет определять поглощение в экране.

При уменьшении ρ происходит сближение кривых на рис. 4, так что достигается их пересечение в одной частотной точке, которую назовем точкой изменения (ТИ) типа волны. В этой точке типы волн E_{10} и E_{11} имеют совпадающие решения и совпадающую структуру поля. Поэтому в ТИ нарушается ортогональность волн.

Вблизи ТИ обеспечивается близкое к максимальному значение затухания данной структуры, а эффект экранирования близок к наибольшему. На

рис. 5 показано решение для $\rho^2 = 9.668$ Ом/квadrat, содержащее переход через ТИ.

Рассмотрим возбуждение поглощающего экрана прямоугольного сечения элементарным диполем, ориентированным вдоль оси z , плотность тока которого имеет одну составляющую

$$J_z^e(x', y', z') = I^e l \delta(p - q), \quad (2)$$

где $I^e l = dp_z/dt$, p_z – дипольный момент, $\delta(p - q)$ – дельта-функция, p – точка наблюдения, q – точка источника.

Векторный потенциал в этом случае будет иметь единственную составляющую A_z^e .

Примем, что точка источника q расположена в области экранируемой микросборки (поз. 6 на рис. 1) посередине стенки. Тогда ее координаты $x' = 0$, $y' = a_w/2$, $z' = 0$, где a_w – ширина экрана

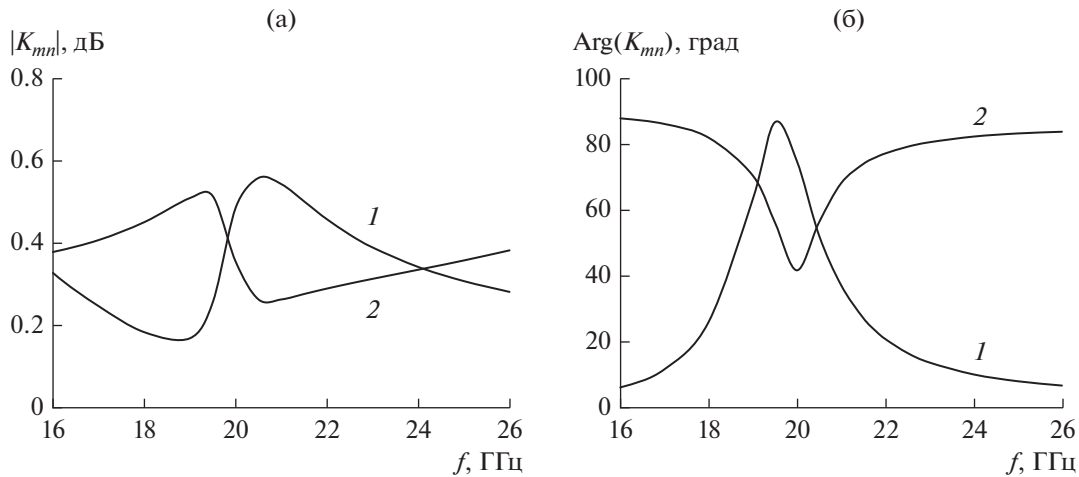


Рис. 6. Частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) $\dot{K}_{mn}$ двух низших волн E -типа для рассматриваемой структуры: E_{10} (кривая 1) и E_{11} (кривая 2).

(принято $a_W = 11$ мм). Точку наблюдения также расположим посередине стенки напротив диэлектрической пластины. Ее координаты $x, y = a_W/2, z = 0$.

Разложение суммарного поля по собственным волнам структуры, при выполнении условия ортогональности, может быть записано в виде

$$A_z^e = i \frac{I^e l}{a_W} \sum_{m=2l+1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \dot{K}_{mn} \exp(-ik_0 \dot{U}_{mn} x), \quad (3)$$

где $\dot{K}_{mn}$ — коэффициенты возбуждения собственных волн структуры.

Каждая собственная волна в суммарном поле характеризуется двумя комплексными параметрами: коэффициентом замедления $\dot{U}_{mn}$ и коэффициентом возбуждения $\dot{K}_{mn}$ и спадает экспоненциально при удалении от источника. Коэффициенты $\dot{U}_{mn}$ определяются из решения дисперсионного уравнения (1). Значения $\dot{K}_{mn}$ могут быть найдены методом интегральных преобразований [10, 11] или методом собственных функций [8].

На рис. 6 приведен пример частотных зависимостей модуля и фазы $\dot{K}_{mn}$.

Характерно поведение модулей $\dot{K}_{mn}$ в окрестности 20 ГГц, где наблюдается резкое изменение значений $|\dot{K}_{10}|$ и $|\dot{K}_{11}|$.

В ТИ ортогональность волн нарушается, и полевая структура не может быть представлена в форме (3). Случай ТИ исследован методом интегральных преобразований. Вместо слагаемого $\dot{K}_{mn} \exp(-ik_0 \dot{U}_{mn} x)$ из (3) для пары взаимодействующих волн в ТИ получается выражение

$$(a_r + b_r(1 + ik_0 \dot{U}_{mn} x)) \exp(-ik_0 \dot{U}_{mn} x), \quad (4)$$

где a_r, b_r — комплексные коэффициенты.

Таким образом, характер спада поля в ТИ не является чисто экспоненциальным. Возбужденное поле собственной волны в этой точке не может быть охарактеризовано, как в (3), парой комплексных чисел — коэффициентом возбуждения и коэффициентом замедления, но требует для своего описания трех (комплексных) чисел: $a_r, b_r, \dot{U}_{mn}$.

На рис. 7 приведены расчетные частотные зависимости спада поля на длине 17.5 мм, соответствующей длине изготовленных образцов диэлектрической пластины. Расчет проведен по формуле (3) с учетом выражения (4). Размерный множитель $I^e l / a_W$ опущен.

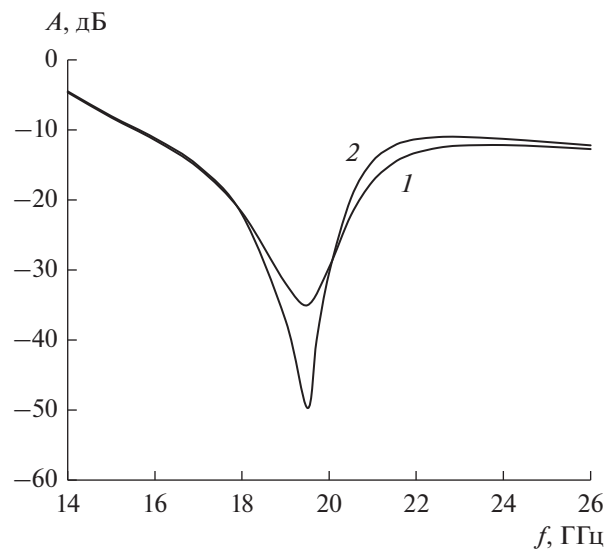


Рис. 7. Частотные зависимости спада поля на длине экрана 17.5 мм. $\rho^3 = 13.3$ Ом/кв.см (кривая 1), $\rho^3 = 9.668$ Ом/кв.см (кривая 2).

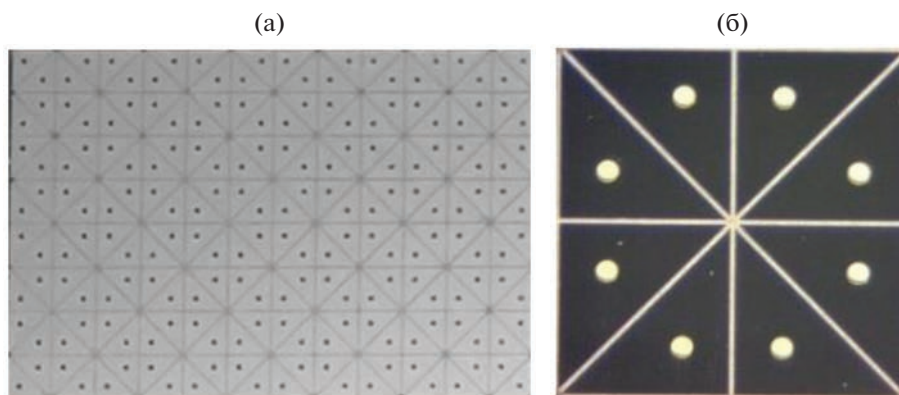


Рис. 8. Общий вид топологии диэлектрической пластины поглощающего СВЧ экрана со стороны резистивной пленки, разделенной на ячейки двумерной решетки (а) и увеличенный фрагмент той же топологии (б).

Кривая для $r^2 = 9.668$ Ом/квадрат проходит через ТИ, чем обеспечивается спадание поля, близкое к максимальному.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

После проведенных расчетов спроектирована топология и изготовлены образцы поглощающих СВЧ-экранов. Поглощающие СВЧ-экраны получали на подложке высокоомного монокристаллического кремния толщиной 400 мкм с применением стандартных технологий микроэлектроники и приемов микромашинной технологии. После формирования меток в Bosch-процессе через маску фоторезиста «сухим» травлением с двух сторон на подложке высокоомного кремния на глубину 5–8 мкм и удаления фоторезиста термическим окислением получали защитный слой SiO_2 и фоторезиста. С обратной стороны подложки фотолитографией формировали маску для травления отверстий и проводили травление отверстий в Bosch-процессе, после чего маску, защитный слой и фоторезист с противоположной стороны подложки удаляли. Диаметр сквозных металлизированных отверстий составлял приблизительно 150 мкм. Качество металлизированных отверстий проверяли с применением электронного микроскопа, разрезая подложку по диаметру. Затем магнетронным распылением наносили резистивный слой с удельным поверхностным сопротивлением $\rho = 10$ Ом/квадрат и после фотолитографии получали двумерную решетку с шагом 1.36 мм. Затем магнетронным методом на двух сторонах получали структуру Cr–Cu–Cr, последовательно спреевым нанесением и фотолитографией формировали фоторезистивную маску внутри отверстий и топологический рисунок на двух сторонах травлением Cr–Cu–Cr, после чего в растворителе удаляли Cr, гальванически осаждали Cu и Au, проводили резку на модули и их монтаж.

Ниже представлена последовательность изготовления поглощающих СВЧ-экранов [4]:

1) химическая обработка подложек высокоомного кремния, осуществляемая в жидкостных растворах,

2) формирование меток через маску фоторезиста травлением с двух сторон на подложке высокоомного кремния на глубину 5–8 мкм фотолитографией и в Bosch-процессе,

3) формирование маски для травления отверстий 150 мкм, защитного слоя SiO_2 и фоторезиста с противоположной стороны термическим окислением и фотолитографией,

4) травление сквозных отверстий в Bosch-процессе,

5) удаление маски и защитного слоя из SiO_2 и фоторезиста в жидкостных растворах и в растворителе,

6) формирование топологии резистивного слоя PC5000 магнетронным методом и фотолитографией,

7) металлизация Cr–Cu–Cr двух сторон подложки магнетронным методом,

8) формирование фоторезистивной маски внутри отверстий и на двух сторонах подложки спреевым нанесением и фотолитографией,

9) формирование топологического рисунка на двух сторонах подложки травлением Cr–Cu–Cr и удаление фоторезиста в жидкостных травителях и в растворителе,

10) удаление Cr и гальваническое осаждение Cu–Au в жидкостных травителях и в гальванической ванне,

11) резка на модули, монтаж и испытания.

По предложенной технологии изготовлены и исследованы восемь образцов поглощающего СВЧ-экрана. Размер образцов составлял $0.4 \times 10.9 \times 17.5$ мм. Общий вид топологии диэлектрической пластины поглощающего СВЧ экрана со стороны резистивной пленки, разделенной на ячейки двумерной решетки с металлизированными отверстиями и увеличенный фрагмент той же топологии представлены на рис. 8а и 8б, соответ-

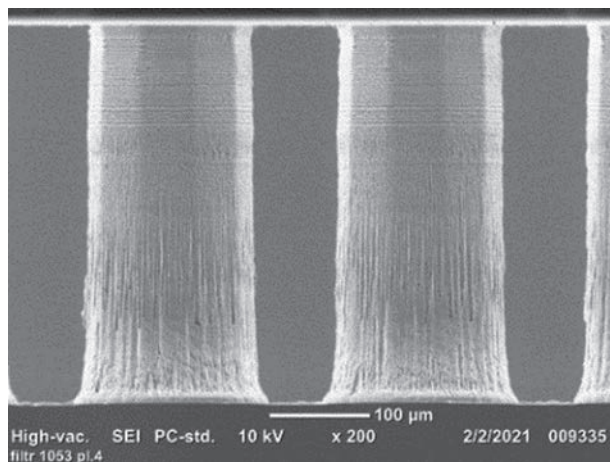


Рис. 9. Микрофотография с электронного микроскопа поперечного сечения кремниевой подложки со сформированными отверстиями.

ственно. На рис. 9 представлена микрофотография с электронного микроскопа поперечного сечения кремниевой подложки со сформированными отверстиями. Как видно из рисунка профиль отверстия представляет собой цилиндр с практически вертикальными стенками.

Методы экспериментального исследования. Образцы платы размещались на широкой стенке отрезка волновода сечением 11×5.5 мм. К волноводным входам присоединялись коаксиально-волно-

водные переходы. Измеряли ослабление, вносимое отрезком волновода с установленной платой.

Экспериментальные результаты. Частотные характеристики вносимого ослабления восьми образцов оказались близкими. На рис. 10 приведена типичная частотная характеристика образца поглощающего СВЧ-экрана. В диапазоне частот измерений 14.7...26.7 ГГц наблюдался плавный рост ослабления с ростом частоты до максимального значения 20...23 дБ на частоте около 20 ГГц, а затем плавный спад. Звездочками на рисунке обозначены расчетные значения. В целом наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных: расхождение частоты максимального ослабления составило 6.7%. Такое расхождение вызвано отличием расчетного значения удельной емкости решетки от фактического. Расчетный уровень ослабления соответствует экспериментальному.

ВЫВОДЫ

Предложен экран, поглощающий электромагнитное излучение, разработана микромашинная технология на основе объемной микрообработки монокристаллического кремния, для поглощающих экранов прямоугольного сечения проведено исследование характеристик собственных типов волн, решена задача возбуждения экрана элементарным диполем, проведен расчет требуемой геометрии и изготовлены экспериментальные образцы, исследованы их характеристики. Измерено

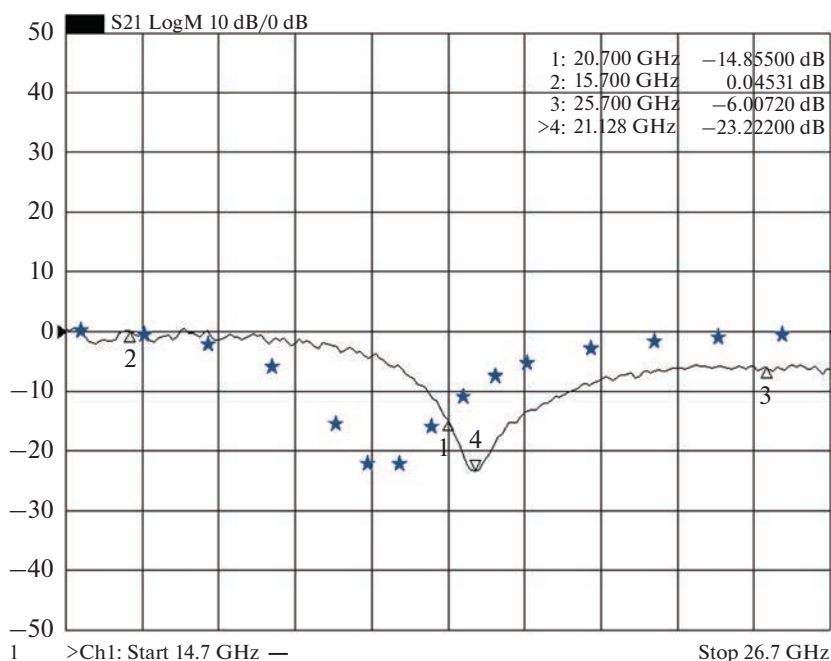


Рис. 10. Типичный скриншот частотной характеристики вносимого ослабления участком поглощающего СВЧ-экрана прямоугольного сечения длиной 17.5 мм. Сплошная линия — эксперимент, звездочки — расчет.

ослабление, вносимое участком поглощающего экрана длиной 17.5 мм. Показано, что в диапазоне частот измерений 14.7...26.7 ГГц наблюдается плавный рост ослабления с ростом частоты до максимального значения 20... 23 дБ на частоте около 20 ГГц, а затем плавный спад. При этом наблюдается хорошее соответствие теоретических расчетов и экспериментальных результатов. Изготовленные образцы поглощающего экрана обеспечивают получение значительного ослабления в требуемом частотном диапазоне при малой толщине подложки и могут быть успешно применены в аппаратуре космического назначения с целью обеспечения электромагнитной совместимости в СВЧ-трактах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ТУ 6-00-5761783-322-891. "Пластины эластичные марок "ХВ". М.: Госстандарт, 1989. <https://ohrana-truda.ru/upload/iblock/52b/4293841952.pdf>.
2. Рязанцев Р.О., Саломатов О.П., Поленга С.В. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 23. С. 19.
3. Assal A., Breiss H., Benzergaet R. et al. // Micromachines. 2020. V. 11. № 10. Article No. 930.
4. Якухин С.Д., Жуков А.А., Алимов М.В. Планарная СВЧ поглощающая структура и способ ее изготовления. Патент РФ № 2781764. Оpubл. Офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 29 от 17.10.2022.
5. Буянкин А.В., Поймалин В.Э. Устройство экранирования многослойной СВЧ-платы от электромагнитного излучения. Патент РФ № 2713650. Оpubл. Офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 4 от 06.02.2020.
6. Взятых В.Ф. Диэлектрические волноводы. М.: Сов. радио, 1970.
7. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Сов. радио, 1967.
8. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.
9. Уолтер К. Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970.
10. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. 2-е изд. М.: Радио и связь, 1983.
11. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах, М.: Изд-во АН СССР, 1957.

ПОЛУЧЕНИЕ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК АНТИМОНИДА НИКЕЛЯ

© 2023 г. В. А. Лузанов*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: valery@luzanov.ru

Поступила в редакцию 11.06.2023 г.

После доработки 11.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Впервые показано, что при осаждении никеля на нагретую подложку из антимонида галлия возникает диффузия атомов сурьмы из подложки в растущую пленку и образуется пленка антимонида никеля, обладающая аксиальной текстурой с осью, перпендикулярной плоскости пленки вдоль направления (101).

DOI: 10.31857/S0033849423120112, EDN: GBNCEC

Антимонид никеля относится к классу бинарных пниктидов, кристаллическая решетка которых образована соединением переходного металла, в данном случае никеля, с пниктогеном, в данном случае сурьмой, и принадлежит к пространственной группе $R\bar{6}_3/mmc$. Параметры гексагональной решетки $a = 3.953 \text{ \AA}$ и $c = 5.141 \text{ \AA}$. В природе встречается достаточно редко в виде минерала брейтауптит. Исследования поликристаллов антимонида никеля показали наличие у них парамагнетизма Паули [1]. Сочетание магнитных и структурных свойств NiSb делает этот материал весьма перспективным при создании приложений спинтроники. На сегодняшний день опубликовано весьма ограниченное количество работ, посвященных росту пленок NiSb. Так, в работе [2] методом молекулярно-лучевой эпитаксии осаждались монокристаллические пленки антимонида никеля на подложке арсенида галлия. О получении поликристаллических пленок NiSb методом магнетронного распыления мишени, спрессованной из смеси никеля и сурьмы, сообщалось в [3].

В данной работе приведены результаты исследования роста и структурных характеристик тонких пленок антимонида никеля, впервые полученных в результате осаждения тонкого слоя никеля на нагретую подложку из антимонида галлия.

Для напыления пленок никеля было использовано магнетронное распыление никелевой мишени на постоянном токе в атмосфере аргона. Остаточное давление в камере составляло 10^{-6} мбар. Подложку нагревали до заданной температуры, которая в разных экспериментах варьировала от комнатной до 300°C . Затем в камеру напускали аргон до давления 6×10^{-3} мбар. Скорость осаждения пленки поддерживали на уровне 400 нм/ч. После

осаждения структуру пленок исследовали методом рентгеновской дифрактометрии с использованием автоматизированного двухкристального дифрактомера ДРОН-3 с кварцевым монохроматором. Длина волны излучения рентгеновской трубки составляла 0.15406 нм.

Осаждение пленки никеля на ненагретую подложку, как ожидалось, приводило к росту аморфного слоя никеля, что доказывает дифрактограмма, приведенная на рис. 1а. При осаждении пленки на нагретую до 300°C подложку, наблюдали образование пленки антимонида никеля. На дифрактограмме (рис. 1б) кроме пиков от подложки GaSb можно видеть единственный пик, соответствующий отражению от плоскости $(10\bar{1}1)$ антимонида никеля. Для определения степени разориентации пленки была измерена кривая качания, приведенная на рис. 2. Полуширина кривой качания составила примерно 1.5 град, это свидетельствует о том, что полученная пленка довольно хорошо ориентирована. При съемке образца, вращающегося вокруг оси, перпендикулярной плоскости подложки (так называемый phi-scan) не обнаружено какой-либо преимущественной ориентации. Это означает, что в данном случае имеется аксиальная текстура (101). Обычно для материалов с гексагональным типом кристаллической решетки характерным является образование аксиальной текстуры вдоль направления [001] из-за того, что плоскость (001) обладает наименьшей поверхностной энергией и, при равновесных условиях, это направление роста является наиболее энергетически выгодным. В условиях, приведенных в данной статье, наблюдается необычная ориентация оси текстуры. Это можно объяснить тем, что в данном случае процесс кристаллизации

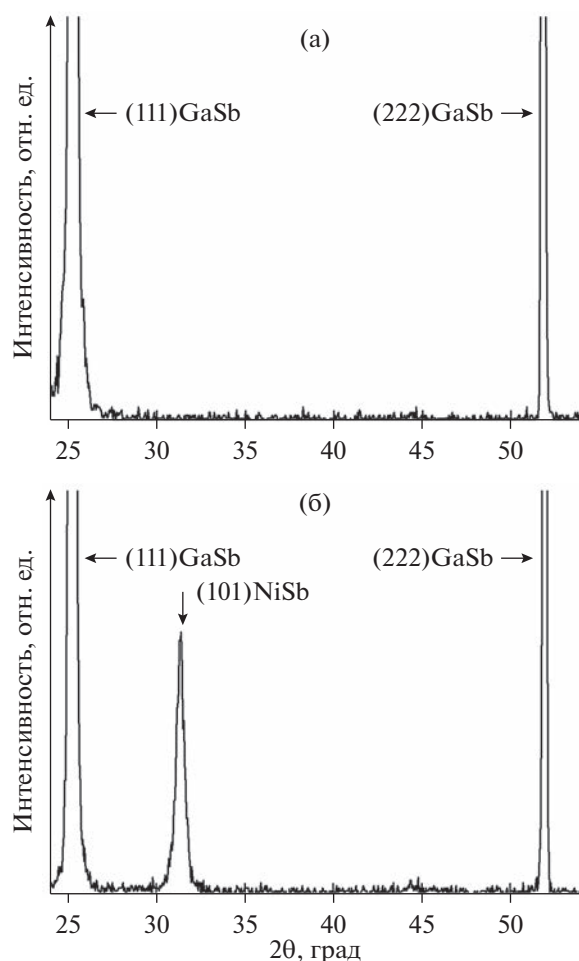


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы от пленок, осажденных на подложке из антимонида галлия: а — после напыления никеля на ненагретую подложку; б — после напыления никеля при температуре 300°C.

не является равновесным. А образование текстуры именно вдоль оси [101] связано с тем, что в структуре антимонида индия плоскость (101) является плоскостью спайности, которая характеризуется наименьшей силой сцепления между плоскостями с этими индексами. Для определения, как влияет последующий отжиг на пленку никеля, осажденную при комнатной температуре, полученную структуру сразу после напыления помещали в вакуумную печь при температуре 300°C на один час. Оказалось, что в этом случае также происходит образование антимонида никеля, однако какая-либо текстура отсутствует. Дифрактограмма, приведенная на рис. 3, показывает наличие поликристалла NiSb без преимущественной ориентации. С использованием метода Шеррера по ширине дифракционных линий были определены размеры областей когерентного рассеяния. Они составили 15 нм при толщине пленки около 40 нм.

Таким образом, в результате проведенных исследований показано, что при осаждении тонкой

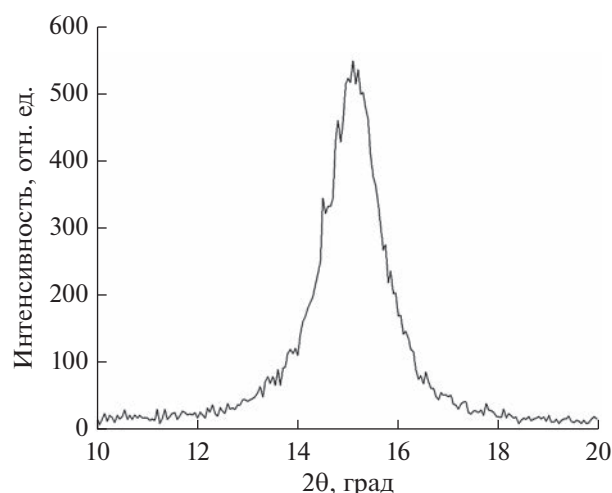


Рис. 2. Кривая качания от плоскости (101) пленки антимонида никеля.

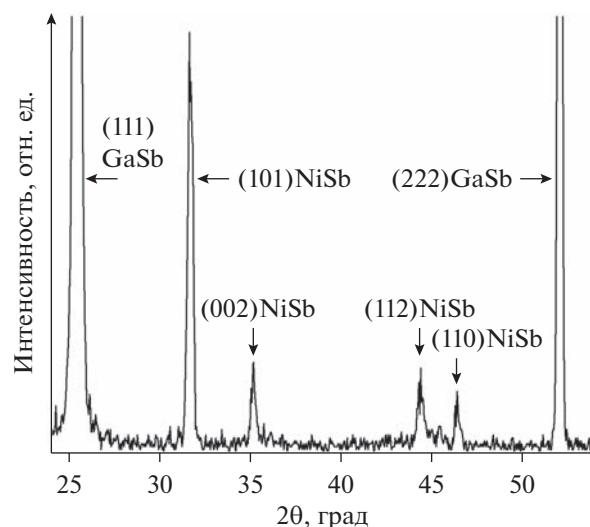


Рис. 3. Рентгеновская дифрактограмма после отжига пленки никеля, напыленной на ненагретую подложку.

пленки никеля на подложку из антимонида галлия образуется слой антимонида никеля в виде аксиальной текстуры с ориентацией (101), перпендикулярной поверхности подложки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-01110-23-01.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kobayashi H., Kageshima M., Kimura N. et al. // J. Magn. Magn. Mat. 2004. V. 272–276. P. E247.
2. Aldous J.D., Burrows C.W., Maskery I. et al. // J. Cryst. Growth. 2012. V. 357. P. 1.
3. Zheng W., Yu X., Guo Zh. et al. // Materials Research Express. 2019. V. 6. № 5. Article No. 056410.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.382:678.019.3

ЗАВИСИМОСТЬ ОБРАТИМЫХ И НЕОБРАТИМЫХ ОТКАЗОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ ОТ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОМЕХ

© 2023 г. В. Г. Усыченко^а, Л. Н. Сорокин^{б, *}, А. А. Сасункевич^с

^а АО «Светлана-Электронприбор»,

просп. Энгельса, 27, лит. С, Санкт-Петербург, 194156 Российская Федерация

^б Санкт-Петербургский федеральный исследовательский центр РАН,
14-я линия Васильевского острова, 39, Санкт-Петербург, 199178 Российская Федерация

^с Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского,
ул. Ждановская, 13, Санкт-Петербург, 197198 Российская Федерация

*E-mail: sorokinln@mail.ru

Поступила в редакцию 17.08.2022 г.

После доработки 01.04.2023 г.

Принята к публикации 07.04.2023 г.

Проанализированы механизмы обратимых и необратимых отказов, происходящих у полупроводниковых СВЧ-приборов, микросхем и микропроцессоров при воздействии мощных электромагнитных импульсов, следующих как одиночно, так и периодически. Показано, что у микропроцессоров отказы обоих видов порождаются электротепловыми неустойчивостями, которые развиваются в пренебрежимо малых объемах прибора. Объяснены зависимости пороговой энергии отказов от амплитуды, длительности и частоты следования импульсов. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0033849423120197, EDN: YDGBZL

ВВЕДЕНИЕ

Безотказность работы современных технических устройств, находящихся под воздействием мощных импульсных электромагнитных помех, зависит в основном от стойкости полупроводниковых приборов (ПП), находящихся в их составе. Давно установлено [1, 2], что стойкость отдельных ПП (один ПП на одном полупроводниковом кристалле, например, диод или транзистор) определяется количеством рассеиваемой в них электрической мощности импульса, превышение порогового значения которой приводит к тепловому разрушению — необратимому (катастрофическому) отказу. Мощность импульсной помехи столь велика, что мощность сигналов, циркулирующих в самом ПП, не имеет значения. Созданы различные и взаимно непротиворечивые аналитические модели [3–7] теплового нагрева и разрушения отдельных ПП при воздействии одиночных прямоугольных (или приведенных к прямоугольному виду) электрических импульсов разной длительности τ . Энергия импульса выделяется в активной области ПП, называемой источником тепла: обычно это область, содержащая переход или барьер, из которой тепло растекается по всему объему ПП. Модели с погрешностью порядка не-

скольких десятков процентов качественно верно объясняют [8] наблюдающиеся на практике пороговые зависимости мощности импульсов от их длительности, превышение которых приводит к разрушению отдельных ПП.

Позднее явления теплового нагрева и разрушения обнаружили у более сложных видов ПП — в микросхемах, микроконтроллерах [9, 10]. При этом у микроконтроллеров, микропроцессоров и некоторых других типов цифровых микросхем помимо необратимых отказов наблюдаются и обратимые отказы в виде зависания, обычно устраняемого перезапуском питания.

Отказы обоих видов могут происходить при воздействии не только одиночных, но и периодически следующих менее мощных импульсов. Например, зависают персональные компьютеры разных поколений [11–13].

Для отдельных СВЧ ПП создана также модель необратимых отказов [14, 15], возникающих по причине автозапуска эффекта постепенного (от импульса к импульсу) накопления тепла, развивающегося при соответствующем подборе амплитуды, длительности и частоты следования импульсов. Но до сих пор отсутствуют адекватные модели развития обратимых и необратимых отка-

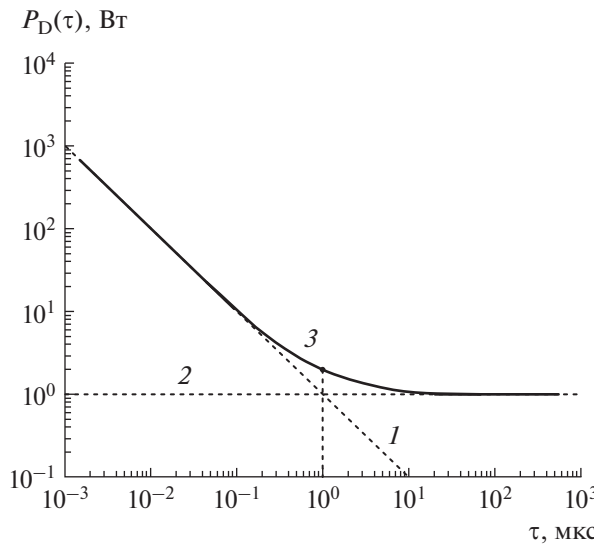


Рис. 1. Типичная зависимость пороговой мощности $P_D(\tau)$ отказов типа “D” у СВЧ ПП сантиметрового диапазона от длительности τ одиночных импульсов: 1 – адиабатический нагрев $P_D(\tau) \propto 1/\tau$; 2 – квазистатический нагрев $P_D(\infty) = \text{const}(\tau)$; 3 – зависимость $P_D(\tau)$.

зов у микросхем, находящихся под периодическим воздействием достаточно мощных электромагнитных импульсов. Цель статьи – разобраться с природой этих явлений.

1. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В Российской Федерации [16] и в ряде других стран необратимые отказы, приводящие к полной потере работоспособности ПП, называют отказами типа “D”; обратимые отказы, устраняемые перезапуском питания, классифицируют как отказы типа “C”. Отказы типа “D” наблюдаются у ПП любого вида независимо от того, подключен он к источнику питания или нет. Отказы типа “C”, наряду с отказами типа “D”, наблюдаются только у некоторых типов цифровых микросхем, таких как микропроцессоры и микроконтроллеры. Пороговая энергия импульса, вызывающего обратимый отказ типа “C” у работающей цифровой микросхемы, подключенной к источнику питания, меньше необходимой для появления у нее же отказа типа “D”. Таким образом, отказ типа “C” запускается энергией воздействующего импульса, а существует во времени благодаря источнику питания. В этом принципиальное различие между этими двумя видами отказов.

В общем случае, пороговое значение критической мощности $P_{кр}(\tau)$, рассеиваемой в отдельном ПП одним прямоугольным импульсом длительностью τ , нагревающим его до некой критиче-

ской температуры $T_{кр}$, в рамках тепловой модели Таска [4] описывается формулой вида

$$P_{кр}(\tau) = (A/\tau + B/\sqrt{\tau} + C)(T_{кр} - T_0), \quad (1)$$

где постоянные A , B , C зависят от размеров и свойств полупроводника; T_0 – начальная температура. Отказ типа “D” происходит при нагреве активной области ПП (в модели Таска это небольшой шар в центре неограниченного полупроводникового кристалла) до температуры $T_{кр} \approx T_D$ плавления полупроводника. У многих транзисторов и диодов СВЧ-диапазона [8], а также у различных типов микросхем [9] постоянная B близка к нулю, и в пределе $B = 0$, зависимость (1) принимает вид

$$P_D(\tau) = \left[\frac{c_V V}{\tau} + \frac{4\pi}{3} \chi d \right] (T_D - T_0), \quad (2)$$

где c_V и χ – теплоемкость единицы объема и теплопроводность полупроводника; d и V – диаметр и объем нагреваемой током активной области.

В тепловой модели [7] активной областью является не шар, а прямоугольный параллелепипед, из центра которого выделяющееся тепло диффундирует к его границам и далее. Если взять параллелепипед с квадратным основанием, длина сторон которого d , то приведенная к виду (2) формула модели [7] отличается от формулы Таска лишь вторым слагаемым: $\pi \chi d$ вместо $(4/3)\pi \chi d$. Относительно небольшое (в 1.33 раза) различие означает, что в рассматриваемых задачах определяющим является объем активной области, а не ее форма.

Зависимость (2) приведена на рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе. Она представляет собой сумму двух асимптотических прямых (1 и 2), пересекающихся при длительности $\tau = \tau_D$. Наклонная линия 1 описывает адиабатический нагрев активной области коротким $\tau \leq \tau_D$ импульсом, за время воздействия которого тепло не успевает покинуть ее объем. Пороговая зависимость мощности выгорания при адиабатическом нагреве связана с длительностью импульса законом пропорциональности $P_D(\tau) \propto 1/\tau$. Горизонтальная линия 2 описывает квазистационарный нагрев активной области длинным $\tau \geq \tau_D$ импульсом, при воздействии которого мощность, втекающая в активный объем, равна мощности, вытекающей из него. На асимптоте 2 пороговый уровень мощности выгорания $P_D(\tau > \tau_D) = P_D(\infty) = \text{const}(\tau)$ постоянен, т.е. не зависит от длительности импульса.

Общая для адиабатического и квазистатического нагрева абсцисса τ_D пересечения асимптот 1 и 2 есть постоянная времени отказа типа “D”, наступающего при достижении в активной области

температуры выгорания T_D . У многих СВЧ ПП сантиметрового диапазона [8] экспериментальные зависимости $P_D(\tau)$, как и зависимость, изображенная на рис. 1, характеризуются постоянной времени порядка $\tau_D \approx 10^{-6}$ с, мощностью выгорания порядка $P_D(\tau_D) \approx 1$ Вт и энергией выгорания $\tau_D P_D(\tau_D) \approx 10^{-6}$ Дж.

У СВЧ ПП “виновником” отказов типа “D” является электротепловая неустойчивость S-типа, развитие которой заканчивается электрическим пробоем с образованием тонкого токового шнура, в котором выделяемая энергией импульса температура превышает температуру плавления полупроводника. При остывании ПП эта избыточная температура рассеивается в прилегающих к шнуру областях, разрушая кристалл за пределами шнура. При этом, как показывает микроскопический анализ [8], выгорает активная область СВЧ ПП с находящейся в ней частью барьера или перехода.

Вызываемые одиночными импульсами отказы типа “D” у микросхем [9] в графическом отображении подобны рис. 1, при этом мощности выгорания $P_D(\tau_D)$ у них и у СВЧ ПП сопоставимы по порядку.

Отказы типа “C” у работающих микропроцессоров, микроконтроллеров и некоторых других типов цифровых микросхем также описываются формулой (2), но с иными индексами начальной $T_p > T_0$ и критической температуры $T_c < T_D$. Пороговая зависимость мощности $P_c(\tau)$ отказов типа “C” подобна изображенной на рис. 1 и располагается ниже зависимости $P_D(\tau)$, так как требуемая для такого отказа мощность импульса меньше. На этом формальное сходство зависимостей $P_D(\tau)$ и $P_c(\tau)$ заканчивается.

Иногда удобнее использовать пороговые уровни отказов не в виде зависимости мощности $P_D(\tau)$, а в энергетическом представлении, которое в приближении прямоугольного импульса получается умножением формулы (2) на его длительность:

$$\Theta_D(\tau) = \tau P_D(\tau) = \left[c_V V + \frac{4\pi d}{3} \chi \tau \right] (T_D - T_0). \quad (3)$$

В этом приближении при $\tau \leq \tau_D$ пороговая энергия минимальна, постоянна и равна $\Theta_D(\tau) = c_V V (T_D - T_0)$, асимптота адиабатического нагрева горизонтальна; при $\tau \geq \tau_D$ энергия и асимптота квазистатического нагрева растут пропорционально τ :

$$\Theta_D(\tau) = \frac{4\pi d}{3} \chi \tau (T_D - T_0).$$

В точке $\tau = \tau_D$ пересечения асимптот энергии равны.

Формулы (2) и (3) описывают воздействие на ПП одиночных импульсов. Ничто не мешает использовать их и для описания явлений, порождаемых сериями импульсов, мощность $P(\tau)$ и энергия $\Theta(\tau) = \tau P(\tau)$ каждого из которых меньше, чем у одиночных импульсов. При этом отказ достигается посредством запуска эффекта накопления тепла, возможного при их периодическом воздействии с частотой F , превышающей некоторое пороговое значение.

2. ОТКАЗЫ ТИПА “D” У СВЧ ПП

Пороговые уровни отказов типа “D” у отдельных ПП (имеются в виду СВЧ ПП сантиметрового диапазона) удовлетворительно объясняются [8] в рамках тепловых моделей [4–7]. Взяв за основу формулу (2) и рис. 1, оценим значения величин, характеризующих выгорание ПП при воздействии одиночных импульсов. Воспользовавшись адиабатической частью этой формулы, найдем рассеянную в объеме V активной области ПП пороговую энергию прямоугольного электрического импульса $P_D(t)$, длительность которого равна предельной длительности $\tau = \tau_D$ асимптоты I :

$$\begin{aligned} \Theta_D(\tau_D) &= \int_0^{\tau_D} P_D(t) dt = P_D(\tau_D) \tau_D = \\ &= \int_{T_0}^{T_D} c_V(T) V dT \approx \langle c_V \rangle V (T_D - T_0). \end{aligned} \quad (4)$$

В этом выражении $\langle c_V \rangle$ — удельная теплоемкость полупроводника, усредненная в диапазоне температур интегрирования; объем V активной области полагаем не зависящим от температуры. Из (4) найдем этот объем:

$$V \approx \frac{P_D(\tau_D) \tau_D}{\langle c_V \rangle (T_D - T_0)}. \quad (5)$$

Подставив типичное для СВЧ ПП значение энергии выгорания $\tau_D P_D(\tau_D) \approx 10^{-6}$ Дж, взятое из рис. 1, и полагая, что $\langle c_V(T) \rangle \approx 2.04 \times 10^6$ Дж/(м³ К), $T_D = 1690$ К, $T_0 = 300$ К, получим значение $\bar{V} \approx 3.5 \times 10^{-16}$ м³, которое пометим “шапочкой”. Цилиндр с таким же объемом и диаметром $\hat{d} = 20 \times 10^{-6}$ м имеет высоту $h = \frac{4\bar{V}}{\pi \hat{d}^2} = 1.1 \times 10^{-6}$ м. По порядку величины такие размеры типичны для активных областей СВЧ-диодов и транзисторов, работающих на частотах менее 10 ГГц.

В точке пересечения $\tau = \tau_D$ адиабатической и квазистатической асимптот слагаемые, находя-

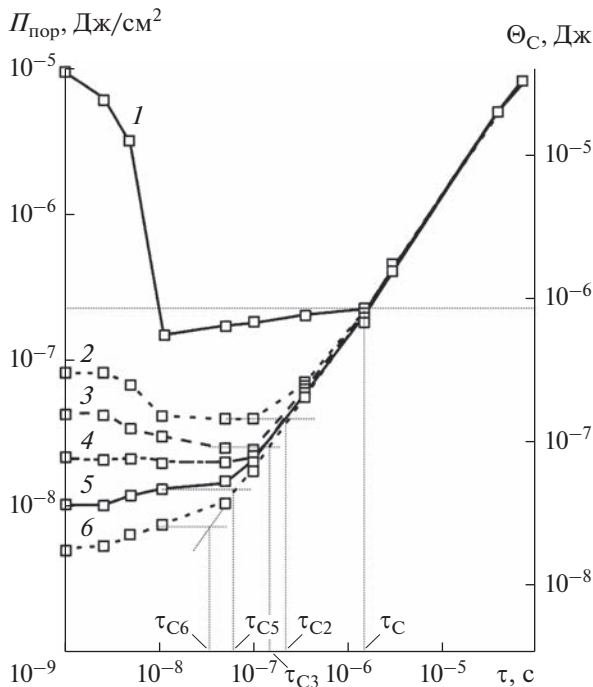


Рис. 2. Зависимости пороговой плотности энергии отказов типа “С” у ПК от длительности воздействующих СВЧ-импульсов при различных частотах повторения: одиночные импульсы (1), $F = 25$ (2), 50 (3), 100 (4), 200 (5) и 400 Гц (6); правая ось – пороговая энергия СВЧ- импульса, рассеиваемая в процессоре ПК.

щиеся в квадратных скобках формулы (2), равны. Из их равенства найдем время тепловой релаксации отказа типа “D”

$$\tau_D = \frac{3c_V V}{4\pi\chi d}. \quad (6)$$

У кремния при увеличении температуры от комнатной $T_0 = 300$ К до температуры плавления $T_D = 1690$ К удельная теплоемкость c_V , монотонно стремясь к насыщению, возрастает в 1.5 раза, а теплопроводность χ , насыщаясь, уменьшается в 6.7 раза, поэтому при $d = \text{const}$ значение τ_D возрастает примерно в 10 раз. Но поскольку τ_D принадлежит границе области статического нагрева, то значения теплоемкости $c_V = 2.45 \times 10^6$ Дж/(м³ К) и теплопроводности $\chi \approx 20$ Вт/(м К) в формуле (6) определены при температуре плавления. Формулы (6) и (5) не связаны между собой. Подставив в (6) полученные выше значения объема $\hat{V} \approx 3.5 \times 10^{-16}$ м³ и диаметра $\hat{d} = 20 \times 10^{-6}$ м цилиндра, получим $\tau_D \approx 0.5 \times 10^{-6}$ с, что одного порядка с постоянной τ_D на рис. 1.

Таким образом, сравнение теории с экспериментом показывает, что воздействие одиночных электрических импульсов на СВЧ ПП сантиметрового диапазона удовлетворительно описывается формулой (2): необратимые отказы типа “D” происходят [8] в результате развития электротепловой неустойчивости и последующего разрушения (плавления) активной области ПП, содержащей переход.

Переходя к задаче о влиянии частоты следования импульсов на отказы типа “D” у СВЧ ПП, выберем на рис. 1 такую длительность τ и такую мощность $P(\tau)$ импульса, энергия которого $\tau P(\tau)$ меньше, чем пороговое значение $\tau P_D(\tau)$ энергии одиночного импульса. Нас интересует вопрос: при каких значениях энергии, длительности и частоты F следования таких импульсов возникает эффект накопления тепла в ПП, приводящий к его выгоранию. Полное решение этой задачи численным, аналитическим и экспериментальным методами изложено в работах [8, 14, 15]. Приведем основные результаты.

Пусть первый импульс длительностью τ нагревает активный объем V до температуры $T_1 < T_D$. По окончании действия импульса температура снижается по закону $T(t) = T_1 \exp(-t/\tau_D)$ и к моменту $t > \tau_D$ прихода второго импульса принимает значение $T_{01} > T_0$. Для запуска эффекта накопления тепла нужно, чтобы к этому моменту приращение температуры $\Delta T = T_{01} - T_0$ в нагреваемой области превысило некое определенное значение, которое можно регулировать, укорачивая интервал времени между импульсами, увеличивая частоту их следования F и длительность τ . При типичном для СВЧ ПП значении $\tau_D \approx 10^{-6}$ с (см. рис. 1) это приводит к величинам такого порядка: $F \approx 10^6$ Гц, $\tau \approx \tau_D$, скважность импульсов $(F\tau)^{-1} \leq 10$.

3. ОТКАЗЫ ТИПА “С” У МИКРОПРОЦЕССОРОВ

В работе [11] переднюю панель персонального компьютера PC386DX-40, работающего в режиме тестирования ячеек памяти, фронтально облучали СВЧ-импульсами с несущей частотой $f_0 \approx 2.8$ ГГц, длительность и частоту следования которых меняли в широких пределах. Измеренные зависимости пороговой плотности энергии отказов типа “С” у микропроцессора ПК представлены на рис. 2 (левая ось ординат). Правая ось ординат построена нами для удобства перевода плотности электромагнитной энергии в единицы электрической энергии, используемой в модели Таска.

Из рисунка видно, что при длительности импульсов $\tau \geq 10$ нс полученные кривые в опреде-

ленной мере подобны пороговым зависимостям, вытекающим из тепловой модели Таска, отличаюсь от них лишь степенью гладкости. Но при воздействии одиночных импульсов длительностью $\tau < 10$ нс происходит резкое (на полтора-два порядка) превышение ожидаемого уровня энергии. Аналогичные явления при таких же коротких длительностях наблюдались [8] и при изучении отказов типа “D” у транзисторов 2Т3120. Дадим им физическое объяснение, исходя из предположения, что отказы обоих типов возникают в результате развития электротепловых неустойчивостей.

Стимулированная выделением тепла перестройка физического состояния ПП, приводящая к обратимому или необратимому отказу, происходит при превышении температурного порога в течение некоторого конечного интервала времени. При воздействии сверхкороткого одиночного импульса необходимый интервал времени не достигается. Недостаток можно компенсировать увеличением энергии импульса, что и демонстрирует резкий подъем кривой I .

При воздействии последовательности импульсов увеличение частоты их следования влияет на скорость перестройки состояния, так как процесс нагрева, растягиваясь во времени, требует от импульсов меньше энергии, и кривые на рис. 2 все больше принимают вид зависимости Таска, описываемой формулой (3): адиабатическая асимптота горизонтальна, асимптота квазистатического нагрева наклонна и меняется пропорционально τ .

Зависимость I на рис. 2 описывает воздействие одиночных импульсов, и на участке $\tau \geq 10$ нс к ней применима формула (3). Будем ее использовать при описании отказов типа “С”, заменив индексы у некоторых величин:

$$\Theta_C(\tau) = \tau P_C(\tau) = \left[c_V V + \tau \frac{4\pi}{3} \chi d \right] (T_C - T_p). \quad (7)$$

Здесь T_p — температура стационарно работающего микропроцессора, T_C — пороговая температура активной области, превышение которой приводит к зависанию процессора.

Опишем процедуру пересчета плотности энергии падающих на переднюю панель ПК электромагнитных импульсов в рассеиваемую ими в процессоре энергию, используемую в модели Таска. На рис. 2 выбрали характерную для одиночных импульсов точку с координатами $\tau_C \approx 1.5 \times 10^{-6}$ с и $\Pi_{\text{пор}} = 2 \times 10^{-7}$ Дж/см², в которой пересекаются адиабатическая линия (кривая I) и линия квазистатического нагрева (наклонная прямая). В этой точке нашли амплитуду напряженности электрического поля СВЧ-импульса $E_m = \sqrt{2\Pi_{\text{пор}} Z_0 / \tau}$, [В/м]

($Z_0 = 120\pi$ -волновое сопротивление пустого пространства), подставив которую в формулу [17]

$$\Theta_C(\tau_C) = P_C(\tau_C) \tau_C = \frac{c^2 G_r E_m^2 \tau_C}{8\pi Z_0 f_0^2 \beta^2},$$

вычислили рассеянную в микропроцессоре энергию $\Theta_C \approx 9 \times 10^{-7}$ Дж, вызвавшую отказ типа “С”. В этом выражении: c — скорость света; $G_r \geq 1$ — усредненный (порядка 1) коэффициент усиления подключенных к портам микропроцессора проводников, воспринимающих СВЧ-поле; $\beta^2 \geq 1$ — коэффициент ослабления электромагнитного поля. Если воспринимающие поле проводники, подсоединенные к портам процессора, не экранированы специальным образом, то $\beta^2 \approx 1$. При этом коэффициенты β^2 и G_r равны по порядку величины и в определенной мере компенсируют друг друга, поэтому их приняли равными.

Рассчитанная в точке пересечения энергия $\Theta_C(\tau_C) \approx 9 \times 10^{-7}$ Дж практически совпала с типичной энергией отказа типа “D” у СВЧ ПП (см. рис. 1). Совпадение случайное, но возникает вопрос: почему при существенном различии размеров и внутреннего устройства двух видов ПП постоянные времени τ_C и τ_D у них сопоставимы.

Из практики известно, что во время работы микропроцессор нагревается до температуры $T_p \approx 340$ К. Известно также [18, разд. 1.4], что при температурах $T > 800$ К концентрация собственных носителей заряда в кремнии превышает $n_i > 10^{17}$ см⁻³, что может сказаться на работоспособности транзисторов процессора. Поэтому появление отказов типа “С” наиболее вероятно, когда под воздействием энергии импульсов температура в активной области окажется в пределах интервала (340 < T_C < 800) К. Сделаем оценки.

Первое и второе слагаемые в квадратных скобках формулы (7) описывают адиабатическую и квазистатическую асимптоты нагрева, см. рис. 1. При $\tau = \tau_C$ асимптоты пересекаются, и из равенства слагаемых найдем диаметр

$$d \approx \sqrt{\frac{8\chi\tau_C}{c_V}} \quad (8)$$

и объем $V \approx \pi d^3 / 6$ той области процессора, которая за время длительности импульса $\tau_C \approx 10^{-6}$ с нагреется до температуры T_C . Приняв $T_C = 800$ К, подставив $\chi(T_C) = 42.2$ Вт/(м К), $c_V(T_C) = 2.12 \times 10^6$ Дж/(м³ К), найдем $d \approx 1.26 \times 10^{-5}$ м, $V \approx 1.05 \times 10^{-15}$ м³, что одного порядка с объемом $\bar{V} \approx 3.5 \times 10^{-16}$ м³ выгорания активной области отдельных СВЧ ПП. При температуре $T_C = 400$ К,

близкой к нижней границе отказов типа “С”, получим объем $V \approx 4.56 \times 10^{-15} \text{ м}^3$, который на порядок больше.

Таким образом, у процессора объем активно нагреваемой области зависит от пороговой температуры T_C , поскольку она определяет значения коэффициентов c_V и χ формулы (8). Причем объем этой области примерно на шесть порядков меньше объема кристалла стандартного микропроцессора, площадь которого $\sigma \approx 7 \times 7 \text{ мм}^2$. Если на нагрев активного объема расходуется энергия импульса порядка $\Theta_C(\tau) \approx 10^{-6} \text{ Дж}$ (см. рис. 2, кривая 1), то для нагрева всего процессора до такой же температуры T_C понадобится примерно 1 Дж.

Будем считать, что у испытанного в [11] компьютера PC386DX-40 микропроцессор по своей структуре не отличается от процессора 80386DX20, у которого площадь кристалла $\sigma \approx 42 \text{ мм}^2$, минимальный структурный размер [13] равен $\mu = 1.5 \times 10^{-6} \text{ м}$, а число транзисторов 275000. Полагаем, что на каждый такой транзистор приходится объем, эквивалентный объему куба со стороной $l = 2\mu = 3 \times 10^{-6} \text{ м}$. Тогда при температуре $T_C = 800 \text{ К}$ активно нагреваемая область процессора вмещает в себя 39 элементарных транзисторов. При более низкой температуре T_C число элементарных транзисторов растет пропорционально увеличению объема активной области.

Наиболее нагреваемой областью процессора с центрально симметричным дизайном является центр микросхемы, откуда отток тепла затруднен из-за малых градиентов температуры между расположенными там транзисторами. Наряду с температурой $T(t)$ в этой же области коэффициент удельной теплоемкости $c_V(T)$, отвечающий в формуле (7) за количество накопленного тепла, является наибольшим, а коэффициент теплопроводности $\chi(T)$, отвечающий за его растекание, — наименьшим. При достижении пороговой температуры T_C часть элементарных транзисторов меняет свое физическое состояние и их нормальное функционирование прекращается. Перезапуск питания возвращает их к обычному состоянию.

В течение времени воздействия электрического импульса процессор представляет собой открытую нелинейную диссипативную систему. В таких системах тепловые явления могут развиваться не однородно по всему объему, а в режимах с “обострением” [19], когда число степеней свободы системы резко сокращается, процесс локализуется, стягиваясь к малому объему, в котором температура достигает максимального значения. Это сродни уже упомянутому в разд. 2 неоднородному распределению (“шнурованию”) тока по сечению СВЧ ПП, что типично для неустойчивостей

с S-образной вольтамперной характеристикой. По-видимому, подобная (но не катастрофическая) локализация тепловых процессов в относительно малом объеме происходит и при нагреве процессора электрическим импульсом: энергии импульса недостаточно для шнурования тока, но при наличии источника питания ее хватает для появления отказа типа “С”. Представим эту область локального нагрева в виде цилиндра, ось которого совпадает с осью симметрии процессора.

Исходя из (7), по окончании короткого $\tau \leq \tau_C$ одиночного импульса пороговая энергия обратимого отказа типа “С”, накопленная в активном объеме V цилиндра при адиабатическом нагреве, равна

$$\tau P_C(\tau) = c_V V (T_C - T_p). \quad (9)$$

Выразим ее в единицах температуры

$$T_C - T_p = \frac{\tau P_C(\tau)}{c_V V}. \quad (10)$$

Эта энергия частично излучается вовне через торцы цилиндра, но в основном растекается в стороны, диффундируя к границам процессора с постоянной времени [7]

$$\tau_a = \frac{a^2 c_V}{4\pi\chi}, \quad (11)$$

где $a \approx 6.5 \text{ мм}$ — длина стороны кристалла процессора Intel 386DX, χ/c_V — коэффициент тепловой диффузии. Поскольку накопленная за время $\tau \leq \tau_C$ энергия, а значит, и температура сосредоточены в малом объеме цилиндра, то диффузия в окружающие области кристалла протекает при рабочей температуре $T_p \approx 340 \text{ К}$ процессора, которая и определяет значения коэффициентов $c_V(T_p)$ и $\chi(T_p)$. Подставив в (11) численные значения этих величин, получим $\tau_a \approx 5 \times 10^{-2} \text{ с}$.

По окончании действия импульса температура цилиндра снижается по закону

$$T(t) = T_C \exp(-t/\tau_a) + T_p. \quad (12)$$

В энергетическом представлении наклонная прямая на рис. 2, из координатных точек τ_{Cj} которой (см. пунктирные линии) выходят кривые 2–6, является асимптотой квазистатического нагрева (см. комментарии к формуле (3)). Пороговая мощность отказа на этой прямой постоянна при любой длительности одиночного импульса, поэтому можно положить $P(\tau) = P_C(\tau_C)$; но энергия импульса пропорциональна $k = \tau/\tau_C$. При этом формула (10) принимает вид

$$q = k(T_C - T_p) = k \frac{\tau_C P_C(\tau_C)}{c_V V}. \quad (13)$$

Рассмотрим теперь воздействие коротких $\tau < \tau_c$ импульсов малой энергии $\tau P_c(\tau_c) < \tau_c P_c(\tau_c)$, следующих с пороговой частотой F , превышение которой приводит к отказу типа “С” в результате накопления тепла. Вместо (9) будем использовать уравнение

$$\tau P_c(\tau_c) = c_V V (T_n - T_p), \quad (14)$$

где $T_n < T_c$ — температура цилиндра в момент окончания n -го импульса; $n = 0, 1, 2 \dots$. Энергию $\tau P_c(\tau_c)$ первого и всех последующих импульсов полагаем одинаковой.

Если период следования $1/F$ и длительность τ импульсов соотносятся как $1/F \gg \tau$, то из (12) следует, что по окончании действия любого n -го импульса цилиндр будет остывать по закону

$$T_n(t) \approx T_n \exp(-\gamma) + T_p, \quad (15)$$

где $\gamma = 1/\tau_a$. Полагая время τ_a тепловой релаксации и теплоемкость цилиндра $c_V V$ постоянными величинами, исходя из (14), сразу после прихода первого импульса будем иметь температуру $T_1 = q + T_p$; после прихода второго импульса получим температуру $T_2 = q + q \exp(-\gamma) + T_p$, после третьего $T_3 = q + q \exp(-\gamma) + q \exp(-2\gamma) + T_p$. После n -го импульса

$$T_n = q[1 + \exp(-\gamma) + \exp(-2\gamma) + \dots + \exp(-n\gamma)] + T_p = q \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\gamma) + T_p. \quad (16)$$

При $|\exp(-\gamma)| < 1$ ряд сходится к сумме

$$S(n) = \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\gamma) = \frac{1}{1 - \exp(-\gamma)}.$$

Сходимость быстрая: с погрешностью в единицы процентов максимум достигается при

$$n \geq 50F\tau_a.$$

При этом отказ типа “С” произойдет, спустя пороговое время

$$\Delta t = n/F \approx 50\tau_a.$$

Превышение пороговой энергии импульсов ведет к непропорционально быстрому уменьшению Δt .

Отказ типа “С” происходит после прихода n -го импульса, когда накапливаемая в объеме цилиндра температура T_n превысит температуру отказа T_c . При этом вместо (16) получим

$$T_c \approx \frac{q}{1 - \exp(-\gamma)} + T_p.$$

Отсюда найдем пороговую частоту следования импульсов

$$F \approx \frac{1}{-\tau_a \ln(1 - \tau/\tau_c)} = \frac{1}{-\tau_a \ln(1 - k)}. \quad (17)$$

Видно, что частота, с превышения которой запускается процесс накопления тепла, обратно пропорциональна постоянной времени τ_a остывания активного объема. Это правило является общим для ПП любого вида, так как процесс накопления, базирующийся на модели Таска, математически описывается для всех видов одинаково. Например, в разд. 2 говорилось, что у СВЧ ПП, у которых постоянная времени тепловой релаксации $\tau_D \approx 1 \times 10^{-6}$ с, частота $F \propto 1/\tau_D$ порядка 1 МГц; множитель $\ln(1 - k)$ учитывает влияние относительной энергии импульсов.

Сделаем оценки для микропроцессора. Из кривой 1 рис. 2 следует, что отказ типа “С” происходит при воздействии одиночного импульса длительностью $\tau_c \approx 1.5 \times 10^{-6}$ с. При этом температура активной области достигает значения T_c , которое можно оценить по формуле (10)

$$T_c = \frac{\Theta(\tau_c)}{c_V V} + T_p,$$

зная среднюю температуру работающего процессора $T_p \approx 340$ К и теплоемкость нагреваемой области. Подставив взятое из рис. 2 (см. кривую 1) значение $\Theta(\tau_c) \approx 9 \times 10^{-7}$ Дж и определенные выше при граничной температуре $T_c = 800$ К объем цилиндра $V = 1.05 \times 10^{-15}$ м³ и коэффициент $c_V \approx 2.12 \times 10^6$ Дж/(м³ К), получим $T_c \approx 740$ К. Теплоемкость изменилась, подставив уточненное значение c_V , получим более точную оценку верхней пороговой температуры $T_c \approx 725$ К.

На рис. 3 сплошными кривыми представлены рассчитанные по формуле (17) теоретические зависимости относительной энергии $k = \tau/\tau_c$ импульсов от частоты F при трех значениях τ_a , меняющихся десятикратно. На этом же рисунке приведена штриховая кривая 4, построенная по результатам измерений (квадратики вдоль кривой) при подстановке в (17) найденных нами из рис. 2 значений τ_{cj} , используемых при вычислении относительной энергии $k = \tau_{cj}/\tau_c$ импульсов, следующих с разными частотами.

Кривая 4 расположена между зависимостями 1 и 2, рассчитанными для постоянных времени τ_a , равных 0.5 и 0.05 с, из которых $\tau_a \approx 5 \times 10^{-2}$ с определена по формуле (11) для процессора Intel 386DX. Однако кривая 4 в среднем ближе к зави-

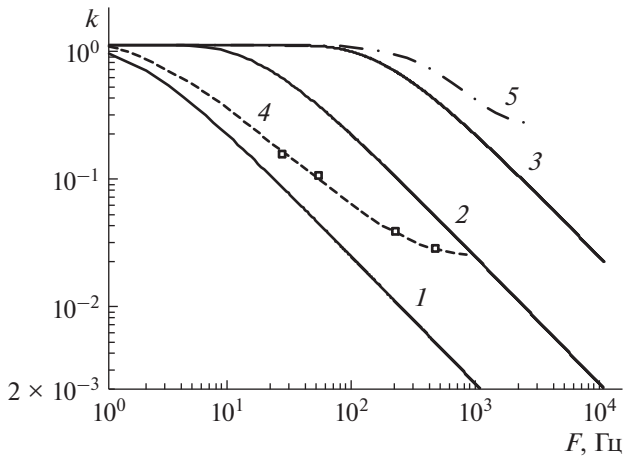


Рис. 3. Зависимость относительной энергии импульсов, приводящих к отказам типа “С” (кривые 1–4) и типа “D” (кривая 5) от частоты их следования: расчет по формуле (17) для трех времен релаксации процессора, $\tau_a = 0.5$ (1), 0.05 (2) и 0.005 с (3); кривая 4 построена по экспериментальным данным работы [11], кривая 5 взята из [9].

симости 1, чем 2. Это может быть вызвано разными причинами, включая более сложное влияние температуры на теплоемкость и теплопроводность полупроводника.

При воздействии одиночного импульса время остывания не ограничено и тепло из активного объема растекается по процессору при постоянной температуре T_p . Но при повышении частоты F следования импульсов температура в объеме процессора постепенно возрастает и тем заметнее, чем больше произведение энергии импульсов на F . При этом особенно быстро снижается коэффициент теплопроводности χ , что в формуле (11) приводит к увеличению τ_a и смещению расчетных кривых 1–3 на рис. 3 влево. При этом кривая 2 будет приближаться к экспериментальной зависимости 4. Помимо этого, кривая 4 отличается от теории тем, что по мере увеличения частоты F она стремится к насыщению, словно “упирается в какое-то препятствие”.

Известно, что для уверенного приема амплитудно-модулированного сигнала необходимо, чтобы его мощность превышала мощность собственных шумов приемника в полосе его пропускания. Аналогично, при воздействии периодической последовательности импульсов процесс накопления тепла возможен, если энергия (13) импульсов, выраженная в единицах температуры $(T_C - T_p)k$, превышает среднюю амплитуду температурных флуктуаций ΔT в области цилиндра. Исходя из кривой 4 (см. рис. 3) в рассматриваемом случае $k \approx 0.01$ и флуктуации имеют порядок

$\Delta T \approx 0.01(T_C - T_p)$. Мы не знаем точных значений температур T_p и T_C работающего микропроцессора. Положив, например, $T_p = 360$ К, $T_C = 600$ К, получим $\Delta T \approx 2.5^\circ\text{C}$, что по порядку может быть пределом, ограничивающим снизу зависимость 4 на рис. 3.

4. ОТКАЗЫ ТИПА “D” У МИКРОСХЕМ

Экспериментальные исследования отказов типа “D” у различных микросхем [9] показали, что при воздействии одиночных радиоимпульсов пороговые зависимости мощности выгорания P_D (τ) подобны изображенным на рис. 1. При этом постоянные времени отказов в основном находятся в диапазоне значений $1 \leq \tau_D \leq 5$ мкс, которые типичны [8] для СВЧ ПП малой и средней мощности. Поскольку по размерам микросхемы несопоставимо больше СВЧ ПП, то ограниченный диапазон значений τ_D свидетельствует о том, что отказы типа “D” происходят у них также в результате развития электротепловой неустойчивости и шнуrowания тока.

Из сказанного в предыдущем разделе следует, что у микропроцессоров температуры отказов типа “D” и типа “С” различаются более чем в два раза (1690 и 725 К). Эксперименты показывают [10], что у разных типов цифровых микросхем пороговая энергия одиночных импульсов, вызывающих отказы типа “D”, в 5...20 раз больше, чем у отказов типа “С”. И в этом превышении основную роль играет не столько разница пороговых температур T_D и T_C , сколько наличие у портов защитных диодов, в которых рассеивается значительная часть падающей на микросхему электромагнитной энергии.

На рис. 3 проведена “характерная зависимость” [9] порогового уровня повреждения микросхемы транзисторно-транзисторной логики 133 серии от частоты следования радиоимпульсов (кривая 5). На частотах, приближающихся к $F = 100$ Гц, начинается снижение пороговой энергии импульсов, которое быстро стремится к насыщению, и на частоте $F \approx 2000$ Гц относительная энергия оказывается примерно в 4 раза меньше, чем у одиночного импульса, достигая уровня $k \approx 0.24$. Авторы считают, что снижение порога связано с накоплением дефектов.

Но у кремниевых приборов быстрое накопление дефектов, наблюдаемое при частотах следования порядка 1 МГц, происходит [20] в диапазоне нормированной энергии импульсов $0.5 \leq k \leq 1$, в который уровень $k \approx 0.24$ не попадает. Вместе с тем из десяти транзисторов 2Т3120, экспериментально обследованных в [8, 15], только у одного процесс накопления тепла развился при $k \approx 0.08$; у

остальных — при $0.12 < k < 0.33$, куда попадает и уровень $k \approx 0.24$. Поэтому есть основания считать, что при воздействии последовательности импульсов отказы типа “D” у микросхем происходят преимущественно в результате развития эффекта накопления тепла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные оценки показывают, что у СВЧ ПП, у микропроцессоров, микроконтроллеров и микросхем отказы типа “C” и типа “D”, возникающие при воздействии мощных электромагнитных импульсов, происходят в результате развития электротепловой неустойчивости. В ходе этой неустойчивости все линии тока стягиваются в тонкий шнур, внутри которого образуется область повышенной температуры, ответственной за появление как обратимых отказов типа “C” у микропроцессоров и микроконтроллеров, так и необратимых отказов типа “D” у любых видов ПП.

Отказы типа “C” и типа “D” могут возникать при воздействии как одиночных импульсов большой амплитуды, так и последовательности менее энергичных импульсов. В процессах с накоплением тепла частота следования будет тем меньше, чем больше постоянная времени остывания ПП, пропорциональная (11) квадрату размера его кристалла. Поэтому у микропроцессоров и микросхем наблюдаемая в опытах частота повторения порядка десятков-сотен герц, а у СВЧ ПП — порядка мегагерц.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-06010). Исследования по данной тематике проводятся в рамках бюджетной НИР FFZF-2022–0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рикетс Л.У., Бриджес Дж., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты. М.: Атомиздат, 1979.
2. Whalen J.J., Calcaterra M.C., Thorn M.L. // IEEE Trans. 1979. V. MTT-27. № 12. P. 1026.
3. Wunsh D.C., Bell R.R. // IEEE Trans. 1968. V. NS-15. № 6. P. 244.
4. Taska D.M. // IEEE Trans. 1970. V. NS-17. № 6. P. 364.
5. Arkhipov V.I., Astvatsaturyan E.R., Godovitsyn V.I., Rudenko A.I. // Int. J. Electronics. 1983. V. 55. № 3. P. 395.
6. Абидов М.А. Статические характеристики диодных структур. М.: Радио и связь, 1989.
7. Dwyer V.M., Franklin A.J., Campbell D.S. // Solid-State Electronics. 1990. V. 33. № 5. P. 553.
8. Усыченко В.Г., Сорокин Л.Н. Стойкость сверхвысокочастотных радиоприемных устройств к электромагнитным воздействиям. М.: Радиотехника, 2017.
9. Ключник А.В., Пирогов Ю.А., Солодов А.В. // РЭ. 2011. Т. 56. № 3. С. 370.
10. Nitsch D., Camp M., Sabath F. et al. // IEEE Trans. 2004. V. EMC-46. № 3. P. 380.
11. Юшков Ю.Г., Чумерин П.Ю., Артеменко С.Н. и др. // РЭ. 2001. Т. 46. № 8. С. 1020.
12. Hoad R., Carter N., Herke D., Watkins S. // IEEE Trans. 2004. V. EMC-46. № 3. P. 390.
13. Camp M., Garbe H. // IEEE Trans. 2006. V. EMC-48. № 4. P. 829.
14. Усыченко В.Г., Сасункевич А.А., Сорокин Л.Н. // РЭ. 2016. Т. 61. № 5. С. 484.
15. Сасункевич А.А., Сорокин Л.Н., Усыченко В.Г. // РЭ. 2016. Т. 61. № 7. С. 702.
16. ГОСТ Р 51317.2.5–2000. Совместимость технических средств электромагнитная. Электромагнитная обстановка. Классификация электромагнитных помех в местах размещения технических средств. М.: Госстандарт России, 2001. <https://meg-anorm.ru/Data/109/10975.pdf>.
17. Усыченко В.Г., Сорокин Л.Н., Усыченко А.С. // РЭ. 2020. Т. 65. № 12. С. 1234.
18. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. М.: Мир, 1984.
19. Самарский А.А., Галактионов В.А., Курдюмов С.П., Михайлов А.П. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений. М.: Наука, 1987.
20. Сасункевич А.А., Сорокин Л.Н., Усыченко В.Г. // РЭ. 2013. Т. 58. № 6. С. 635.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 004

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МИКРОСЕРВИСНОЙ И БЕССЕРВЕРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПОСТРОЕНИЯ СИСТЕМ АВТОМАТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕСТАБИЛЬНОСТИ СТАТИЧЕСКОГО РЕЖИМА НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМ

© 2023 г. В. Н. Гридин^{а, *}, В. И. Анисимов^{а, b}, С. А. Васильев^{а, b}

^а Центр информационных технологий в проектировании РАН,
ул. Маршала Бирюзова, 7а, Одинцово, Московской области, 143003 Российская Федерация

^b Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”,
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197022 Российская Федерация

*E-mail: info2@ditc.ras.ru

Поступила в редакцию 19.12.2022 г.

После доработки 19.12.2022 г.

Принята к публикации 22.03.2023 г.

Рассмотрены методы построения распределенных систем автоматизации схемотехнического проектирования для расчета неустойчивости координат рабочих точек статического режима нелинейных электронных схем. В качестве изменяемых под воздействием внешних факторов компонентов принимаются двухполюсники типа R и параметры передач зависимых источников, а также характеристики внешних воздействий (температура, радиация и т.д.). Для решения задачи расчета неустойчивости координат рабочих точек статического режима нелинейных электронных схем предложена методика, основанная на использовании вспомогательной схемы, которая строится путем транспонирования описания исходной схемы. Проанализированы особенности организации бессерверной и микросервисной архитектуры для построения систем автоматизации схемотехнического проектирования. Описано мультитенантное проектирование среды микросервисной информационной системы. Приведен механизм работы сервиса как услуги для обеспечения работы бизнес-логики серверной составляющей.

DOI: 10.31857/S0033849423120082, EDN: GKPNZW

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач схемотехнического проектирования является расчет статического режима нелинейных электронных схем с целью вычисления координат рабочих точек и неустойчивости этих координат под влиянием внешних возмущающих воздействий (изменение температуры, радиации и т.д., а также технологического разброса характеристик компонентов при их серийном изготовлении).

В статье рассматривается методика построения веб-сервисов распределенных схемотехнических систем автоматического проектирования (САПР) для решения задачи расчета неустойчивости координат рабочих точек стационарного режима нелинейных электронных схем при вариации параметров всех компонентов схемы под воздействием внешних факторов. Данная методика основана на построении вспомогательной схемы согласно теореме Теллегена, что позволяет эффективно решать указанную выше задачу. Построение вспомогательной схемы выполняется

путем простого транспонирования матричного описания исходной схемы и устранения из исходной схемы задающих источников напряжения и тока.

Непрерывный процесс оптимизации методологии разработки программного обеспечения оказывает сильное влияние на эволюцию различных практик, повышающих эффективность необходимых бизнес-процессов. Одним из ключевых аспектов, влияющих на весь цикл разработки программного обеспечения, является выбор архитектурной модели будущего программного продукта. Разработки новых методик построения распределенных веб-ориентированных информационных систем направлены на использование микросервисных или бессерверных архитектурных стилей. Приведенные архитектурные модели требуют специальной оптимизации бизнес-логики программного обеспечения для работы с технологическими платформами этих стилей, служащими для обеспечения их концептуальных преимуществ. Повышение эффективности за счет оптимизации



Рис. 1. Схема организации микросервисной архитектуры на основе виртуальных машин и контейнеров. ОС — операционная система.

бизнес-логики программного обеспечения, а также бизнес процессов функционирования технологических платформ в рамках описанных архитектурных стилей является актуальной задачей.

1. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МИКРОСЕРВИСНОЙ И БЕССЕРВЕРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПОСТРОЕНИЯ САПР

Микросервисная и бессерверная архитектуры обладают рядом общих свойств, позволяющих: минимизировать операционные затраты, автоматизировать цикл развертывания приложения, адаптироваться к изменениям требований к продукту в сравнении с другими подходами, базирующимися на общей концепцией сервисно-ориентированной архитектуры. Однако кардинальные отличия лежат в уровне абстракции исполнительной среды, которые существенным образом влияют на области применения данных моделей.

Микросервисная модель программного обеспечения не регламентирует особенности исполнительной среды и может использовать различные уровни абстракции включая набор ЭВМ с операционными системами, виртуальные машины, контейнеры, которые соответственно требуют различных типов управления, настройки и эксплуатации [1]. Современные стратегии реализации программ-

ного обеспечения склоняются к делегированию содержания исполнительной среды специализированным поставщикам, которые в свою очередь стремятся повысить уровень абстракции своих продуктов с целью обеспечения их экономической и функциональной конкурентоспособности. Такие провайдеры предоставляют описанные облачные сервисы — от выделенных серверов до контейнера — в виде услуги, где функции оркестровки, включая кластеризацию, а также различные направления оптимизации и масштабируемости виртуальной инфраструктуры, берет на себя поставщик. Использование контейнерной среды является эффективным решением для микросервисной архитектуры так как контейнер является существенно более компактным при этом не менее универсальным, средством для реализации одной функции (микросервиса) чем виртуальная машина (рис. 1).

Контейнеры являются достаточно мультитенантными, их можно без изменений перенести из одной среды контейнеризации в другую (с сервера на сервер), при этом они используют общую операционную систему, отделяя собственное содержимое, что позволяет снизить время отклика и нагрузку на серверы. Однако не следует забывать, что контейнер — это обособленный процесс внутри операционной системы, который имеет

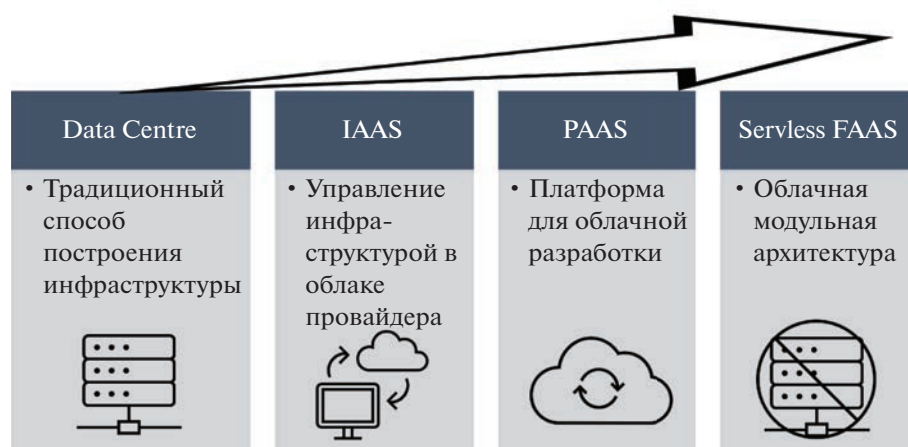


Рис. 2. Развитие облачных технологий.

возможность через неё повлиять на работу других процессов [2]. Следует отметить, что облачный сервис, предоставляющий контейнеры или индивидуальная система оркестрации может содержать множество контейнерных приложений (сервисов), связанных с общей операционной системой, каждый из которых может стать объектом внимания злоумышленников и оказать влияние на остальные процессы.

Бессерверная модель программного обеспечения предполагает работу облачных исполнительных сред по требованию (рис. 2). Функции (сервисы) запускаются только в момент фиксации определенного события, по достижению которого выполняется последовательность операций в соответствии с командами пользователя, по завершении которых рабочая среда немедленно сворачивается, оставаясь в этом состоянии до следующего инициализирующего события. Основным преимуществом данной концепции является автоматическое выделение необходимых ресурсов для работы программного продукта, а также оптимальное распределение вычислительных мощностей среди всех пользователей облачного сервиса. Сильной стороной бессерверной архитектуры является то, что сервисы могут работать с данными на основе изменений в реальном времени. Использование асинхронно сгенерированных событий не блокирует сервисы, что позволяет приложениям продолжать работу, не дожидаясь ответа. Также нет необходимости опрашивать сервисы, поскольку они являются подписчиками события на изменение данных, повышение гранулярности программной системы обеспечивает ее надежность, а сокращение сетевого трафика снижает нагрузку на физические сервера [3].

Функция как услуга оплачивается согласно фактическому использованию ресурсов сервиса,

что позволяет ей быть предпочтительной в тех случаях, когда бизнес-процессы основаны на событиях и не требуют непрерывного выполнения операционных задач. Однако, здесь стоит отметить, что выполнение длительных трудоемких задач может стать экономически менее выгодным решением чем настройка постоянной микросервисной архитектуры на основе контейнеров или даже виртуальных машин. Облачные провайдеры бессерверных технологий обладают рядом ограничений конечного продукта, к ним относятся поддерживаемые языки программирования, исполняемого в виртуальной среде, отсутствие простого средства управления состоянием приложения. Также к ограничениям можно отнести использование уникальной для каждого облака модели бизнес-логики, что в свою очередь определяет отсутствие возможности развертывания программного продукта без изменений у различных поставщиков облачных услуг. Инструменты и механизмы для управления бессерверными решениями во многом специфичны для облака.

2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ВЕБ-СЕРВИСА ДЛЯ РАСЧЕТА ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВСЕХ КОМПОНЕНТОВ НА КООРДИНАТЫ РАБОЧИХ ТОЧЕК СТАТИЧЕСКОГО РЕЖИМА НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМ

Актуальной задачей при проектировании электронных схем является расчет неустойчивости координат рабочих точек статического режима нелинейных электронных схем при вариации всех параметров моделируемой схемы под влиянием внешних возмущающих воздействий. Такая задача может быть эффективно решена при помощи

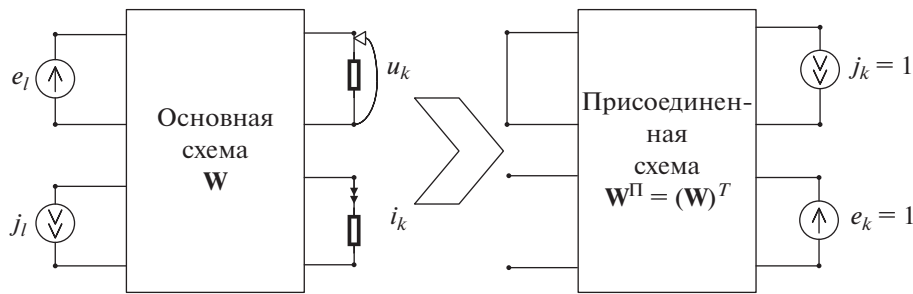


Рис. 3. Построение вспомогательной схемы.

вспомогательной (присоединенной) схемы, которая строится согласно теореме Теллегена [4]. Для этого достаточно выполнить транспонирование математического описания исходной моделируемой схемы и удалить из нее задающие источники тока и напряжения с последующим подключением к выходным полюсам вспомогательной схемы единичного источника напряжения, если выходной переменной исходной схемы является токовая переменная i_k или единичный источник тока, когда в качестве выходной переменной исходной схемы используется потенциальная переменная u_k (рис. 3).

Выберем некоторую независимую переменную многополюсника q_k в качестве анализируемой переменной, для которой необходимо выполнить расчет ее неустойчивости при вариации параметров компонентов схемы. Коэффициент влияния на переменную q_k изменения обобщенного параметра вариации $w = [R, C, L, y, \mu, \beta, z, \lambda]$, можно определить соотношением

$$\gamma_w^q = \frac{\partial q_k}{\partial w}.$$

Можно также ввести нормированный и полунормированный коэффициенты влияния на переменную q_k изменения обобщенного параметра вариации $w = [R, C, L, y, \mu, \beta, z, \lambda]$

$\tilde{\gamma}_w^q = \frac{\partial q_k}{\partial w} \frac{w}{q_k} = \gamma_w^q \frac{w}{q_k}$ — нормированный коэффициент влияния,

$\bar{\gamma}_w^q = \frac{\partial q_k}{\partial w} w = \gamma_w^q w$ — полунормированный коэффициент влияния.

Выберем для описания схемы расширенный узловой базис [5, 6], для которого базисными составляющими являются узловые напряжения и токовые переменные всех независимых токов многополюсных элементов. Тогда можно связать с вектором базисных переменных $\mathbf{X}$ выбранную

переменную q_k соотношением, где T — символ транспонирования

$$q_k = \mathbf{T}^T \mathbf{X}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} i \\ j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{X} = \begin{bmatrix} x_i \\ x_j \end{bmatrix}.$$

После дифференцирования выражения (1) в точке $\mathbf{X} = \mathbf{X}^0$ по обобщенной переменной w получим выражение для коэффициента влияния на переменную q_k изменения обобщенного параметра вариации w

$$\gamma_w^q = \frac{\partial q_k}{\partial w} = \mathbf{T}^T \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial w} = \mathbf{T}^T \bar{\mathbf{X}}, \quad \text{где } \bar{\mathbf{X}} = \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial w}. \quad (2)$$

Входящий в выражение (2) вектор $\bar{\mathbf{X}}$ определяется путем дифференцирования уравнения моделируемой нелинейной схемы, которое можно представить в виде [7, 8]

$$\mathbf{W}_1 \mathbf{X} + \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 = 0, \quad (3)$$

где $\mathbf{W}_1$ и $\mathbf{S}_1$ — матрица и задающий вектор, определяемые линейными компонентами, $\mathbf{S}_2$ — задающий вектор, определяемый нелинейными компонентами.

Учитывая, что $\mathbf{W}_1 = \mathbf{W}_1(w)$ и $\mathbf{S}_2 = \mathbf{S}_2(w, \mathbf{X})$, после дифференцирования уравнения (3) получим уравнение

$$\mathbf{W}^0 \bar{\mathbf{X}} + \bar{\mathbf{S}} = 0, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{W}^0 = \mathbf{W}_1 + \mathbf{W}_2^0, \quad \bar{\mathbf{S}} = \frac{\partial \mathbf{W}_1}{\partial w} \mathbf{X} + \frac{\partial \mathbf{S}_2}{\partial w}.$$

Решая уравнение (4), получим вектор $\bar{\mathbf{X}}$

$$\bar{\mathbf{X}} = -(\mathbf{W}^0)^{-1} \bar{\mathbf{S}}. \quad (5)$$

Подставляя вектор $\bar{\mathbf{X}}$ в выражение (2) получим выражение для коэффициента влияния на пере-

менную q_k изменения обобщенного параметра вариации w

$$\gamma_w^q = -\mathbf{T}^T (\mathbf{W}^0)^{-1} \bar{\mathbf{S}}. \quad (6)$$

Для расчета коэффициента влияния на переменную q_k изменения параметра w , построим вспомогательную схему, $\hat{N}$ выполнив следующие шаги.

Шаг 1. Присоединим к выходным точкам единичный источник тока, если q_k — потенциальная переменная.

Шаг 2. Присоединим к выходным точкам единичный источник напряжения, если q_k токовая переменная.

Шаг 3. Исключим задающие источники из основной схемы, закоротив источники напряжения и разомкнув источники тока.

Шаг 4. Заменяем матрицу $\mathbf{W}^0$ исходной схемы N транспонированной матрицей $(\mathbf{W}^0)^T$.

Тогда получим уравнение вспомогательной схемы в виде $(\mathbf{W}^0)^T \hat{\mathbf{X}} + \mathbf{T} = 0$, или $\hat{\mathbf{X}}^T \mathbf{W}^0 + \mathbf{T}^T = 0$. Следовательно, вектор переменных $\hat{\mathbf{X}}^T$ вспомогательной схемы будет иметь вид

$$\hat{\mathbf{X}}^T = -\mathbf{T}^T (\mathbf{W}^0)^{-1}. \quad (7)$$

Подставляя правую часть уравнения (7) в уравнение (6), получим

$$\gamma_w^q = \hat{\mathbf{X}}^T \bar{\mathbf{S}}, \quad (8)$$

где

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{\partial \mathbf{W}_1}{\partial w} \mathbf{X} + \frac{\partial \mathbf{S}_2}{\partial w}.$$

Чтобы вычислить первую составляющую вектора $\bar{\mathbf{S}}$ отметим, что уравнение зависимого источника имеет вид [9, 10]

$$p_w = w q_w, \quad (9)$$

где q_w — управляющая переменная, действующая между входными узлами a и b , а p_w — управляемая переменная, действующая между выходными узлами c и d . Для двухполюсника уравнение (9) имеет аналогичный вид, но выполняются соотношения $a = c$ и $b = d$.

Вторая составляющая вектора $\bar{\mathbf{S}}$ определяется функциональной зависимостью задающего вектора $\mathbf{S}_2 = \mathbf{S}_2(w, \mathbf{X})$ от внешних воздействий. Вычисление этой составляющей осуществляется путем дифференцирования конкретных характеристик нелинейных компонентов. При этом в качестве обобщенной переменной w используется значение внешнего воздействия λ .

При вычислении первой составляющей вектора $\bar{\mathbf{S}}$, следует отметить, что уравнению (9) соответствует матрица $\mathbf{W}_1$, в которой параметр w расположен на пересечении строк с индексами c, d и столбцов с индексами a, b . Поэтому можно записать выражение $\bar{\mathbf{S}} = \frac{\partial \mathbf{W}_1}{\partial w} \mathbf{X}$ в виде

$$\bar{\mathbf{S}} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_a \\ x_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_a - x_b \\ -(x_a - x_b) \end{pmatrix}.$$

Таким образом, коэффициент влияния на переменную q_k изменения обобщенного параметра вариации $w = [R, y, \mu, \beta, z, \lambda]$ определяется выражением

$$\begin{aligned} \gamma_w^q &= \hat{\mathbf{X}}^T \bar{\mathbf{S}} = (\hat{x}_c \ \hat{x}_d) \begin{pmatrix} x_a - x_b \\ -(x_a - x_b) \end{pmatrix} = \\ &= (\hat{x}_c - \hat{x}_d)(x_a - x_b). \end{aligned}$$

Для зависимого источника $x_a - x_b = q_w$, $\hat{x}_c - \hat{x}_d = \hat{p}_w$, где переменная q_w принадлежит основной схеме N , а переменная $\hat{p}_w$ — вспомогательной схеме $\hat{N}$. Следовательно коэффициент влияния на переменную q_k изменения обобщенного параметра вариации w определяется соотношением:

$$\gamma_w^q = \hat{p}_w q_w. \quad (10)$$

Если варьируемым компонентом является резистивный двухполюсник, то $\hat{x}_c - \hat{x}_d = \hat{x}_a - \hat{x}_b = \hat{q}_w$, то тогда получаем

$$\gamma_w^q = \hat{q}_w q_w. \quad (11)$$

На основании изложенного можно сформулировать алгоритм расчета неустойчивости координат рабочих точек статического режима нелинейных электронных схем при вариации всех параметров моделируемой схемы под влиянием внешних возмущающих воздействий:

Шаг 1. Вычисление вектора $\mathbf{X}$ базисных переменных статического режима основной нелинейной схемы N методом схемотехнической интерпретации с использованием LU -преобразования с запоминанием результатов линеаризации на последней итерации вычислительного процесса.

Шаг 2. Построение вспомогательной схемы $\hat{N}$ и вычисление для этой схемы вектора $\mathbf{T}$ задающих воздействий.

Шаг 3. LU -преобразование вспомогательной схемы, которое выполняется виртуально путем простого транспонирования результатов LU -преобразования основной схемы N .

Шаг 4. Вычисление вектора $\hat{\mathbf{X}}^T$ вспомогательной схемы.

Шаг 5. Расчет значений q_w и $\hat{p}_w$ ($\hat{q}_w$) для всей совокупности выбранных варьируемых параметров.

Шаг 6. Расчет неустойчивости координат рабочих точек статического режима нелинейных электронных схем $\gamma_w^q = \hat{p}_w q_w$ и $\gamma_w^q = \hat{q}_w q_w$ для всей совокупности варьируемых параметров.

Достоинством предлагаемого алгоритма является отсутствие необходимости повторной *LU*-факторизации вспомогательной схемы, поскольку эта задача решается виртуально путем транспонирования результатов *LU*-факторизации основной схемы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена основанная на использовании вспомогательной схемы методика расчета неустойчивости координат рабочих точек статического режима нелинейных электронных схем при вариации всех параметров моделируемой схемы под влиянием внешних возмущающих воздействий (изменение температуры, радиации и т.д., а также технологического разброса характеристик компонентов при их серийном изготовлении).

Исходя из специфики предметной области схемотехнической САПР в большей степени подойдет микросервисная архитектура по ряду причин, эквивалентная масштабируемость может быть достигнута за счет контейнерных облачных сервисов, асинхронное взаимодействие может быть достигнуто путем внедрения полнодуплексных каналов связи, а трудоемкость выполняемых процессов может сделать экономически невыгодным использование платформ “Функция как услуга”.

Практическая реализация предлагаемой методики позволит обеспечить проектирование

электронных устройств, надежно работающих в условиях изменения внешних возмущающих факторов.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Госзадания FFSM-2019-0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Шитько А.М.* // Труды БГТУ. Сер. 3: Физико-математические науки и информатика. 2017. № 9 (200). С. 122.
2. *Гордина А.Т., Забродин А.В.* // Интеллектуальные технологии на транспорте. 2022. № 1(29). С. 39.
3. *Гордина А.Т., Забродин А.В.* // Интеллектуальные технологии на транспорте. 2022. № 1(29). С. 16.
4. *Анисимов В.И., Дмитриевич Г.Д., Ежов С.Н. и др.* Автоматизация схемотехнического проектирования на мини-ЭВМ. Л.: Изд-во Ленинград. ун-та, 1983.
5. *Сигорский В.П., Петренко А.И.* Алгоритмы анализа электронных схем. М.: Сов. радио, 1976.
6. *Ильин В.Н.* Основы автоматизации схемотехнического проектирования. М.: Энергия, 1979.
7. *Чуа Л.О., Лин Пен-Мин.* Машинный анализ электронных схем. М.: Энергия, 1980.
8. *Влах И., Сингхал К.* Машинные методы анализа и проектирования электронных схем. М.: Радио и связь, 1988.
9. *Гридин В.Н., Михайлов В.Б., Шустерман Л.Б.* Численно-аналитическое моделирование радиоэлектронных схем. М.: Наука, 2008.
10. *Тарасик В.П.* Математическое моделирование технических систем. Минск: Дизайн ПРО, 2004.

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.373.8

СОЗДАНИЕ МОЩНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ НАНОСЕКУНДНЫХ ЧАСТОТНО-ИМПУЛЬСНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ: ПРОБЛЕМЫ И РЕШЕНИЯ

© 2023 г. В. Е. Роголин^а, *, К. М. Крымский^б

^а Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,
Дворцовая наб., 18, Санкт-Петербург, 191186 Российская Федерация

^б Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

*E-mail: v-rogalin@mail.ru

Поступила в редакцию 20.03.2023 г.

После доработки 20.03.2023 г.

Принята к публикации 30.03.2023 г.

Проведен обзорный анализ проблемных аспектов создания мощных наносекундных частотно-импульсных твердотельных лазеров для применения в различных технологических областях, в том числе в области электронной промышленности. Рассмотрены установки с различными способами накачки (ламповой и диодной) в частотном (порядка 100 Гц) варианте генерации в микронной области инфракрасного диапазона. Проанализированы возможности наращивания энергопотенциала воздействующих импульсов в схемах “задающий генератор-усилитель”, включая двухпроходовое усиление. Обсуждены возможности и перспективы применения лазеров с активными элементами (АЭ) на стекле, а также синтеза крупногабаритных монокристаллов граната с примесью редкоземельных элементов и оптической керамики для изготовления АЭ.

DOI: 10.31857/S0033849423120161, EDN: GZBUBG

ВВЕДЕНИЕ

Эффективность твердотельных лазеров [1–3], высокое качество луча, отработанная технология изготовления, привлекательность использования в дистанционном воздействии — все это позволяет широко применять их для разнообразных технологических операций в современных высокотехнологичных отраслях промышленности для резки, сверления, сварки, наплавки, полировки, упрочнения, наномодификации и прочих операций. Твердотельные лазеры находят применение в электронике, автомобилестроении, авиакосмической, атомной и других областях промышленности.

Для твердотельных лазеров характерны три основных типа генерации: непрерывный, импульсный, в миллисекундной пачке наносекундных импульсов, и режим модулированной добротности, при котором генерация происходит в наносекундном импульсе. Естественно, что благодаря интенсивному развитию электроники возникло множество вариантов получения излучения с требуемой (и практически любой) длительностью импульса. Однако, как правило, изменение этого параметра происходит за счет заметного снижения КПД.

Наибольшее распространение получили лазеры на монокристаллах граната, легированные трехвалентными ионами редкоземельных элементов [4]. Наиболее часто применяется неодим, Nd:YAG-лазер. Характерные параметры при работе лазера в режиме модулированной добротности: длина волны $\lambda = 1.064$ мкм, энергия в импульсе до нескольких десятков джоулей при длительности $\tau = 10...50$ нс, частота повторения f — несколько десятков герц (до 100), средняя мощность от нескольких сотен ватт до нескольких киловатт [5]. Но в отдельных случаях используют и другие элементы: Er^{3+} — эрбий, Ho^{3+} — гольмий, Tm^{3+} — тулий, Yb^{3+} — иттербий.

В данной работе рассмотрены современные возможности создания сравнительно мощных технологических лазеров подобного типа. Так как большинство технологических применений лазеров основано на тепловом действии света, приводящего к абляции поверхностного слоя обрабатываемого материала, то очевидно, что мощность и энергия лазерных импульсов являются основными параметрами, определяющими применимость лазера для решения поставленной задачи [6]. Немаловажным фактором является расходимость излучения, характеризующая возможность обеспечения необходимой плотности энергии излучения на обрабатываемом материале.

Наиболее важный параметр теплового воздействия для импульсного излучения — плотность мощности в импульсе, $q = P_{\text{имп}}/S = W_{\text{имп}}/\tau S$ ($P_{\text{имп}}$ — пиковая мощность импульса, $W_{\text{имп}}$ — энергия импульса, τ — его длительность, S — площадь лазерного пятна). Необходимая средняя плотность энергии обеспечивается средней мощностью частотно-импульсного излучения $P_{\text{ср}}$, которая связана с мощностью импульса $P_{\text{имп}}$ соотношением

$$P_{\text{имп}} = P_{\text{ср}}/f\tau. \quad (1)$$

Таким образом, даже при малом значении энергии импульса $W_{\text{имп}}$ за счет очень короткой длительности импульса τ удается обеспечить необходимую степень воздействия излучения. Примером служат нано-, пико- и фемтосекундные лазеры, уже широко применяемые в промышленности.

При оценке эффективности применения коротких лазерных импульсов следует понимать, что чем меньше τ , тем меньше толщина слоя, испаренного при воздействии одного импульса: $h_{\text{исп}} \sim W_{\text{и}}\tau$.

1. ОПТИЧЕСКИЕ СРЕДЫ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Для получения достаточно мощных лазерных импульсов наносекундной длительности необходимо изготовление крупноапертурных активных элементов (АЭ). Проблемы выращивания высококачественных монокристаллов Nd:YAG большого диаметра привели к поиску альтернативных лазерных сред, в которых было бы возможно внесение большой концентрации редкоземельной примеси (в данном случае неодима) в более доступной технологической ситуации. Первоначально в качестве среды АЭ было выбрано оптическое стекло (рис. 1) [7]. Такие элементы могут быть изготовлены значительно больших размеров (существуют стеклянные элементы диаметром более 1.5 м [2]), причем лучшего оптического качества. Поэтому для мощных твердотельных лазерных систем (в тех случаях, когда не требуется заметная частота повторения импульсов) выходные каскады усилителей изготавливаются из стекла. Очевидно, что с технологической точки зрения получение стеклянных АЭ было гораздо более простым решением, нежели выращивание высокотемпературных монокристаллов. Достаточно сказать, что температура процесса варки стекла 1000...1200°C [8], а плавления граната около 2000°C [9].

Из-за этого первоначально твердотельные лазеры развивались на основе стеклянных АЭ. Однако с повышением требований к выходным характеристикам быстро выяснилось, что из-за жестких требований по термостабилизации АЭ на стеклах невозможно получать короткие мощные лазерные импульсы даже с небольшой частотой повторения [1, 2].

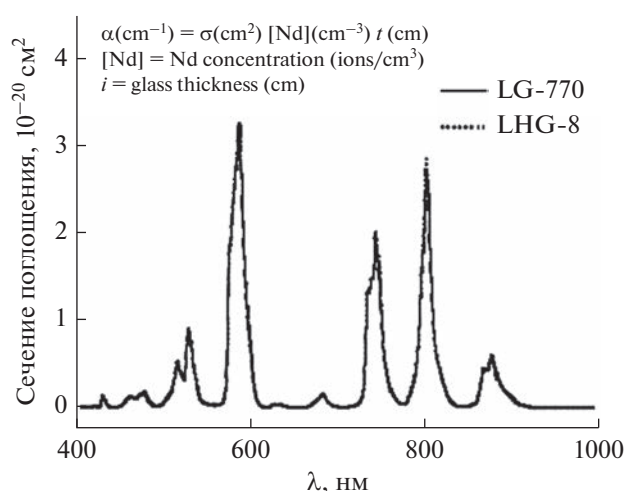


Рис. 1. Спектр поглощения двух фосфатных стекол LG 770 и LHC-8, активированных Nd [1].

Спектр поглощения кристалла Nd:YAG показан на рис. 2.

В частотно-импульсных лазерах в качестве АЭ обычно используется монокристалл алюмоиттриевого граната, легированный примесью неодима, Nd:YAG. В настоящее время основным и, даже единственным производителем в России АЭ этого типа является ООО НПФ “Экситон” (г. Ставрополь). На рис. 3 показаны образцы их продукции. НПФ “Экситон” обладает необходимой производственной базой (включая дефицитные дорогостоящие крупноразмерные иридиевые тигли) для выращивания крупноапертурного граната. Они не только выращивают, но и обрабатывают монокристаллы граната, легированные неодимом и другими редкоземельными элементами, диаметром до 45 мм. Однако технология роста не позволяет полностью использовать выращенный кристалл. При увеличении диаметра, его центральная часть оказывается насыщенной ростовыми дефектами и потому непригодна для использования в оптике (<http://npf-exiton.ru/product.html>).

Для кристаллов Nd:YAG, выращенных методом Чохральского, характерны два оптических дефекта: центральный дефект и фасетки. Дефекты обусловлены гранным ростом кристалла и образуются в области срастания граней кристаллографических ориентаций [10–12]. Наличие дефектов вводит ряд ограничений при выборе области кристалла для изготовления лазерных АЭ. Неоднородность кристаллов по сечению очень велика, поэтому использовать можно в основном только периферийную зону. Например, для изготовления оптически однородного АЭ диаметром 15 мм необходимо вырастить монокристалл диаметром не менее 45 мм (рис. 4). Видно, что реально из него можно вырезать АЭ диаметром ~15 мм. Увеличение диаметра выращиваемого кристалла приводит к существенным изменениям тепло-массо-переноса на

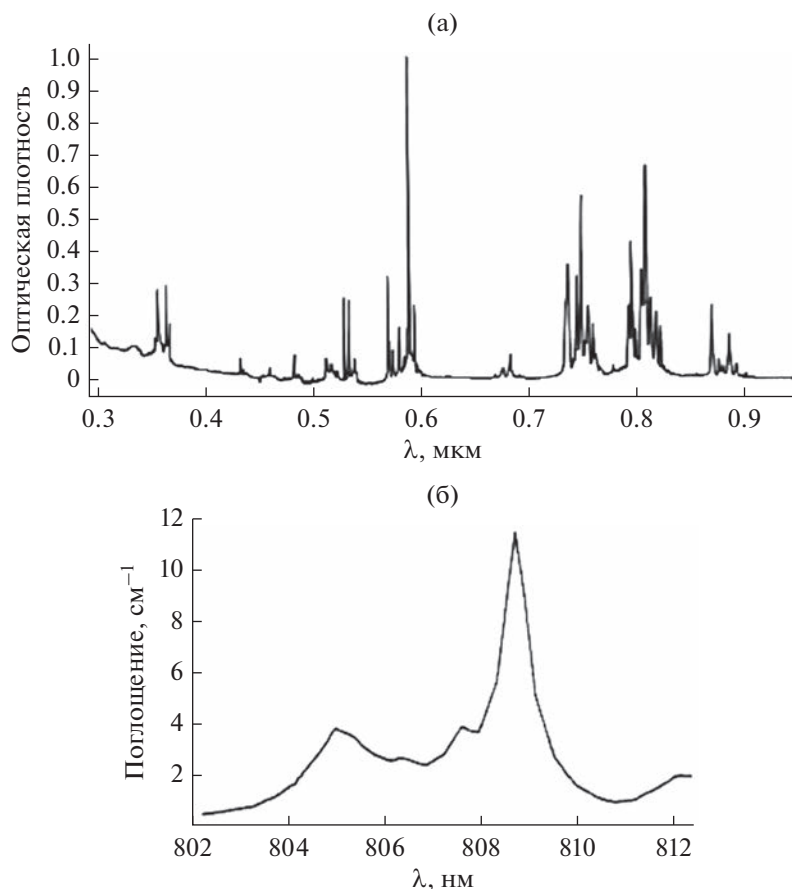


Рис. 2. Спектры поглощения Nd:YAG в области от 0.3 до 0.9 мкм (а) и в увеличенном масштабе вблизи 808 нм (б) [1].

границе роста (кристалл—расплав) и, как следствие, к кардинальным изменениям процесса синтеза кристалла, т.е. увеличение диаметра АЭ представляет собой технически сложную задачу.

В настоящее время в нашей стране максимальный по объему монокристаллический АЭ Nd:YAG

(<http://npf-exiton.ru/product.html>) представляет собой стержень размером 15×180 мм.

Есть и еще одна проблема — экономическая. Рост граната происходит при температуре $\sim 2000^\circ\text{C}$ [10–12]. Чтобы вырастить кристалл, необходим иридиевый тигель. Иридий же представляет собой весьма редкий, дорогой и крайне дефицитный металл. Цена тиглей даже средней емкости уже оказывается баснословной, а еще большие тигли становятся просто некупаемы — поэтому их не производят.

Ну и, пожалуй, главная причина — в коэффициенте “входимости” Nd в кристалл. Он характеризуется отношением 1 : 5, т.е. надо внести пять частей Nd, а в матрицу войдет только одна. Поэтому примесь трудно равномерно распределить по объему. А в стержневой конструкции — особенно. Легче эту равномерность обеспечить вдоль оси, а не по диаметру кристалла. Таким образом, тонкие и длинные стержни обладают лучшими эксплуатационными параметрами. Но этот конструктивный тип менее прочен, так как начинают сказываться консольные свойства.

Поэтому линейное увеличение диаметра кристалла не приводит к линейному увеличению максимального диаметра АЭ, вырезаемого из не-

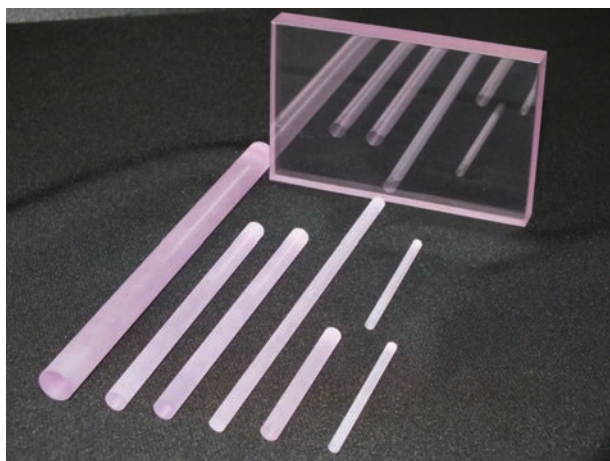


Рис. 3. Образцы лазерной продукции, выпускаемой в России (<http://npf-exiton.ru/product.html>).

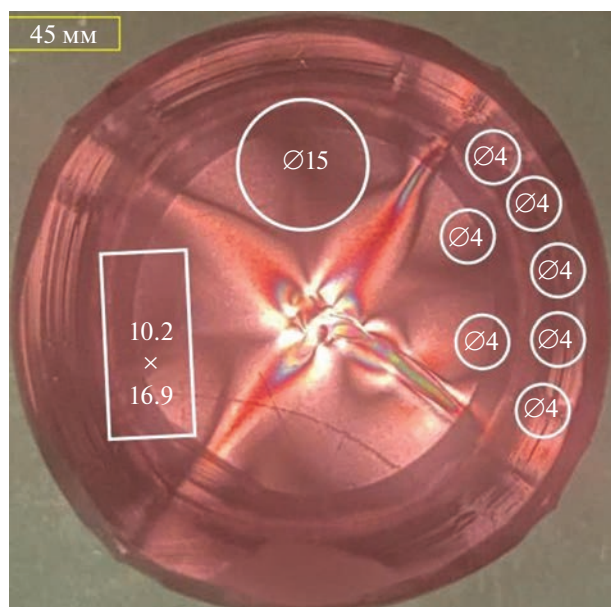


Рис. 4. Поперечное сечение кристалла Nd:YAG диаметром 45 мм.

го. К сожалению, это обусловлено еще и изменением угла фронта кристаллизации в сторону уменьшения при увеличении диаметра кристалла. Этот процесс, в свою очередь, приводит к увеличению площади оптических дефектов в сечении кристалла. Но несмотря на это увеличение диаметра кристалла обладает рядом преимуществ. Оно позволяет осуществлять вырезку элементов с максимально возможной однородностью материала. В этом случае в поперечном сечении АЭ наблюдается более однородное распределение легирующей примеси, главным образом вдоль фронта кристаллизации. При увеличении диаметра кристалла фронт кристаллизации стремится к нормали оси роста и, как следствие — к оси кристаллографической ориентации, вдоль которой вырезают АЭ. Это снижает влияние ряда отрицательных факторов при генерации излучения.

Поиски матричного материала, сочетающего в себе достоинства оптического стекла и высокотеплопроводного алюмоиттриевого граната, привели к неожиданному, на первый взгляд, решению. Была разработана высокопрозрачная оптическая керамика на основе нанокристаллов алюмоиттриевого граната, легированного редкоземельными примесями [13]. Ведь оптическая прочность граната на несколько порядков выше прочности оптического стекла [14], да и другие физико-химические параметры, прежде всего теплофизические, граната значительно лучше, чем у стекла.

Впервые высокопрозрачная оптическая керамика Nd:YAG была синтезирована в 1995 г. [13]. Полученная удельная мощность лазерного излучения в этой керамике не уступала реализованной в монокристаллических элементах. Новый

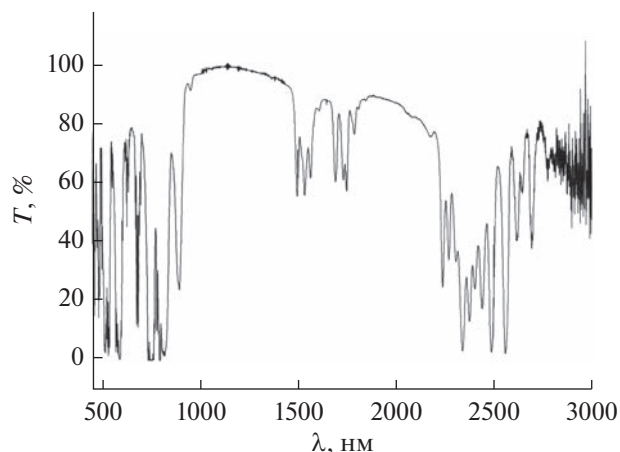


Рис. 5. Спектр пропускания $T(\lambda)$ нанокристаллического керамического лазерного стержня Nd:YAG диаметром 8 мм и длиной 130 мм, полученный с помощью двухлучевого спектрофотометра “Cary-500”.

материал на основе YAG оказался крайне привлекательным для создания лазерных АЭ. Это объясняется кажущейся простотой изготовления, сравнительно низкой стоимостью, отсутствием принципиальных ограничений на размеры.

Однако выяснилось, что для достижения высокой прозрачности керамики необходимо, чтобы потери излучения на поглощение и рассеяние в активном элементе не превышали величину $\sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Для этого потребовалось выполнить ряд обязательных условий, в первую очередь это малая толщина межзеренных границ исходных нанокристаллов ($\sim 1 \text{ нм}$) и отсутствие в керамике пор и вторых фаз (менее 1...10 ppm) [15, 16]. В настоящее время технология производства лазерной керамики позволяет получать образцы, по прозрачности сопоставимые с монокристаллами [13, 15, 16].

Однако несмотря на внешнюю простоту, технология оказалась весьма сложной, и многочисленные попытки ученых разных стран далеко не везде привели к желаемому результату. К сожалению, для получения нужного результата требуется применение энерго- и ресурсозатратных технологий (например, комбинация вакуумного спекания и изостатического горячего прессования). На рис. 5 приведен спектр пропускания нанокристаллического керамического АЭ Nd:YAG диаметром 8 мм и длиной 130 мм, полученный с помощью двухлучевого спектрофотометра “Cary-500” (фирма Varian). Видно, что в рабочей области спектра пропускание близко к 100%. Но в луче полупроводникового лазера с $\lambda = 0.66 \text{ мкм}$ ни дефектов, ни заметного рассеяния не наблюдалось.

Проведен цикл работ в этом направлении, например, [17–21] (рис. 6), но возможности созданного оборудования оказались недостаточны. К сожалению, производимая на основе косвенных

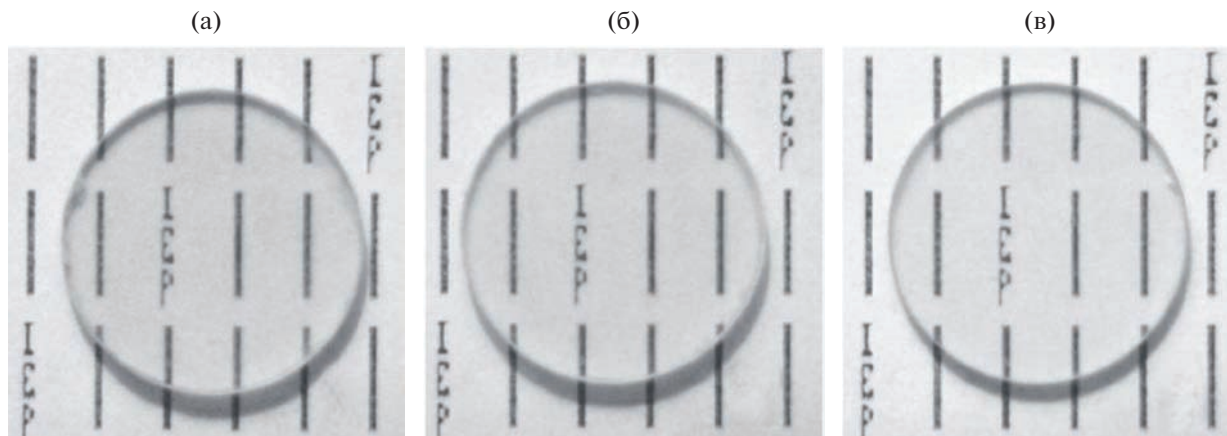


Рис. 6. Фотографии образцов оптических керамик Ho:YAG (а), Yb:YAG (б) и Nd:YAG (в), полученных в работе [21].

данных оценка реальных потерь в такой лазерной керамике пока приводит к величине, заметно превышающей 10^{-4} см^{-1} . Это обстоятельство пока не позволило создать экономически высокоэффективные частотно-импульсные лазерные системы на керамических АЭ с большой энергией лазерного импульса и высокой частотой их повторения.

Все указанные обстоятельства являются причиной того, что на сегодня лазерная керамика высокого оптического качества стоит значительно дороже монокристаллов. Поэтому мощные твердотельные наносекундные частотно-импульсные системы в настоящее время в основном производят на основе монокристаллических АЭ.

2. ИСТОЧНИКИ НАКАЧКИ

Генерация твердотельных лазеров происходит путем поглощения излучения накачки и переизлучения по классической четырехуровневой схеме [1–3]. Поэтому ресурс функционирования твер-

дотельного лазера, как правило, определяется не ресурсом кристалла, а ресурсом его накачки.

Первоначально для оптической накачки АЭ были специально разработаны импульсные ксеноновые лампы [22, 23]. На рис. 7 приведена спектральная плотность энергии излучения разряда ксеноновой лампы [24]. Срок службы таких ламп составляет порядка 10^8 импульсов [2]. Лампы для накачки лазерного стержня обычно располагаются в устройстве, называемом “квантрон” (рис. 9).

Самые популярные лампы, например российского производства, для накачки в Nd:YAG-лазере уровня ~ 1 Дж, типа ИНП 7×120 имеют мощность 6 кВт, а ИНП 6×90 – 4.5 кВт [23]. Лампы могут функционировать и с килогерцовой частотой в пределах допустимой для них мощности; КПД ламповой накачки в режиме свободной генерации составляет $\sim 1\%$. Отсюда возможный режим работы указанных ламп следующий:

– для лампы 7×120 в составе лазера с излучением 1 Дж возможна работа с частотой 60 Гц (6 кВт : 100 Дж);

– для лампы 6×90 возможна частота 45 Гц (4.5 кВт : 100 Дж).

В режиме модулированной добротности КПД вдвое меньше, а это значит, что 1 Дж можно получить только набором ламп, а для обеспечения при этом еще и частоты 100 Гц этот набор надо удвоить. Таким образом, конструкция квантрона, работающего с частотой 100 Гц и излучающего 1 Дж в коротком (~ 10 нс) импульсе, должна содержать четыре лампы накачки. При этом схема блока питания должна реализовывать одновременный поджиг всех четырех ламп. Это обеспечивается последовательным их соединением (при параллельном соединении не исключен неравномерный разброс исходного запаса электроэнергии из-за возможного различия параметров дугового разрядного шнура в лампах [23]). КПД такого лазера составляет обычно не более 1%.

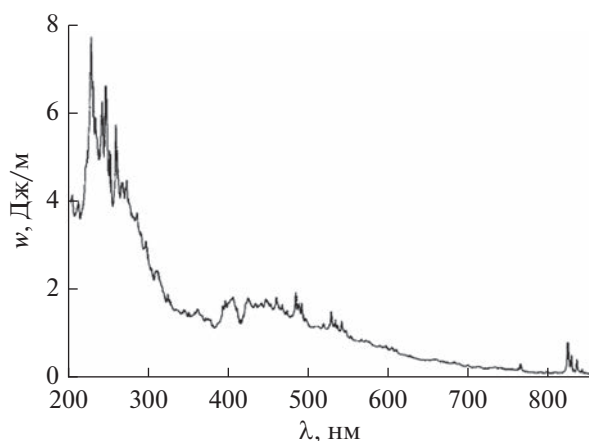


Рис. 7. Спектральная плотность энергии излучения $w(\lambda)$ разряда ксеноновой лампы [24].

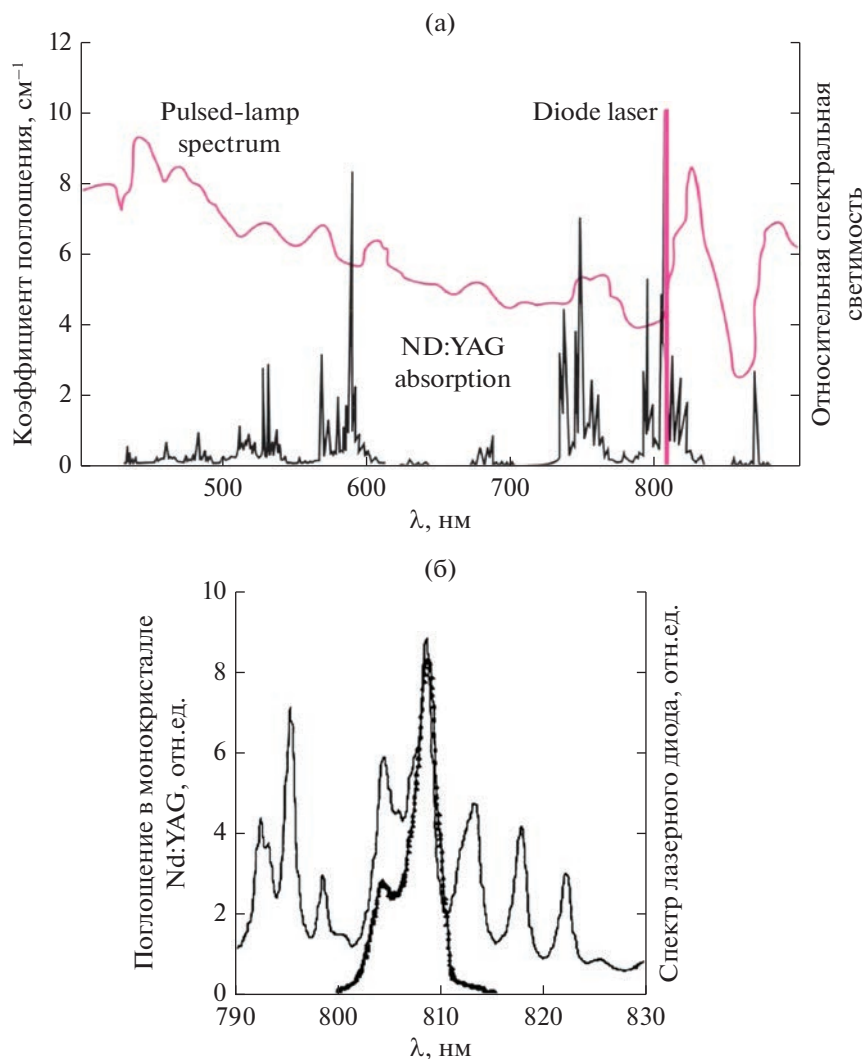


Рис. 8. Спектры поглощения Nd:YAG и излучения ламп накачки и диода накачки (http://www.laserportal.ru/content_1184) (а); наложение спектра излучения диода накачки на спектр поглощения Nd:YAG [1] (б).

В настоящее время для оптической накачки неодимовых лазеров применяются специально разработанные линейки полупроводниковых лазеров. Яркость полупроводниковой накачки на порядки превосходит яркость газоразрядных источников света. Спектральный состав излучения может быть согласован с полосами поглощения редкоземельных ионов-активаторов [4] — благодаря тому, что полупроводниковый диод излучает строго в полосе поглощения Nd:YAG.

Если накачка осуществляется полупроводниковыми лазерами, то в режиме модуляции добротности (длительность ~ 10 нс) их ресурс $\sim 2 \times 10^9$ импульсов [25–27], (<https://www.melsytech.com/technology>).

Большой срок службы полупроводниковых лазеров также играет в пользу диодной накачки. Он составляет более 10000 ч, а иногда и сотен тысяч часов. Это обеспечивает бесперебойную работу в течение нескольких лет даже в условиях интенсивной эксплуатации. В связи с этим требо-

вания к системе охлаждения лазерного стержня упрощаются. КПД таких лазеров может достигать 10% (при питании от розетки), а частота повторения импульсов может достигать — 100 Гц и даже более [26]. В табл. 1 сопоставлены возможности ламповой и диодной накачки для твердотельных лазеров.

3. ЛУЧЕВАЯ СТОЙКОСТЬ АЭ И РЕЗОНАТОРНОЙ ОПТИКИ

Стойкость оптических элементов к воздействию интенсивного лазерного излучения является одним из основных критических параметров, определяющим предельные характеристики лазерных систем. В различных каталогах на лазерную оптику для излучения с 1064 нм наносекундного диапазона указывается, что характерная лучевая стойкость просветляющих покрытий на торцах активных элементов $\sim 12...13$ Дж/см²,

Таблица 1. Сопоставление ламповой и диодной накачки для твердотельных лазеров (по данным <https://www.mel-sytech.com/technologies>)

Тип накачки	Ламповая	Диодная
Технология	Традиционная	Передовая
Эксплуатация	Сложная настройка, как правило, требуется сервисный инженер	Работа с первого включения
Ресурс источника лазерного излучения	Лампа, до одного года	Лазерные чипы, пять лет и более
Оптическая мощность и энергия	Высокая	Высокая
Обслуживание	Стороннее, дорогостоящее	Самостоятельное, недорогое
Частота повторения импульсов	1–25 Гц	1–100 Гц
КПД	<5%	>50%
Энергопотребление	Высокое	Низкое
Стоимость эксплуатации	Высокая	Низкая

покрытий на зеркалах ~ 15 Дж/см², а кварцевых подложек ~ 20 Дж/см² [1, 28]. На сайте ООО “Электростекло” (<http://elektrosteklo.ru/>) сообщается, что просветляющие, зеркальные, светоделительные покрытия для лазерной техники, имеют порог разрушения до 30 Дж/см² для 10 нс импульса.

Следует учитывать, что исследования лучевой стойкости проводятся, как правило, на пятнах, существенно меньших 1 мм². Известно [28], что величина лучевой стойкости резко снижается при увеличении размера лазерного пятна. Значительное снижение порога разрушения реально используемой лазерной оптики находит свое объяснение в рамках механизма разрушения, связанного с концентрацией наиболее “опасных” поглощающих центров на границе подложка–покрытие [28, 29]. (<http://elektrosteklo.ru/>).

Основными причинами снижения величины порога оптической стойкости элементов оптики в процессе эксплуатации частотно-импульсного лазера являются, по-видимому, усталостные эффекты. Они возникают вследствие совокупности воздействия на поверхность элемента лазерного излучения и оптико-механических эффектов. Причиной последних являются процессы многократных циклов нагрев–охлаждение, вызванных остаточным поглощением излучения. Поэтому считается, что заявленный ресурс работы лазерного стержня ($\sim 10^9$ импульсов) реализуется при умеренном “съеме” энергии с АЭ – не более ~ 2 Дж/см².

Поскольку возможности повышения плотности выходной энергии на торце стержня уже практически исчерпаны, то для получения наносекундных лазерных импульсов микронного спектрального диапазона с энергией импульса, превышающей 1 Дж в лазере промышленного применения, требуется активный элемент с существенно большей площадью сечения. В этом случае энергия им-

пульса пропорциональна площади сечения лазерного стержня, так как резервы по увеличению интенсивности излучения накачки имеются.

4. НЕКОТОРЫЕ КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОЩНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРОВ

На рис. 9 приведен внешний вид наносекундного Nd лазера на стекле с ламповой накачкой¹ излучающего импульсы с выходной энергией до 1 кДж. Он был создан по схеме “генератор–усилитель”. Задающий генератор на Nd:YAG с электрооптическим затвором формировал импульс заданной длительности, который с помощью телескопической системы зеркал вводился в стержень усилителя (диаметр 100 мм) из оптического стекла, легированного неодимом. Как хорошо видно из рисунка, усилитель этого лазера состоял из двух таких квантронов с ламповой накачкой.

В конце 80-х годов XX в. в НПО “Астрофизика” был разработан частотно-импульсный неодимовый лазер на стекле (рис. 10) (<https://djvu.online/file/GrQ5t5C68gvCG>, файл 33). Увеличение частоты достигалось за счет использования 64-х квантронов, расположенных в пространстве по “револьверной” схеме. С помощью вращающегося оптического коммутатора один из квантронов попадал в область резонатора и включался поочередно с выводом излучения на общую оптическую ось. Происходила генерация лазерного импульса. Затем на его место перемещался следующий квантрон, а этот остывал. Установка способна излучать пакет импульсов средней мощности ~ 150 кВт в течение 2...3 с.

Номинальная энергия канала 1.5...2 кДж, длительность импульса ~ 1 мс, общая частота повторения импульсов 100 Гц. Когда стержни перегрева-

¹ Ефремов А.С. частное сообщение, Москва, 2007 г.

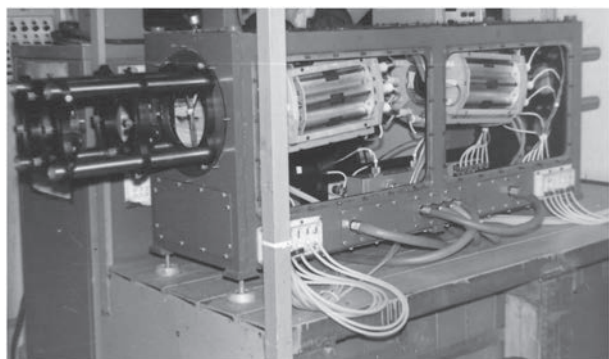


Рис. 9. Внешний вид наносекундного Nd лазера на стекле с ламповой накачкой, излучающего импульсы с выходной энергией до 1 кДж.

лись, лазер выключался до момента их остывания до комнатной температуры. При этом использовались источник питания с характеристиками 6 кВ, 10 МВт, 50 Гц и промышленная сеть без накопителя энергии. Впоследствии эта лазерная система была доработана путем перевода в режим модулированной добротности.

Как показано выше, генерация в этом типе твердотельного лазера происходит благодаря возбуждению ионов активных примесей редкоземельного элемента, в данном случае — неодима. Физико-химические свойства матрицы — алюмоиттриевого граната — и, прежде всего, высокая теплопроводность, обеспечивают чрезвычайно высокую температурную стабильность режима работы лазера.

С появлением достаточно эффективных полупроводниковых диодов оптической накачки были созданы лазеры, имеющие иную геометрию активного элемента — это лазеры планарной конфигурации [30] и дисковые лазеры [31–33].

Использование планарной конфигурации активных элементов твердотельных лазеров позволяет существенно повысить плотность мощности и однородность накачки всего объема активного элемента. Улучшаются условия охлаждения, и уменьшается влияние термооптических искажений. Дисконная накачка обеспечивает высокий КПД лазера. Преимущества планарной конфигурации заключаются в более эффективном решении проблемы термостабилизации ввиду того, что тепло отводится через широкие боковые грани, а в стержнях радиальная составляющая градиента температуры гораздо выше [30].

Примесь иттербия может быть введена в гранат при очень высокой концентрации, до 5.5%. Это позволяет использовать АЭ из кристалла Yb:YAG в геометрии тонкого диска [31–33]. Тогда охлаждение происходит вдоль оси распространения пучка и не ограничивает апертуру активного элемента. Диск охлаждается принудительно через зеркальное покрытие с обратной стороны кри-

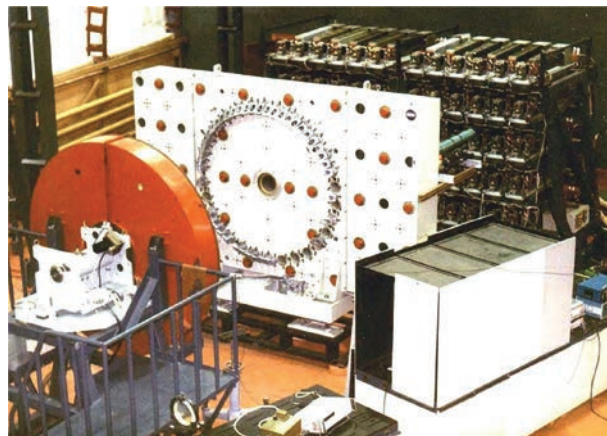


Рис. 10. Лазерная установка "ТАНДЕМ" на стекле с неодимом с частотой повторения импульсов 100 Гц.

сталла с высокими отражающими свойствами, с помощью алмазного теплоотвода [34]. При этом генерируется одномерный поток тепла. Поэтому температурный градиент распределяется параллельно лазерному лучу и не приводит к появлению эффекта тепловой линзы.

С использованием водяного охлаждения получено 200 мДж при средней мощности до 1 кВт [4]. На рис. 11 приведена принципиальная схема такого лазера, созданного компанией TRUMPF. Впоследствии они довели среднюю мощность до 20 кВт. Лазер состоит из серии дисковых модулей в одном резонаторе.

После частичного поглощения излучения диодов накачки при прохождении через диск, часть энергии пучка отражается от расположенного на тыльной стороне диска зеркала с высоким коэффициентом отражения. При многократном отклонении через призмы и параболическое зеркало получается до 20 итераций прохождения излучения через тело диска. Так достигается высокая эффективность поглощения света накачки в АЭ.

Более эффективное поглощение излучения накачки позволяет существенно снизить энергопотребление технологической установки. Кроме того, меньше энергии уходит в тепловые потери. В этом случае КПД дисковых, а также волоконных лазеров достигает 24...30%. [15].

Было найдено и другое техническое решение, позволяющее эффективно решать проблему теплоотвода с активного элемента. Созданы весьма мощные волоконные лазеры, которые сейчас активно работают в самых разных отраслях промышленности [35]. В этих лазерах активным элементом является специально сконструированное многослойное стеклянное оптическое волокно диаметром менее 1 мм, накачиваемое полупроводниковыми диодами. Из-за проблем с оптической стойкостью такие лазеры работают преимущественно в непрерывном режиме. В частотно-им-

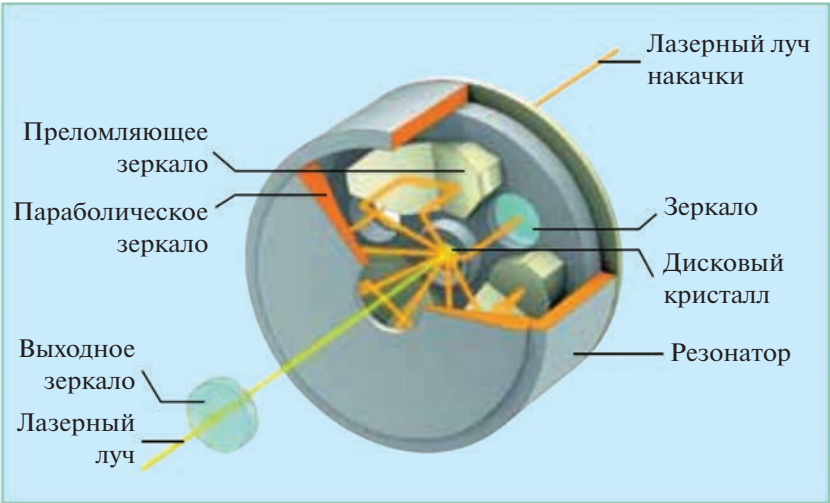


Рис. 11. Схематическое изображение дискового лазера фирмы ТРУМПФ [33].

пульсном режиме волоконные лазеры генерируют импульсы порядка миллиджоулей, но частота их повторения может составлять десятки килогерц [35].

Итак, в моноимпульсном режиме на стеклянных неодимовых лазерах были получены импульсы наносекундного диапазона с выходной энергией сотни джоулей. К сожалению, для технологических применений, как правило, требуется частота повторения на уровне не менее 10...100 Гц.

В табл. 2 приведены основные характеристики неодимовых лазеров, производящихся в настоящее время в России.

Отчетливо видно, что в кристаллическом Nd:YAG лазере, используемом для практических применений, на сегодня реально достижима

энергия в импульсе порядка 1 Дж, при частоте повторения импульсов f до 50...100 Гц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать вывод, что ограничения в масштабе роста АЭ стержневой конфигурации определяются “нерентабельной” величиной коэффициента входимости Nd в матрицу (1 : 5) и связанными с этими проблемами его однородного распределения по радиусу (в отличие от осевого). В пластинчатых конфигурациях этот эффект проявляется в значительно меньшей степени.

Поскольку возможности повышения плотности выходной энергии на торце стержня уже практически исчерпаны, то для получения наносекундных лазерных импульсов спектрального

Таблица 2. Параметры российских неодимовых лазеров

Тип лазера	Параметр					
	Длина волны, мкм	Энергия в импульсе, Дж	Длительность импульса, с	Частота повторения импульсов, Гц	Угловая расходимость, мрад	Эффективность (КПД), %
Nd:YAG, электрооптическая модуляция	1.06	1...3	5×10^{-8}	1...50	1	15
Оптическое стекло, легировано Nd	1.06	До 100–1000	10^{-8} – 10^{-9}	0.01	1	<1
Nd:YAG, Лазеры на слэбах	1.06	0.45	10^{-8}	20	<1	20
Nd:YAG, дисковые лазеры	1.06	До 5	10^{-8}	10	<1	25
Nd:YAG, лазеры на оптической керамике	1.06	0.02	1.6×10^{-4}	1...30	1	12
Волоконные лазеры	1.07–1.09	Непрерывный 2000 Вт	–	Непрерывный	–	–

диапазона ~ 1 мкм с энергией импульса более 1 Дж в лазере промышленного применения, требуется АЭ с существенно большей площадью сечения. Тогда энергия импульса пропорциональна площади сечения АЭ, так как резервы по увеличению интенсивности излучения накачки существуют.

Несмотря на существенно большую стоимость полупроводниковых диодов, они на данный момент являются наиболее перспективным способом накачки таких лазеров.

На основе вышеприведенного анализа очевидно, что создание лазерного комплекса для обработки материалов на основе мощных наносекундных неодимовых лазеров является, на сегодняшний день, крайне сложной технической, и дорогостоящей задачей.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koechner W. Solid-State Laser Engineering. N.Y.: Springer, 2006.
2. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990.
3. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом. М.: Радио и связь, 1985.
4. Шестаков А. // Фотоника. 2007. № 5. С. 30.
5. Новиков И.А., Ножницкий Ю.А., Шибаев С.А. // Авиационные двигатели. 2022. № 2. С. 59. https://doi.org/10.54349/26586061_2022_1_59
6. Вейко В.П., Петров А.А., Самохвалов А.А. Введение в лазерные технологии. Опорный конспект лекций по курсу “Лазерные технологии” / Под ред. В.П. Вейко. СПб: Университет ИТМО, 2018.
7. Петровский Г.Т., Арбузов В.И., Волькин В.М. и др. // Оптический журн. 2003. Т. 70. № 5. С. 68.
8. Саркисов П.Д., Сигаев В.Н., Голубев Н.В., Савинков В.И. Оптическое фосфатное стекло. Пат. РФ № 2426701 // Опул. Офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 23 от 20.08.2011.
9. Шаскольская М.П. Кристаллография. М.: Высш. шк., 1984.
10. Рыбина Э.Н., Брызгалов А.Н., Живулин Д.Е. // Современные проблемы науки и образования. 2012. № 4. <https://science-education.ru/ru/article/view?id=6592>.
11. Багдасаров Х.С., Болотина Н.Б., Калинин В.И. и др. // Кристаллография. 1991. Т. 36. № 3. С. 715.
12. Ковтун Г.П., Кравченко А.И., Шербань А.П. Иттрий-алюминиевый гранат с неодимом: методы выращивания и свойства монокристаллов: Препр. ХФТИ 2004-2. Харьков: ННЦ, ХФТИ, 2004. 16 с.
13. Ikesue A., Kinoshita T., Kamata K., Yoshida K. // J. Amer. Ceram. Soc. 1995. V. 78 (4). P.1033.
14. Технологические лазеры вчера, сегодня и завтра // Оборудование, и инструмент для профессионалов. Сер. Металлообработка 2015. № 2. С. 32. https://www.informdom.com/uploads/metal/15_2/32_TRUMPF_2015_2.pdf.
15. Ikesue A., Aung Y.L., Taira T. et al. // Annual Rev. Mater. Res. 2006. V. 36 P. 397.
16. Kochawattana S., Stevenson A., Lee S.H. et al. // J. Europ. Ceramic Soc. 2008. V. 28. P. 1527.
17. Багаев С.Н., Осипов В.В., Пестряков Е.В. и др. // Прикладная механика и техническая физика. 2015. Т. 56. № 1. С. 180.
18. Багаев С.Н., Осипов В.В., Ватник С.М. и др. // Квант. электрон. 2015. Т. 45. № 1. С. 23.
19. Vatik S.M., Vedin I.A., Osipov V.V. et al. // Журн. прикладной спектроскопии. 2016. Т. 83. № 6–16. С. 602.
20. Осипов В.В., Шитов В.А., Лукьяшин К.Е. и др. // Квант. электрон. 2019. Т. 49. № 1. С. 89.
21. Багаев С.Н., Осипов В.В., Ватник С.М. и др. // Квант. электрон. 2015. Т. 45. № 5. С. 492.
22. Импульсные источники света / Под ред. И.С. Маршак. М.: Энергия, 1978.
23. Камруков А.С., Кулебякина А.И. Импульсные ксеноновые лампы. Техника, эксперимент, расчет: Учебное пособие. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011.
24. Рыбка Д.В., Бакирт Е.Х., Ломаев М.И. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 2. С. 131.
25. Борисов Б.Н., Демкин В.К., Дунин В.М. и др. / Лазерно-оптические системы и технологии. М.: “НПО Астрофизика”, 2009. С. 8.
26. Кравцов Н.В. // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 8. С. 661.
27. Багдасаров В.Х., Букин В.В., Гарнов С.В. и др. // Сб. докл. десятой всерос. школы для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям сборник докладов. Саров: ИПЦ РФЯЦ ВНИИЭФ, 2017. С. 196. <http://book.sarov.ru/wp-content/uploads/Lazer-X-2017.pdf>.
28. Свечников М.Б. Лучевая прочность диэлектрических покрытий в диапазоне длин волн 0.25...1.06 мкм. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. С.-Пб.: ВНИЦ ГОИ им. С. И. Вавилова, 1992. 213 с.
29. Белоцерковец А.В., Бессараб А.В., Куратов Ю.В. и др. // Квант. электрон. 1992. Т. 19. № 12. С. 1185.
30. Архипов Д.А., Венглюк В.И., Деревянко В.А. и др. // Научно-техн. вестник информ. технологий, механики и оптики. 2015. Т. 15. № 6. С. 1000.
31. Строганова Е.В., Галуцкий В.В., Ткачев Д.С., Яковенко Н.А. Монокристаллический материал для дискового лазера. Пат. РФ № 2 591 257 // Опул. Офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 20 от 20.07.2016.
32. Бадалян Н.П., Козлов А.Б., Левчук Е.А. и др. Активный элемент дискового лазера. Пат. РФ № 2439761 // Опул. Офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 1 от 10.01.2012.
33. Вайлер С. // Фотоника. 2009. № 3. С. 10.
34. Розалин В.Е., Крымский М.И., Крымский К.М. // РЭ. 2018. Т. 63. № 11. С. 1188. <https://doi.org/10.1134/S0033849418110098>
35. Дианов Е.М. // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. № 10. С. 1139. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0174.200410m.1139>

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.372

ПОРТАТИВНЫЙ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТР И ОСОБЕННОСТИ ЕГО ЭЛЕКТРОНИКИ

© 2023 г. П. С. Мартянов^а, *, В. А. Вагин^а, А. И. Хорохорин^а

^а Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация

*E-mail: La3232@mail.ru

Поступила в редакцию 09.01.2023 г.

После доработки 23.01.2023 г.

Принята к публикации 30.01.2023 г.

Рассмотрены особенности электроники портативного фурье-спектрометра инфракрасного диапазона. Приведены описание его наиболее важных узлов, обоснование использования соответствующей элементной базы; изложены структурные схемы, проведен анализ наиболее значимых электронных блоков устройства и их функционирования. Представлены результаты экспериментальных исследований.

DOI: 10.31857/S0033849423120148, EDN: HWSCFN

ВВЕДЕНИЕ

Разработанный в Научно-технологическом центре уникального приборостроения (НТЦ УП РАН) переносной малогабаритный инфракрасный фурье-спектрометр потребовал создания соответствующей электронной системы управления прибором и регистрации информации. Спектрометр работает в диапазоне длин волн 2...25 мкм со спектральным разрешением 2 см^{-1} и предназначен для получения спектров поглощения (оптической плотности) различных жидких или твердых образцов.

Уменьшение размеров интерферометра достигнуто за счет использования в качестве устройства перемещения подвижного отражателя точного параллелограмма, внутри которого установлен светоделитель [1, 2]. Габариты интерферометра $100 \times 100 \times 50\text{ мм}^3$. Общая масса не превышает четырех килограмм.

Указанный спектрометр обладает рядом полезных эксплуатационных качеств. Прибор работает как от источника переменного напряжения 220 В, так и от низковольтного автономного источника питания (например, от автомобильного аккумулятора – 12 В). Управление спектрометром осуществляется ноутбуком, с помощью последнего обрабатывается получаемая спектральная информация, а также выполняется соответствующий спектральный анализ и делается заключение об исследуемом образце. Корпусом прибора является серийный транспортный контейнер с удобной ручкой для переноса прибора. Внешний вид разработанного устройства представлен на рис. 1.

1. ПОСТРОЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЧАСТИ ПРИБОРА

В процессе проектирования спектрометра особое внимание было уделено разработке электронной части, которая используется для обработки данных и управления прибором. Структурная схема электронной части представлена на рис. 2. Были разработаны принципиальные электрические схемы блоков, проведено моделирование некоторых аналоговых цепей, на основе чего была подобрана необходимая элементная база, также была написана управляющая программа для микроконтроллера (МК), входящего в состав исследуемого спектрометра [3, 4].



Рис. 1. Внешний вид портативного ИК-спектрометра.

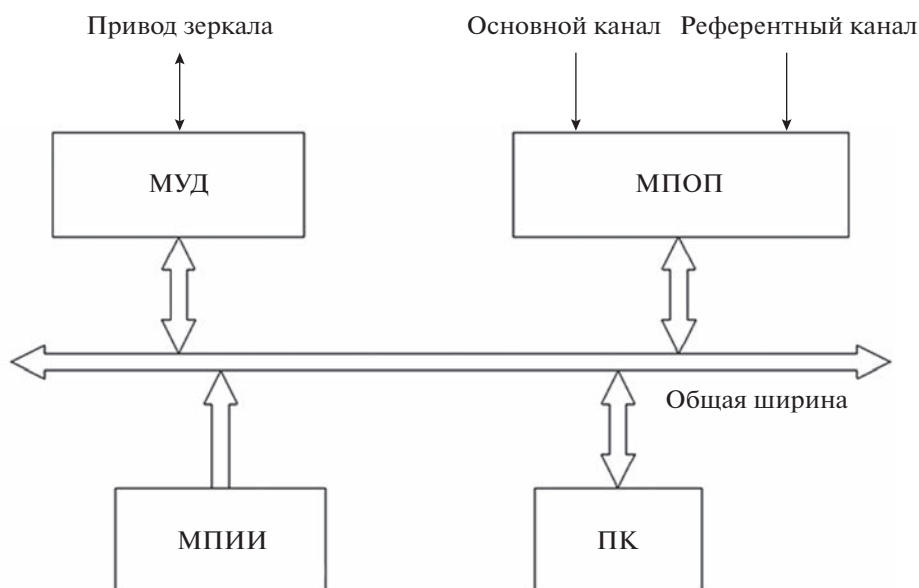


Рис. 2. Схема обработки данных и управлением устройством; МУД – модуль управления двигателем, МПИИ – модуль питания ИК-излучением.

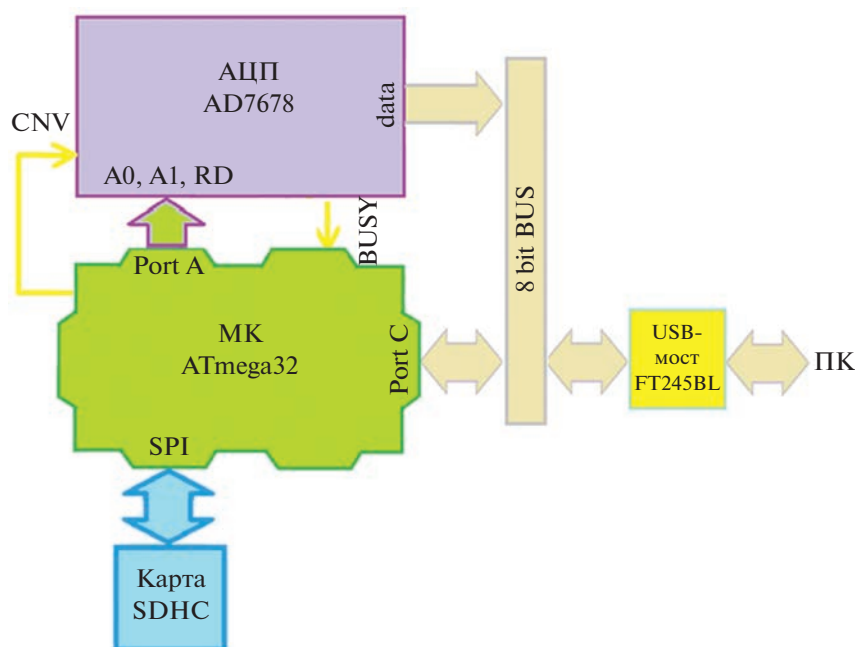


Рис. 3. Структурная схема модуля МПОП.

Система обработки данных и управления в фурье-спектрометре обеспечивает:

- 1) задание основных параметров управления спектрометром;
- 2) управление приводом подвижного зеркала (оптики), оцифровку и обработку данных измерений, передачу данных в персональный компьютер (ПК).

Основной канал включает в себя приемник инфракрасного (ИК) излучения и усилитель.

ИК-приёмник необходим для преобразования светового потока в электрический сигнал. Референтный канал необходим для позиционной привязки отсчета аналого-цифрового преобразователя (АЦП) к метке перемещения зеркала интерферометра.

Рассмотрим наиболее значимую часть прибора – модуль предварительной обработки и преобразования (МПОП) [7, 8]. Основными компонентами модуля являются: МК модели ATmega 32, АЦП и USB-мост (рис. 3).

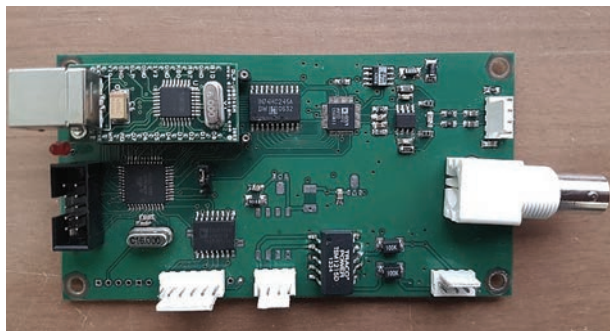


Рис. 4. Внешний вид МПОП (фото).

Основная задача МК заключается в считывании побайтно интерферограммы с АЦП, который работает в режиме последовательного приближения, и отправке пакетов цифровых данных по 512 байт на ПК, через USB-мост, для чего используется микросхема FT245BL. Одновременно передаются данные на флэш-карту типа SDHC в автономном режиме спектрометра. Кроме того, МК измеряет скорость перемещения зеркала с целью отбраковки неудачных интерферограмм.

В каждом пакете данных четыре байтных слова. Первые 12 бит слова несут значение скорости сканирования. Без передачи скорости интерферограмма может поступать в ПК напрямую, минуя порт МК. Метки перемещения зеркала формируются при переходе сигнала лазера спектрометра через нулевое значение и служат источником внешнего запуска АЦП, что исключает применение в спектрометре цифровых устройств с высокой разрядностью. Данные хранятся на микрокарте в формате FAT32. Запись файла интерферограммы происходит в реальном времени, а ее чтение может быть осуществлено, как с помощью МПОП, так и че-

рез внешнее устройство чтения карт памяти. Скорость обмена данными с ПК составляет 1 Мбайт в секунду [5, 6].

При разработке устройства использовался АЦП модели AD7678. Эта микросхема характеризуется тем, что преобразует непрерывный аналоговый сигнал в дискретное цифровое представление, используя двоичный поиск по всем возможным уровням квантования, прежде чем получить цифровой выход для каждого преобразования. Данный преобразователь является 18 разрядным, который имеет время преобразования сигнала 1.8 мкс и шум в диапазоне 0.035 мВ, а область входных сигналов ± 4 В.

Внешний вид разработанного печатного узла представлен на рис. 4.

2. ОПИСАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Работоспособность опытного образца спектрометра была продемонстрирована при измерении спектров пропускания углеводородных соединений (бензины, спирты) с помощью жидкостной кюветы. На рис. 5 представлена схема последовательности измерений. В спектрометр сначала устанавливалась кювета с эталоном и проводилось эталонное измерение спектра пропускания на всем оптическом пути от источника излучения до ИК-приемника. Затем устанавливалась кювета с исследуемым образцом и измерялся соответствующий спектр пропускания. После измерений и обработки данных регистрировали спектр пропускания исследуемого образца. Дополнительно существует возможность оценки качества исследуемого материала, на основе ранее полученной спектральной базы. В качестве примера на рис. 6 представлен спектр пропускания для изопропилового спирта.



Рис. 5. Схема последовательности измерений.

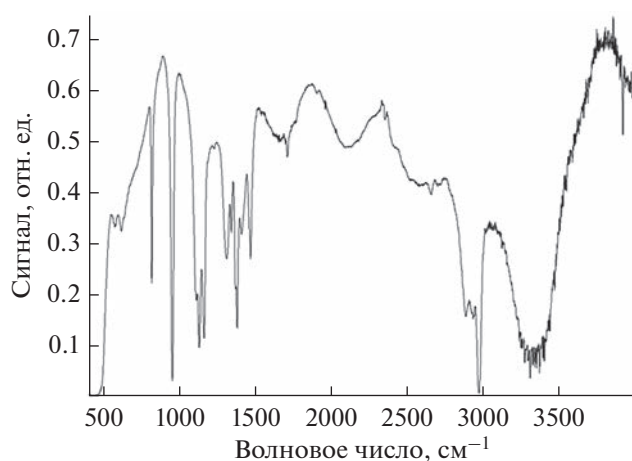


Рис. 6. Спектр пропускания для изопропилового спирта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан и изготовлен опытный образец портативного ИК-фурье-спектрометра.
2. Спроектированы электрические и структурные схемы системы управления устройством, включая модуль предварительной обработки и преобразования.
3. Создано программное обеспечение для опытного образца прибора.

4. Проведена опытная эксплуатация прибора.

Указанный ИК-фурье-спектрометр можно эффективно использовать в научных и технологических целях.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагин В.А., Мошкин Б.Е. Фурье-спектрометр. Пат. РФ № 2287784 // Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 32 от 20.11.2006.
2. Вагин В.А., Мошкин Б.Е. // Оптический журн. 2019. Т. 86. № 2. С. 52.
3. Смит А. Прикладная ИК-спектроскопия. М.: Мир, 1982.
4. Золотарев В.М. Методы исследования материалов фотоники. СПб: СПбГТУ ИТМО, 2008.
5. Murphy R.E., Sakai H. Aspen Int. Conf. on Fourier Spectroscopy / Eds. G.A. Vanasse, A.T. Stair, Jr., D.J. Baker. Hanscom: Air Force Cavendish Research Laboratory, 1971. P. 301.
6. Murphy R.E. Spectrometric Techniques / Ed. G.A. Vanasse. N.Y.: Acad. Press., 1977. V. 1. P. 229.
7. Мартынов П.С. // РЭ. 2018. № 11. С. 197.
8. Балашов А.А., Мартынов П.С., Хорохорин А.И. // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 1. С. 143.

УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН

DOI: 10.31857/S0033849423990019, EDN: BPTHDX

А

Аверин С. В. **9** 924
Агеева Н. Н. **3** 211
Агейкин Н. А. **10** 1030
Агейченков Д. Г. **10** 1040
Александров Д. В. **7** 703
Алексеев Ю. В. **4** 399
Алиев А. М. **4** 346
Андреев В. А. **4** 338
Андреев Ю. В. **11** 1056, 1065
Андрейчев С. С. **5** 507
Аникин М. С. **4** 353
Анисимкин В. И. **10** 1030
Анпилогов В. Р. **8** 733
Асадуллин Ф. Ф. **7** 693
Атепалихин А. А. **9** 897, **10** 1003
Афанасьев М. С. **10** 973

Б

Бабенко В. П. **3** 305
Бадыев А. А. **5** 507
Байгутлин Д. Р. **4** 326
Балашов В. В. **10** 980
Банков С. Е. **1** 13, 44, **2** 107, **9** 835
Барабанова Е. А. **11** 1122
Батанов В. В. **1** 60, **6** 608
Белов А. И. **3** 295
Белорусов Д. А. **9** 917, **10** 973
Белоусов А. О. **5** 498, **11** 1079
Бержанский В. Н. **4** 391
Бисярин М. А. **6** 563
Битюков В. К. **3** 305
Бичурин М. И. **4** 396
Богущ М. Ю. **4** 384
Борисов Д. А. **8** 742
Бострем И. Г. **1** 75
Броневой И. Л. **3** 211
Брянцева Т. А. **5** 461
Бугаев А. С. **8** 827
Будунова К. А. **9** 864
Буй Ван Чунг **9** 845

Булкин В. В. **6** 598
Булычев Ю. Г. **2** 131
Бутылкин В. С. **2** 152
Бучельников В. Д. **4** 326, 378

В

Вагин В. А. **12** 1247
Вальков В. И. **4** 372
Варукина Л. А. **7** 669
Васильев А. Е. **7** 718
Васин А. А. **8** 772
Вдовин В. А. **8** 817, **9** 910
Вегнер А. В. **7** 718
Веденеев А. С. **8** 827
Венецкий А. С. **5** 417, **6** 579
Ветошко П. М. **2** 157, **4** 391
Вершков В. А. **8** 798
Власов В. С. **1** 69, **2** 157, **3** 279, **7** 693
Воронова Н. В. **10** 1030
Вытовтов К. А. **11** 1122

Г

Гаджиев А. Б. **4** 346
Газизов Т. Р. **11** 1131
Гайфуллин Р. Ю. **4** 346
Герасимов В. В. **3** 287
Герм В. Э. **6** 563
Герус А. В. **3** 287
Герус С. В. **9** 884
Глазунов **8** 817
Голант К. М. **10** 1011
Головчан А. В. **4** 372
Голубева Д. Е. **7** 718
Гольдман Е. И. **9** 917
Гордеева В. О. **11** 1079
Горшкова А. С. **4** 399
Гранков А. Г. **11** 1072
Григорьевский В. И. **1** 55
Гурбанович А. В. **4** 372
Гурбанович Ан. В. **4** 372
Гусейнов Д. В. **3** 295

Д

Давыдов В. В. **10** 1019
 Давыдов Р. В. **10** 1019
 Дадашев М. С. **2** 188
 Дементьев В. О. **6** 587
 Демин В. А. **11** 1140
 Денисенко В. В. **8** 733
 Денисенко Д. Ю. **2** 195
 Денисенков Д. А. **6** 621
 Денисов Р. А. **9** 910
 Детков А. Н. **7** 650
 Дильмиева Э. Т. **4** 315
 Дмитриев А. С. **2** 165
 Дмитриев С. Г. **5** 482
 Доброхотов С. Ю. **6** 527
 Донец И. В. **5** 409
 Дорохов С. П. **5** 507
 Доценко А. С. **7** 718
 Дубинов А. Е. **5** 492
 Дубров М. Н. **7** 703
 Дупленкова М. Д. **2** 107
 Дьяконова О. А. **7** 627
 Егоров В. В. **5** 432
 Егоров Ф. А. **2** 177
 Екомасов Е. Г. **1** 75
 Ерагер К. Р. **4** 326
 Еремин И. С. **2** 171
 Ефимов А. А. **10** 980
 Ефремова Е. В. **12** 1178

Ж

Жечев Е. С. **11** 1131
 Житов В. А. **9** 924
 Жуков В. Ю. **6** 621

З

Загретдинов Р. В. **6** 587
 Заргано Г. Ф. **10** 965
 Захаров А. И. **9** 879
 Захаров Л. Ю. **9** 924
 Захарова Л. Н. **9** 879
 Звонарев В. В. **11** 1090
 Земцов Д. С. **2** 188
 Зернов Н. Н. **6** 563
 Зимин И. В. **1** 3
 Злобина Е. А. **6** 542
 Злоказов Е. Ю. **2** 188
 Зубков А. С. **12** 1178

И

Иванов А. В. **4** 399
 Иванов А. П. **5** 445
 Иванов В. А. **6** 571
 Иванов Д. В. **6** 571
 Иванов М. Г. **11** 1122
 Ивашева Е. Е. **4** 396
 Исаев М. Ю. **8** 798
 Исаева О. Б. **10** 1008
 Ицков В. В. **12** 1178

К

Кабыченков А. Ф. **12** 1172
 Каврук А. **7** 683
 Казанцев Ю. Н. **2** 152, **7** 627, **8** 811
 Казаринов К. Д. **5** 454
 Казиев А. В. **10** 1040
 Казиев А. В. **11** 1117
 Калашников В. С. **4** 338
 Калашников Д. А. **11** 1108
 Каленов (Калёнов) Д. С. **2** 152, 171
 Калининский А. А. **11** 1099
 Калининчев В. И. **1** 13, 44
 Калмыков Ю. П. **5** 454
 Калошин В. А. **5** 417, **6** 579, **9** 845
 Каманцев А. П. **4** 315, 353, 384
 Канаев А. Ю. **10** 980
 Караваев Д. М. **6** 615
 Карелин Р. Д. **4** 338
 Карпенко В. А. **7** 718
 Карташов И. Н. **12** 1165
 Карцев А. И. **10** 1035
 Кашин В. В. **2** 202
 Кинев Н. В. **9** 858
 Киселев А. П. **6** 542
 Киселев Д. А. **10** 973
 Кислицын А. А. **6** 571
 Китаев А. Е. **3** 295
 Кичко Я. В. **3** 263
 Климов К. Н. **8** 751 798
 Климов В. В. **3** 271
 Ковалев М. И. **4** 399
 Ковалева А. М. **4** 399
 Когогин Д. А. **6** 587
 Козлов А. М. **8** 827
 Козлов В. А. **5** 507
 Козлов В. Н. **8** 733
 Козлова С. М. **10** 980
 Койгеров А. С. **5** 507
 Кокшаров Ю. А. **5** 424

Коледов В. В. **4** 315, 338, 353, 360, 384, 396, **10** 1035
 Колесов В. В. **2** 202
 Колесов Г. Н. **5** 492
 Колесов К. А. **4** 360
 Колодко Д. В. **10** 1040, **11** 1117
 Кольчугина Н. Б. **4** 315
 Комаров Д. А. **11** 1108
 Комиссарова Е. В. **8** 772
 Конов К. И. **8** 751
 Коновалов Я. Ю. **10** 954
 Константилян К. И. **10** 984
 Кораблев Е. М. **3** 287
 Коротков А. С. **1** 83, **7** 683
 Котов В. М. **9** 924
 Кохонькова Е. А. **11** 1045
 Кошелец В. П. **9** 897, **10** 1003
 Кошкидько Ю. С. **4** 315
 Кравцов В. В. **7** 703
 Кравченко В. Ф. **9** 864, **10** 954
 Кравченко О. В. **9** 893
 Краевский С. В. **10** 998
 Крафтмахер Г. А. **2** 152, **8** 811
 Крейнделин В. Б. **7** 669
 Крехтунов В. М. **8** 772
 Кривоносов А. Н. **3** 211
 Кривошеев Ю. В. **8** 757
 Крымский К. М. **12** 1236
 Крюков Я. В. **1** 95
 Крюковский А. С. **6** 553
 Кужель М. П. **5** 507
 Кузелев М. В. **12** 1165
 Кузнецов А. С. **4** 353, 360
 Кузнецов В. А. **10** 941
 Кузнецов П. И. **10** 1011
 Кузьмин Л. В. **12** 1178
 Куксенко С. П. **12** 1184
 Кулешов Ю. В. **6** 615
 Курганская А. А. **4** 366
 Кутуза Б. Г. **1** 60, **6** 608
 Кучин Д. С. **4** 338

Л

Лавренов А. И. **3** 305
 Лаговский Б. А. **3** 249
 Лагунов И. М. **2** 127
 Ларионов И. А. **7** 703
 Левитан Б.А. **1** 3 **8** 733
 Лега П. В. **10** 1035
 Леонтьев В. С. **4** 396
 Лерер А. М. **1** 30, **5** 409

Лисенков В. Ю. **10** 1040, **11** 1117
 Лисовский Ф. В. **12** 1172
 Лихачев С. Ф. **8** 827, **9** 904, 921, **10** 973, **12** 1219
 Лукин Д. С. **6** 553
 Любченко В. Е. **5** 461
 Любченко Д. В. **5** 461
 Любченко Д. О. **10** 1008

М

Макеева Г. С. **1** 30
 Максименко **12** 1159
 Максимов А. Е. **12** 1184
 Мальцев В. П. **2** 152, **8** 811
 Мамедов И. М. **5** 487
 Марков И. А. **5** 461
 Мартыанов П. С. **5** 438, **12** 1247
 Марчук В. Н. **1** 55
 Маслаков М. Л. **5** 432
 Масленников С. П. **5** 487
 Маширов А. В. **4** 315, 353, 360, 372, 391
 Менделевич Л. В. **5** 424
 Минин Ю. Б. **10** 989
 Миргородский В. И. **3** 287
 Митюк В. И. **4** 353, 372
 Михайлов А. Н. **3** 295
 Михалёва Е. В. **6** 553
 Мозоль А. А. **2** 131
 Москаль И. Е. **10** 984
 Мохсени Т. И. **2** 165
 Мошков А. В. **2** 121, **9** 852
 Мусабилов И. И. **4** 346, 353

Н

Назайкинский В. Е. **6** 527
 Назаров Л. Е. **1** 60, **6** 608, **9** 873
 Насыров И. А. **6** 587
 Небавский В. А. **2** 188
 Несоленов А. В. **4** 338
 Никитин В. В. **2** 177
 Никитов С. А. **9** 879, 893
 Николаев С. Н. **8** 827
 Новиков-Бородин А. В. **7** 632
 Новичихин Е. П. **11** 1072
 Ножкин Д. А. **10** 992

О

Овсянников Г. А. **10** 984
 Овчинников А. С. **1** 75
 Оршулевич М. А. **4** 384

Осипов В. Г. **2** 188
Осташев В. Е. **12** 1149

П

Павлов А. И. **10** 1035
Павлов П. А. **2** 188
Павлухина О. О. **4** 378
Павлюк Е. И. **4** 391
Парамонов Ю. Н. **11** 1108
Парфенов В. И. **11** 1099
Пархоменко М. П. **2** 152, 171
Петров А. О. **4** 360
Петросян М. М. **2** 165, **9** 930, **11** 1056, 1065
Плахотский Д. В. **4** 384
Плеханова Ю. В. **2** 202
Плешев Д. А. **7** 693
Покаместов Д. А. **1** 95
Полулях С. Н. **4** 391
Полянский И. С. **8** 763
Пономарева Е. П. **5** 507
Пономарёв Л. И. **8** 772
Пономаренко В. И. **2** 127
Попов А. С. **11** 1090
Потапов А. А. **10** 941
Потапов В. Т. **2** 177
Прахов А. С. **5** 507
Проводин Д. С. **10** 1019
Прокопенко Н. Н. **2** 195

Р

Растягаев Д. В. **6** 553
Реут В. Р. **5** 507
Решетилов А. Н. **2** 202
Рогалин В. Е. **12** 1236
Рогожников Е. В. **1** 95
Романов А. С. **2** 188
Ростокин И. Н. **6** 598
Рудаков К. И. **9** 858
Румянцева В. Д. **4** 399
Рыжов А. И. **9** 930
Рыльков В. В. **8** 827, **11** 1140
Рыскин Н. М. **10** 992
Рябов М. В. **4** 399
Рябова Н. В. **6** 571

С

Савченко В. В. **2** 138, **7** 660
Савченко Л. В. **7** 660
Салецкий А. М. **8** 817

Салов А. С. **5** 507
Самойличенко М. А. **11** 1131
Самохин А. Б. **3** 249, **6** 521
Самохина А. С. **6** 521,
Сапецкий С. А. **9** 910
Сапунова Л. П. **3** 263
Сасункевич А. А. **12** 1221
Сафин А. Р. **9** 893
Селемир В. Д. **5** 492
Серебров М. М. **2** 202
Синицын В. Е. **1** 75
Скобелев С. П. **1** 3, **8** 742
Смирнов А. В. **2** 202, **10** 1030
Смирнов В. М. **1** 22
Смирнова Е. В. **1** 22
Смольникова О. Н. **1** 3
Соколов А. В. **6** 587
Соколовский В. В. **4** 326, 378
Сорокин Л. Н. **12** 1221
Старииков Р. С. **2** 188
Стародубов А. В. **10** 992
Стародубцев В. Г. **2** 146, **7** 676
Степанов М. А. **3** 256
Стрелков М. В. **10** 998
Судас Д. П. **10** 1011
Суражевский И. А. **11** 1140
Сурков С. В. **11** 1108
Суровец З. **4** 372
Суслов Д. А. **4** 391
Сучков А. В. **8** 790
Сыровой В. А. **5** 472

Т

Тараканов В. П. **5** 492
Тарасов М. А. **10** 998
Таскаев С. В. **4** 346
Тезадов Я. А. **1** 55
Темиряева М. П. **9** 924
Темная О. С. **9** 893
Тен Ю. А. **5** 461
Терёхин О. В. **8** 772
Терёшина И. С. **4** 366
Титов А. С. **5** 454
Титов С. В. **5** 454
Ткаченко Т. М. **4** 372
Торгашов Р. А. **10** 992
Третьяков И. В. **9** 904
Тумаркин А. В. **11** 1117

У

Ульев Г. Д. **10** 984
 Ульянов А. В. **12** 1149
 Усыченко В. Г. **12** 1221
 Утарбекова М. В. **4** 384

Ф

Файков П. П. **10** 980
 Фахретдинов М. И. **1** 75
 Федосеев Н. А. **2** 171
 Федосеева Е. В. **6** 598
 Филиппенко Л. В. **9** 897, **10** 1003
 Фишер П. С. **2** 152
 Фоминский М. Ю. **10** 998
 Фролова Е. В. **1** 13, 44, **9** 835

Х

Хан Ф. В. **9** 858, 897, **10** 1003
 Харланов А. В. **10** 965
 Харьков М. М. **11** 1117
 Хафизов И. Ж. **2** 188
 Хорохорин А. И. **12** 1247
 Худченко А. В. **9** 904

Ц

Цветкова А. В. **6** 527
 Цветковская С. М. **5** 409
 Цвик Я. **4** 315

Ч

Чан Т. Д. **1** 83

Чан Тиен Тханг **5** 417, **6** 579
 Чекушкин А. М. **9** 858, **10** 998
 Черепанов В. В. **1** 30
 Черепенин В. А. **9** 910
 Черкасский М. А. **5** 454
 Черный Р. А. **9** 904
 Чижевская Я. И. **1** 3
 Чуднов А. М. **3** 263
 Чучева Г. В. **9** 917, **10** 973

Ш

Шабунин Н. О. **10** 1015
 Шавров В. Г. **1** 69, **2** 157, **3** 279, **4** 315, 338, 353, 360, 384, 391, **5** 445, 7 693
 Шадрин А. В. **10** 984
 Шайдуров Г. Я. **11** 1045
 Шаповалов Я. Д. **8** 763
 Шевгунов Т. Я. **8** 782
 Шелобанова Н. К. **11** 1072
 Шелухин Д. А. **8** 798
 Шилов И. П. **4** 399
 Шишлов А. В. **8** 733
 Шитиков А. М. **8** 733

Щ

Щеглов В. И. **1** 69, **2** 157, **3** 279, **5** 445, 7 693
 Щукин Г. Г. **6** 598, 615, 621

Я

Якушкин Е. П. **11** 1108
 Яфаров Р. К. **10** 1015