

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

СЕРИЯ 3

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

Выпуск 2 (162) 2016

ELECTRONIC ENGINEERING

SERIES 3

MICROELECTRONICS

Scientific & technical journal

Issue 2 (162) 2016

Москва, 2016

"ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА. Серия 3. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА"

Редакционный совет

Главный редактор

Красников Г.Я., д.т.н.,
академик РАН

Члены редакционного совета

Аристов В.В.,

член-корреспондент РАН

Асеев А.Л., д.ф.-м.н.,

академик РАН

Бетелин В.Б., д.ф.-м.н.,

академик РАН

Бокарев В.П., к.х.н.,

ответственный секретарь

Бугаев А.С., д.ф.-м.н.,

академик РАН

Быков В.А., д.т.н.

Галиев Г.Б., д.ф.-м.н.

Горбацевич А.А. д.ф.-м.н.,

член-корреспондент РАН

Горнев Е.С., д.т.н.,

зам. главного редактора

Грибов Б.Г., д.х.н.,

член-корреспондент РАН

Зайцев Н.А., д.т.н.

Ким А.К., к.т.н.

Критенко М.И., к.т.н.

Немудров В.Г., д.т.н.

Орликовский А.А., д.т.н.,

академик РАН

Петричкович Я.Я., д.т.н.

Сигов А.С., д.ф.-м.н., академик РАН

Стемпковский А.Л., д.т.н.,

академик РАН

Чаплыгин Ю.А., д.т.н.,

член-корреспондент РАН

Шелепин Н.А., д.т.н.,

зам. главного редактора

Эннс В.И., к.т.н.

Адрес редакции

124460 г. Москва, Зеленоград,

1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1

☎ +7 495 229-70-43

✉ journal_EEM-3@mikron.ru

🌐 www.mikron.ru/journal

Журнал издается с 1965 года

Учредитель

АО "Научно-исследовательский
институт молекулярной
электроники"

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА РЕАЛЬНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

В.В.Аристов 5–18

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА РЕАЛЬНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

В.В.Аристов 19–28

РАЗРАБОТКА И КОНСТРУИРОВАНИЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТОПОЛОГИИ В ТОЛСТЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ БЕНЗОЦИКЛОБУТЕНА (ВСВ)

Г.Я.Красников, О.П.Гущин, П.И.Кузнецов, К.С.Есенкин, О.Р.Рубинас, Е.С.Горнев, П.А.Каширин, Л.А.Колобова, К.В.Руденко, А.В.Мяконьких 29–38

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ЭЛЕМЕНТОВ КМОП СБИС, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

А.В.Селецкий, Н.А.Шелепин 39–45

ПРОЦЕССЫ И ТЕХНОЛОГИЯ

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА ПОДКЛЮЧЕНИЯ ОБОРУДОВАНИЯ НАНОЭЛЕКТРОННОГО ПРОИЗВОДСТВА

В.Л.Евдокимов, С.О.Ранчин 46–55

СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И АДГЕЗИОННЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

В.П.Бокарев 56–59

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ

П.С.Захаров 60–64

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

КОНЦЕНТРАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В АНОДНОМ ОКСИДЕ АЛЮМИНИЯ С НИТЕВИДНЫМИ ПОРАМИ, ЗАПОЛНЕННЫМИ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДОМ

Г.Я.Красников, В.В.Бардушкин, М.В.Силибин, Ю.И.Шилаева, В.Б.Яковлев 65–70

МОДЕЛЬ СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СОЗУ С ФУНКЦИЕЙ ИСПРАВЛЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ СБОЕВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В.Д.Мещанов, А.С.Лушников, Е.С.Рыбалко, Н.Н.Фомичева 71–76

НАДЕЖНОСТЬ

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ К СБОЯМ СЧЕТНОГО ТРИГГЕРА

М.С.Темирбулатов, В.И.Эннс, Д.В.Бобровский 77–81

"ELECTRONIC ENGINEERING. Series 3. MICROELECTRONICS"

**Editorial Council
Chief Editor**

G.Ya. Krasnikov, Sc.D.,
Full Member of the RAS

**The Members
of Editorial Council**

V.V.Aristov, Sc.D.,
Corresponding Member of the RAS

A.L.Aseev, Sc.D.,
Full Member of the RAS

V.B.Betelin, Sc.D.,
Full Member of the RAS

V.P.Bokarev, Ph.D.,
Responsible Secretary

A.S.Bugaev, Sc.D.,
Full Member of the RAS

V.A.Bykov, Sc.D.

G.B.Galiev, Sc.D.

A.A.Gorbatsevich, Sc.D.,
Corresponding Member of the RAS

E.S.Gornev, Sc.D.,
Deputy Chief Editor

B.G.Gribov, Sc.D.,
Corresponding Member of the RAS

N.A.Zaitsev, Sc.D.

A.K.Kim, Ph.D.

M.I.Kritenko, Ph.D.

V.G.Nemudrov, Sc.D.

A.A.Orlikovsky, Sc.D.,
Full Member of the RAS

Ya.Ya.Petrichkovich, Sc.D.

A.S.Sigov, Sc.D.,
Full Member of the RAS

A.L.Stempkovskiy, Sc.D.,
Full Member of the RAS

Y.A.Chaplygin, Sc.D.,
Corresponding Member of the RAS

N.A.Shelepin, Sc.D.,
Deputy Chief Editor

V.V.Enns, Ph.D.

Editorial Staff Address

1-st Zapadny pr-d 12, str. 1.
Zelenograd, Moscow, 124460, Russian
Federation
Phone: +7 (495) 229-70-43
E-mail: journal_EEM-3@mikron.ru
<http://www.mikron.ru/journal>
Journal was published from 1965 year

Founder

Joint-Stock Company "Molecular
Electronic Research Institute"

PHYSICAL PHENOMENA

QUANTUM ELECTRODYNAMICS OF REAL WAVES OF ELECTRON DENSITY

V.V.Aristov 5–18

QUANTUM MECHANICS OF REAL WAVES OF ELECTRON DENSITY

V.V.Aristov 19–28

DEVELOPMENT AND DESIGNING

RESEARCH AND DEVELOPMENT OF PROCESSES OF FORMATION OF TOPOLOGY IN THICK FILMS OF BISBENZOCYCLOBUTENE POLYMER (BCB)

G.Ya.Krasnikov, O.P.Gushin, P.I.Kuznetsov, K.S.Esenkin, O.R.Rubinas,
E.S.Gornev, P.A.Kashirin, L.A.Kolobova, K.V.Rudenko, A.V.Myakonkih 29–38

DESIGN AND DEVELOPMENT ELEMENTS OF CMOS VLSI DESTINED TO FUNCTION IN CONDITIONS OF EXPOSURE TO COSMIC IONIZING RADIATIONS

A.V.Seletskiy, N.A.Shelepin 39–45

PROCESSES AND TECHNOLOGY

AN INTEGRATED APPROACH IN THE IMPLEMENTATION OF THE PROJECT TO CONNECT THE EQUIPMENT NANO-ELECTRONIC PRODUCTION

V.L.Evdokimov, S.O.Ranchin 46–55

PROPERTIES OF MATERIALS

MATERIALS CRYSTAL STRUCTURE AND ADHESIVE PROPERTIES

V.P.Bokarev 56–59

RESISTIVE SWITCHING CHARACTERISTICS OF NONSTOICHIOMETRIC SILICON OXIDE THIN FILMS

P.S.Zakharov 60–64

MATHEMATICAL SIMULATION

STRESS AND STRAIN CONCENTRATIONS IN THE POROUS ANODIC ALUMINA FILLED WITH POLYVINYLIDENE FLUORIDE

G.Ya.Krasnikov, V.V.Bardushkin, M.V.Silibin, Yu.I.Shilyaeva, V.B.Yakovlev 65–70

THE MODEL OF SRAM WITH EMBEDDED CIRCUIT ERROR DETECTION AND CORRECTION AGAINST SINGLE EVENT UPSET

G.Ya.Krasnikov, V.V.Bardushkin, M.V.Silibin, Yu.I.Shilyaeva, V.B.Yakovlev,
V.D.Meschanov, A.S.Lushnikov, E.S.Rybalko, N.N.Fomitcheva 71–76

RELIABILITY

COUNTABLE TRIGGER FAULT LEVEL IMPROVEMENT METHODS

M.S.Temirbulatov, V.I.Enns, D.V.Bobrovskiy 77–81



АЛЕКСАНДР АЛЕКСАНДРОВИЧ ОРЛИКОВСКИЙ

12 июня 1938 года – 1 мая 2016 года

Ушёл из жизни выдающийся советский и российский учёный, академик РАН, доктор технических наук, профессор, научный руководитель Физико-технологического института РАН Александр Александрович Орликовский, член редакционного совета журнала "Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника".

Вся жизнь Александра Александровича была посвящена служению науке. Под его руководством созданы основы современных технологий металлизации, плазменных процессов травления, осаждения и имплантации, создана технология тонких буферных слоев арсенида галлия на кремнии с низкой плотностью дислокаций; разработаны методы мониторинга плазменных процессов, высокочувствительные детекторы, томограф низкотемпературной плазмы, оригинальные конструкции широкоапертурных источников высокоплотной плазмы и полностью автоматизированные плазмохимические установки травления, осаждения и плазмоиммерсионной ионной имплантации; предложены

оригинальные конструкции туннельного транзистора с графеновым каналом и туннельного транзистора с барьерами Шоттки для СБИС с ультранизкой потребляемой мощностью.

Лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники, премии Правительства РФ в области образования и премии им. С.А. Лебедева РАН, академик А.А. Орликовский был автором более 350 научных трудов, монографий, учебных пособий и патентов на изобретения.

Среди его учеников доктора и кандидаты наук. Под научным руководством А.А. Орликовского созданы Научно-образовательный центр нанотехнологий и инноваций и Центр коллективного пользования "Диагностика микро- и наноструктур". Талантливый организатор науки, он был бессменным председателем оргкомитета международной конференции "Микро- и наноэлектроника" (ICMNE), членом Азиатско-тихоокеанской академии наук о материалах и членом бюро Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА РЕАЛЬНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

► В.В.Аристов
ИПТМ РАН

В настоящей работе сформулированы основные положения квантовой электродинамики в представлении об электро-не как реальной волне электронной плотности. Определено сечение рассеяния свободными и связанными в атомах электронами. Рассмотрена реальная роль эффекта Комптона и Доплера в процессах, происходящих в высокотемпературной плазме. Обсуждаются особенности установления термодинамического равновесия при рассеянии излучения свободными и связанными электронами. Обсуждается физический смысл брэгговской дифракции.

QUANTUM ELECTRODYNAMICS OF REAL WAVES OF ELECTRON DENSITY

V.V.Aristov
IMT RAS

In this work the fundamental principles of quantum electronics are formulated based on the concept of an electron as a real wave of electron density. The cross-section of scattering by free and bound-in-atom electrons is determined. The real role of the Compton and Doppler effect in the processes in high-temperature plasma is considered. Specific features of achieving a thermodynamic equilibrium during radiation scattering by free and bound electrons are analyzed. The physical sense of the Bragg diffraction is discussed.

На заре создания волновой механики теория света страдала странной болезнью, выражавшейся в антагонистическом дуализме волн Френеля и Максвелла, с одной стороны, и фотонов, с другой стороны. Так вот, для улучшения состояния дел можно было попробовать самый жестокий метод – заразить той же болезнью теорию, до того времени здоровую, то есть теорию вещества.

Л. де Бройль [1]

Поведение свободных и связанных электронов, помещенных в электромагнитное поле, является одной из наиболее обсуждаемых проблем в современной физике. Тем не менее, ни классическая, ни квантовая электродинамика не дают объяснения многочисленным парадоксам взаимодействия электромагнитного излучения с электронами. Основа этих парадоксов – остающиеся без ответа вопросы о структуре электрона и электромагнитного

поля, о том, каким образом формируется излучение, как распространяются и рассеиваются то ли волны, то ли частицы света. Одной из основных в квантовой электродинамике является гипотеза о том, что электрон под действием сил Лоренца в поле B , E , определяемом скалярным и векторным потенциалами $\Phi(r, t)$, $A(r, t)$, приобретает энергию $w = mc^2(1 - \beta^2)^{-1/2} + e\Phi$ и импульс $p = mV(1 - \beta^2)^{-1/2} + eA/c$; $B = \text{rot} A$, $E = -\text{grad} \Phi - c^{-1}dA/dt$; $\beta = V/c$, m , e , V – масса, заряд и скорость электрона,

c – скорость света. При этом справедливо релятивистское соотношение:

$$\frac{1}{c^2}(w - e\Phi)^2 - \sum_1^3 \left(p_i - \frac{eA_i}{c}\right)^2 - m_0^2 c^2 = 0. \quad (1)$$

Заменяв величины w и p_i соответствующими операторами $\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t}$ и $\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x_i}$ получают волновое уравнение,

которое, как полагают, описывает поведение электрона в электромагнитном поле. Применение формулы (1) ведет к утверждению концепции квантования поля, тогда как, согласно классической теории, вещество может непрерывно поглощать и рассеивать падающее излучение. Тем не менее, фотонная гипотеза заложена в фундамент квантовой теории благодаря доверию к общепринятой интерпретации эффекта Комптона.

Мнение о том, что вещество испускает электромагнитное излучение дискретным образом, но поглощать и рассеивать его оно может непрерывно, высказывалось Планком при построении теории равновесного теплового излучения. В последующем, благодаря работам Эйнштейна по фотоэффекту, открытию эффекта Комптона, успехам теории строения атомов Бора, эта концепция была отвергнута и принята гипотеза о квантовом строении электромагнитного поля. Нобелевский лауреат Глаубер в статье "100 лет кванту света" писал: "Кванты света были всегда, с тех пор, как Бог сказал: Да будет квантовая электродинамика" [2]. С другой стороны, хорошо известно высказывание другого лауреата, Лэмба, "нет такой вещи, как фотон", понятие фотона возникло в результате "ряда ошибок и недоразумений" [3]. Полагаем, можно примирить позиции противников и сторонников фотонной теории строения электромагнитного излучения следующим утверждением: фотон существует как квант действия, связанный в стоячей волне электронной плотности. Этот фотон определяет волну де Бройля. Электромагнитное излучение вне электрона распространяется свободно, но проявиться может только порция энергии, поглощенная электроном, как свободным, так и связанным, то есть необходим квант излучения, поглощенный за определенное время.

Ранее мы указывали на то, что электрон представляет собой реальную волну электронной плотности [4], с периодом $L_e = \hbar/mc$, но благодаря постулированной квантовой механикой замене переменных волновой пакет, описывающий движение электрона в реальном пространстве, трансформируется в функцию вероятности определения положения точечного

заряда. Такая операция дает возможность получать правдоподобные решения задачи движения электрона, но не гарантирует их от ложных интерпретаций и выводов. Так ошибочность применения формулы (1) для описания взаимодействия излучения с электронами проявляется на примере попыток создания теории формирования спектров рассеяния жесткого рентгеновского излучения и применения его в исследованиях [5]. За 90 лет, прошедших с открытия Комптона, не было проведено ни одного значимого исследования структуры вещества с использованием некогерентного рассеяния, несмотря на существенный прогресс в области рентгеноструктурного анализа, развития техники получения синхротронного излучения. Причину невозможности безоговорочного использования формулы (1) и границы ее применимости можно понять, обратившись к анализу уравнений сил Лоренца; сравнить их действие на точечный заряд и заряд, представленный реальным распределением электронной плотности.

1. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ТОЧЕЧНЫМ ЗАРЯДОМ

Пусть на точечный заряд действует электромагнитное поле. Будем считать, что это плоская волна с круговой поляризацией, частотой ω , амплитудой $A = A_x = A_y$, которая распространяется в направлении $\rho_0(z)$. На электрон в этом поле действует механическая сила Лоренца:

$$F = \dot{p} = m\dot{V} = e \left(\vec{E} + \frac{\vec{V}}{c} \times \vec{B} \right). \quad (2)$$

Электрон колеблется в направлении изменения поля $E_{x,y}$ со скоростью, пропорциональной $\beta_0 = \frac{Ae}{mc^2}$.

Обычно полагают, что $\beta_0 \ll 1$. Механический импульс $p_{x,y}$, пропорциональный $m\beta_0 c (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, компенсируется импульсом поля p_B , возникающим за счет взаимодействия переменного магнитного поля с электрическим полем электрона $p_{x,y} = -p_B$ [6, 7]. Второй член в уравнении (2) описывает колебания и "дрейф" электрона в направлении z распространения электромагнитной волны. Этот дрейф переносит кинетическую энергию электрона $S = p_z c$, где механический импульс $p_z = (Ae)^2 (1 - \beta_0^2)^{-1/2} / 2mc^3$ также компенсируется "скрытым моментом" [7, 8]. Эти эффекты обязаны по интерференционному взаимодействию поля волны с полем заряда электрона. Кроме сил Лоренца в уравнении (2) необходимо учитывать силу радиационного трения $f = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{V}$. Это

означает, что в общем случае, вопреки предсказаниям квантовой электродинамики, при движении электрона возникает дипольное излучение. В отсутствие других частиц, взаимодействующих с точечным электроном, после прохождения волны он останавливается, но не сохраняет импульс или его часть, как требует формула (1). Это замечание справедливо при $\nu \neq \nu_B$, где ν_B – частота квантовых колебаний.

Обратим внимание на еще один важный результат. Обсуждая дилемму Абрагама-Минковского, обычно отмечают, что, согласно предположению Пайерлса [9], этот парадокс может быть разрешен, если считать, что импульс электромагнитного поля в диэлектрике состоит из "кинематического" и "канонического". При анализе взаимодействия электрона с электромагнитной волной становится ясно, что такое разделение импульса электромагнитного поля является естественным следствием того, что поток энергии поля $\mathbf{S} = (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) / 8\pi$ состоит из двух составляющих. При воздействии переменного электрического поля на электрон кинетическая энергия поперечных колебаний электрона $S_{x,y}$ оказывается равной $p_{x,y}^2 / 2m$. Продольный дрейф электрона, вызванный магнитной составляющей поля, приводит к появлению потока кинетической энергии поля, причем $S_z = S_{x,y}$. Обычно, в курсах электродинамики предполагают, что дипольное излучение, интенсивность которого на больших расстояниях от электрона пропорциональна томсоновскому сечению рассеяния $\sigma_0 \sim (e^2 / mc^2)^2 = r_0^2$, вызвано гармоническими колебаниями электрона в направлении \mathbf{E} [9]. На самом деле, дипольное излучение при рассеянии на свободном электроне обязано дрейфу в направлении \mathbf{n}_0 , который создает необходимую величину релятивистского импульса при движении электрона в поле волны. В приближении слабого поля рассеянное излучение является когерентным, его интенсивность компенсирует потерю энергии в падающей электромагнитной волне, затрачиваемой на преодоление радиационного трения при "дрейфе" электрона^{*}. Энергия и импульс свободного точечного электрона не изменяются после прохождения волны. Обратим внимание на то, что в случае круговой поляризации рассеиваемой волны электрон перемещается в направлении \mathbf{n}_0 со скоростью $\beta = \beta_0$. Увеличение интенсивности излучения, то есть величины β_0 ,

* Экспериментальным доказательством этого утверждения может служить эффект Шварца-Хоры [10], наличие которого указывает и на волновую структуру элементарного электрона.

приводит к уширению спектральной линии дипольного рассеяния до значения $\Delta\lambda \approx \lambda\beta_0^2(1 - \cos\varphi)$ ($\lambda = cv$, φ – угол рассеяния) и возникновению остаточного импульса электрона. При больших значениях β_0 возможно наблюдение второй гармоники [6]. Итак: в электромагнитном поле точечный заряд колеблется и дрейфует под действием сил Лоренца. Результатом этого является формирование дипольного излучения. Вся энергия, теряемая первичной волной, содержится в рассеянной волне. Точечный электрон после прохождения излучения останавливается или сохраняет первоначальное состояние благодаря наличию сил радиационного трения, что противоречит выводам, которые можно сделать на основании анализа формул квантовой электродинамики, описывающих его движение^{**}. Предполагается, что сделанный нами вывод справедлив при $\beta_0 \ll 1$ и $\lambda \gg \Lambda_e$. Очевидно, что в случае $\lambda \geq \Lambda_e$ электрон должен представляться не точечным зарядом, а электронной волной, что, на наш взгляд, и определяет эффекты, описываемые квантовой электродинамикой, которая разрабатывалась в предположении о точечном заряде, встроенном в волну вероятности, "управляющую" его поведением. Прежде чем дать ответ на вопрос о том, как необходимо интерпретировать решения уравнений квантовой электродинамики и решению каких задач они соответствуют, определим рассеяние излучения с учетом эффекта Комптона на волнах электронной плотности при $\lambda \geq \Lambda_e$, предполагая по-прежнему $\beta_0 \ll 1$.

2. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ. ЭФФЕКТ КОМПТОНА, СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ

При уменьшении длины волны электромагнитного излучения до размеров, близких к Λ_e , возникают заметные нелинейные эффекты, при которых изменяется частота рассеянного излучения, электрон получает импульс. Эти эффекты могут быть учтены при условии, что электрон имеет структуру, описываемую стоячей волной:

$$F(r, t) = F_0 \left(\frac{\sin(\pi R')}{\pi R'} \right)^2 \exp\left(2\pi i \frac{wt}{h} \right), \quad (3)$$

** Можно сделать более общее заключение: движение точечного электрона всегда сопровождается радиационным трением благодаря наличию собственных релятивистских колебаний с частотой $\nu_e = m^2/h$ и потенциалов Лиенара-Вихерта, свободное движение точечного электрона невозможно.

$F_0 = e/\Lambda_e(1-\beta^2)^{1/2}$, $R' = R - Vt/\Lambda_e(1-\beta^2)^{1/2}$, $R = r/\Lambda_e$. Для решения задачи определения рассеяния излучения такой волной будем предполагать вслед за Шредингером, что движение каждого элемента заряда описывается уравнением электродинамики, в котором $de/dm = e/m$ [10] (неоклассическое приближение). Легко показать, что в этом случае рассеяние на неподвижной волне электронной плотности приводит к эффекту Комптона. И в самом деле, каждый элемент электронной волны de , dm в случае рассеяния на электроны излучения с круговой поляризацией дрейфует в направлении n_0 с постоянной скоростью β и является источником вторичного дипольного излучения с сечением σ_0 . Такая схема формирования спектра рассеяния эквивалентна известной схеме эффекта Парселла-Смита [11]. Таким образом, для объяснения эффекта Комптона нет необходимости придумывать новые механизмы взаимодействия электромагнитного поля с электроном. Объяснение вполне укладывается в рамки классической электродинамики при условии, что электрон имеет внутреннюю волновую структуру с периодом Λ_e . Для определения сечения рассеяния излучения таким электроном рассмотрим схему объяснения эффекта Комптона, предложенную Доддом [12]. На электроны, находящемся в "состоянии взаимодействия", то есть летящем в направлении n_0 со скоростью V_D рассеивается плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в том же направлении. Угловое распределение частот рассеянного излучения, соответствующее релятивистским преобразованиям Лоренца, описывается формулами Комптона в том случае, когда скорость электрона определяется выражением:

$$V_D = c\beta_D = \frac{ch\nu}{h\nu + mc^2} = \frac{c\varepsilon}{1 + \varepsilon}, \quad \varepsilon = \frac{v}{v_e} = \frac{\beta_d}{1 - \beta_d}. \quad (4)$$

Модель Додда не объясняет причины, по которой электрон приобретает скорость V_D , поэтому не удивительно, что эта модель не рассматривалась в качестве серьезной альтернативы выдвинутой Комптоном и Дебаем. Удивительно другое: обоснование причины, по которой электрон движется до или после взаимодействия, нет не только в модели Додда, но и Комптона – модели, лежащей в основании квантовой теории. И в первой, и во второй моделях постулировано движение рассеивающего электрона как необходимый процесс, позволяющий объяснить угловое положение центра линии некогерентного рассеяния. Различие этих моделей заключается только в том, что, согласно Комптону, неподвижный электрон получает

импульс $h\nu/c$ и после этого "мгновенно" переходит в состояние движения с конечной скоростью, испускающий вторичный фотон; согласно модели Додда, рассеивающий излучение электрон движется со скоростью V_D , то есть уже находится в состоянии, которое предварительно создается передачей электрону необходимого импульса. Такой же смысл имеет и модель Шредингера [13]. Анализируя релятивистское преобразование частоты при рассеянии излучения на свободном электроны, движущемся со скоростью $c\beta_D$ в модели Додда-Шредингера, мы обратили внимание на то, что оно является преобразованием Галилея при рассеянии на частице, двигающейся со скоростью $c\varepsilon$, и, следовательно, тождественно преобразованию рассеяния электромагнитной волны с длиной λ на неподвижной электронной волне с периодом Λ_e [5]. Такое объяснение механизма формирования спектра комптоновского рассеяния более естественно, чем традиционное, но требует ревизии всего комплекса задач, решаемых современной квантовой теорией. Весомым аргументом в пользу создания новой теории является то, что форма линии некогерентного рассеяния, наблюдаемая в эффекте Комптона, описывается преобразованием Фурье функции $F(r, 0)$ [5]. Такое объяснение также имеет ясный физический смысл, в отличие от теории импульсного приближения комптоновского рассеяния, связывающей ширину спектральной линии с внутриатомным движением электронов [14]. В пользу выдвигаемой модели рассеяния электромагнитной волны на волне электронной плотности говорят и другие экспериментальные результаты [15]. Столь же естественным образом, обобщая классическую теорию рассеяния излучения точечным зарядом на рассеяние волной электронной плотности, можно определить как сечение рассеяния, так и силы, действующие на электронную волну.

В рассматриваемой нами модели излучение рассеивается неподвижными элементами заряда электрона de в каждой точке. Рассеянные волны интерферируют, и формируется спектр, эквивалентный спектру движущейся со скоростью $c\beta_D$ точечной частицы с томсоновским сечением рассеяния σ_0 , так, что интенсивность суммарного рассеянного излучения уменьшается в $(1 - \beta_D)/(1 + \beta_D) = k \approx 1 - 2\varepsilon$ раз. Это приводит к изменению углового сечения рассеяния по сравнению с томсоновским в $(1 - \beta_D)(1 - \beta_D \cos \varphi)^{-2} = (1 + \varepsilon(1 - \cos \varphi))^{-2} = (v'/v)^2$ раза. Здесь φ – угол между направлением падающей и рассеянной волн. Длина волны и частота рассеянного излучения при этом определяются в соответствии

с правилами нахождения центров линии комптоновского рассеяния $\lambda' = c/v'$, $\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \lambda_e(1 - \cos\varphi)$. Учет временных колебаний электрона $\exp(2\pi i v_e t)$ приводит к необходимости дополнительно синхронизировать рассеянное излучение в различных точках стоячей волны, что вызывает изменение сечения рассеяния на величину, пропорциональную

$$\delta = \left(\frac{v'}{v} - 1\right) + \left(\frac{v}{v'} - 1\right) = \frac{\Delta v^2}{v v'}. \text{ Результирующая формула,}$$

определяющая сечение рассеяния, оказывается тождественной полученной Клейном и Нишиной методами квантовой электродинамики:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{v'}{v}\right)^2 (\delta + 1 + \cos^2\varphi) \frac{r_0^2}{2} \quad [16].$$

Согласно квантовой теории, в каждом из направлений φ возможно появление с вероятностью σ_0 вторичного фотона. При этом электрон приобретает импульс в соответствии с законом сохранения импульса. В рассматриваемом случае всеми элементами электрона излучается дипольная волна, интенсивность которой пропорциональна σ_0 . Для нахождения силы, действующей на каждый рассеивающий электрон, нужно взять полуразность сил, действующих на него со стороны опережающей и запаздывающих дипольных волн [17]. Мы получаем простое выражение для силы $f(\varphi)$ под углом φ и средней силы \bar{f} , действующей на электрон:

$$f(\varphi) = \frac{E^2 \sigma_0}{4\pi} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{[1 + \epsilon(1 - \cos\varphi)]^2}\right) \approx \frac{E}{4\pi} \sigma_0 2\epsilon \sin^2 \frac{\varphi}{2} \left(\frac{v'}{v}\right)^2$$

$$\bar{f} = \frac{E^2 \sigma_0}{4\pi} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1 - \beta_D}{1 + \beta_D}\right) = \epsilon k \frac{E_0^2}{4\pi} \sigma_0. \quad (5)$$

В квантовой электродинамике требуется промежуточное поглощение первичного фотона для того, чтобы активировать электрон, передать ему импульс и получить на втором этапе новый фотон. В методе расчета сечения рассеяния с использованием диаграмм Фейнмана схемам рассеяния Комптона-Дебая и Додца-Шредингера отводится равновероятная роль. В нашей модели состояние движения электрона с нужной скоростью задается его волновой структурой. В принятой теории комптоновского рассеяния только часть электронов испытывает столкновения с фотонами и получает соответствующий импульс с вероятностью, определяемой сечением рассеяния. При этом все тождественные до столкновения с фотонами электроны получают различный импульс, то есть попадают в различные квантовые состояния. Это пример

якобы хорошо наблюдаемого в эксперименте явления приводится часто как пример торжества формализма квантовой теории [18]. На самом деле, все эксперименты, в которых наблюдались электроны отдачи – электроны, полученные в результате комптоновского рассеяния, проводились на связанных электронах и их появление нужно отнести за счет фотоэффекта* [19]. Электрон из-за взаимодействия с другими частицами, например, атомами вещества, не может плавно приобретать кинетическую энергию. Кроме того, как будет показано ниже, волновая структура электрона приводит к явлению дискретного поглощения энергии свободным электроном. При этом возникают различные эффекты, приводящие к когерентному рассеянию и связанным с ним явлениям: интерференции, дифракции и преломлению излучения. Рассмотрим особенности рассеяния электромагнитного излучения на связанных электронах, являющихся волнами электронной плотности.

3. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА СВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ. ФОТОЭФФЕКТ, РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ НА ВОЛНАХ ДЕ БРОЙЛЯ

Одним из наиболее характерных эффектов взаимодействия электромагнитного поля со связанными электронами является фотоэффект. Он рассматривается наряду с эффектом Комптона в качестве главного экспериментального свидетельства квантования электромагнитного поля и обоснования квантовой электродинамики. Удивительно в этой связи то, что анализу влияния фотоэффекта на эффект Комптона не уделялось должного внимания. Эффект Комптона считается эффектом, обязанным доплеровскому смещению спектра, возникшему в результате рассеяния кванта света как на свободных, так и на связанных электронах, но положение центра спектральной линии практически не зависит от энергии связи электрона. "Орбитальное движение" электронов в атоме, согласно принятой теории комптоновского рассеяния приводит лишь к уширению спектральной линии [21]. С другой стороны, известно, что

* Было бы интересно воспроизвести эффект Комптона на дифракционных решетках с периодом $d \ll \lambda$ в видимом свете. Возможно, что заметное рассеяние, аналогичное комптоновскому, можно будет наблюдать при использовании магнитооптического эффекта, в результате которого изменяется фаза в дифракционных порядках [20].

"орбитальное движение" электронов определяется энергией связи, которая, в свою очередь, характеризует кинетическую энергию фотоэлектронов, что должно приводить к смещению комптоновских линий спектра. Таким образом, теория комптоновского рассеяния и теория фотоэффекта базируются на различных механизмах взаимодействия излучения со связанными электронами. Это указывает на необходимость ревизии представлений как эффекта Комптона, так и фотоэффекта. Как было показано в работах [4, 5], все ранее отмечавшиеся особенности спектров в эффекте Комптона – слабая зависимость положения центра спектральной линии, ее ширина – хорошо объясняются в рамках развиваемой нами теории без *ad hoc* предположений, характерных для квантовой электродинамики. Ранее мы показали экспериментально [15], что отношение интенсивностей рэлеевского рассеяния к комптоновскому может существенно (в разы) отличаться от расчетного согласно действующей теории, но совпадать с оценками, сделанными в рамках развиваемой нами теории. Проведенный в настоящей работе теоретический анализ позволяет выявить новые характерные участки полученных ранее экспериментальных спектров, которые указывают на наличие эффекта резонансного рассеяния в результате интерференции двух волновых процессов [22]. Это является прямым экспериментальным доказательством реальности волновой структуры электрона и дает возможность уточнить уравнение движения электронной волны в электромагнитном поле, установить физический смысл фотоэффекта, механизма формирования показателя преломления и явления когерентного рассеяния рентгеновского излучения кристаллами.

На фрагменте спектра комптоновского рассеяния синхротронного излучения с длиной волны $\lambda = 0,88 \text{ \AA}$ на кристалле алмаза, приведенного на рис.1 работы [15], хорошо виден участок, ассоциируемый обычно с рэлеевским рассеянием на длине волны λ . Рэлеевское рассеяние характерно для рассеяния на связанном электроне и обусловлено его периферийной частью, пропорциональной величине $\Delta m = p_i/c = (2\epsilon_i m)^{1/2}/c$, ϵ_i – энергия связи. Это утверждение верно при условии, что сила связи электрона в атоме существенно меньше силы, эквивалентной силе, действующей на свободную электронную волну при рассеянии. Величина этой силы зависит от направления рассеяния и определяется величиной $\Delta v(\varphi)$. Известно, что условием наблюдения как

рэлеевского, так и комптоновского рассеяния на связанном электроне с энергией связи ϵ_i является:

$$\epsilon_i = h\nu_i \ll \Delta v(\varphi)h = \frac{2h\nu\nu'}{v_e} \sin^2 \varphi. \quad (6)$$

При выполнении этого условия интенсивность рэлеевского рассеяния значительно меньше интенсивности некогерентной части спектра. Если величины ν_i , и Δv одного порядка, действие внешней периодической силы с разностной частотой $\Delta v(\varphi)$ подобно действию внешней силы в связанных гармонических осцилляторах, приводящее к эффекту Фано [23]. В этом случае, как и при классическом фотоэффекте, сечение рассеяния и поглощение должны определяться величиной $[\nu_i^2 - (\Delta v(\varphi))^2]^{-2}$.

Эффект резонансного поглощения электронами с энергией связи ϵ_i , то есть скачок интенсивности на рэлеевской линии хорошо виден на приведенном в работе [15] графике. Энергия связи k -электронов в атомах углерода порядка 300 эВ. При $\varphi/2 \approx 60^\circ$, $\Delta v(\varphi) \sim \nu_i$ появляется резонансное фотоэлектронное рассеяние, что приводит к заметному изменению интенсивности когерентного рассеяния на k -электронах. Скачок интенсивности на рэлеевской линии наблюдается также при угле рассеяния, соответствующего выполнению резонансного условия (6) для L -электронов ($\epsilon \sim 11 \text{ эВ}$). Увеличение интенсивности на линиях рэлеевского рассеяния сопровождается соответствующим уменьшением в интенсивности некогерентного рассеяния. Таким образом, весь спектр определяется интерференционным взаимодействием волновых структур электрона – дифракцией вторичной волны, имеющей разностную частоту $\Delta v(\varphi)$, на волне де Бройля связанного электрона. Обратим внимание на то, что условие (6) является условием трехмерной дифракции: так как длина волны де Бройля связанного электрона $\Delta B = h(2m\epsilon_i)^{-1/2}$, то равенство $\nu_i = \Delta v(\varphi)$ легко сводится к уравнению трехмерной дифракции на волновой структуре связанного электрона:

$$2\Delta B \sin \frac{\varphi}{2} = c(v\nu(\varphi))^{-1/2} = \lambda \left[1 + \frac{\Lambda_e}{\lambda} (1 - \cos \varphi) \right]^{1/2} \approx \lambda \left(1 + \frac{\Lambda_e}{\lambda} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right). \quad (7)$$

Отметим, что обнаруженный нами резонансный эффект лишь подтверждает волновую природу строения электрона. Итак, мы экспериментально обнаружили новое явление резонансного рассеяния электромагнитного излучения

волнами электронной плотности связанного электрона. Понимание механизма этого явления позволяет уточнить физический смысл фотоэффекта, дискуссии о котором ведутся на протяжении целого столетия. С точки зрения развиваемого нами представления о строении электрона и атома (см. следующую статью) связанный электрон поглощает энергию падающего на него излучения с частотой ν , увеличивая амплитуду колебаний в электронной волне, и, соответственно, величину r_z . Очевидно, что в тот момент, когда cr_z становится равной $h\nu_B$, структура центральной части связанного электрона будет соответствовать структуре электрона, двигающегося равномерно со скоростью $\beta = (\nu/\nu_B)^{1/2}$. Такой электрон перестает поглощать падающее на него излучение. Еще раз обращаем внимание на то, что равномерное движение электрона возможно лишь при наличии у него волновой структуры. Если $\nu > \nu_1$, доля энергии, равная $h\nu_1$, затрачивается на восстановление структуры его периферийной части, образованной за счет взаимодействия с полем атома. В результате, кинетическая энергия фотоэлектрона становится равной $h(\nu - \nu_1)$. При $\nu < \nu_1$, после поглощения кванта энергии $h\nu$ электрон перестает поглощать падающее на него излучение и, сохраняя свое положение в атоме, перерассеивает излучение полностью когерентно. Возникает преломленная волна. Мы видим, что рассеяние и поглощение энергии электромагнитного поля связанными электронами происходит непрерывно, в соответствии с предсказаниями классической электродинамики, но изменение состояния движения электронов происходит квантовым образом, приводя к фотоэффекту и эффекту Фано, в результате чего появляются фотоэлектроны и электроны "отдачи", возрастает интенсивность на длине волны рэлеевского рассеяния, формируя преломленную волну. Обратим внимание на то, что при фотоэффекте и образовании электронов "отдачи", энергия электромагнитного поля квантуется, и фотон как порция энергии поля с необходимой энергией может излучаться при остановке электрона. Другой вид квантования с появлением "фотона" – порции энергии реализуется в результате обнаруженного нами резонансного эффекта, при этом квантуется не энергия, а импульс электромагнитной энергии [7]. Аналогичное квантование происходит при брэгговском рассеянии (см. раздел 1 приложения). Покажем теперь, что волновая структура электрона и при рассеянии электромагнитного

излучения свободными электронами приводит к аналогичным эффектам, которые ошибочно интерпретируются как эффекты, свидетельствующие о наличии фотонов – квантов электромагнитного поля.

4. КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ РАССЕЯНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОБОДНОМ ЭЛЕКТРОНЕ

Волновая структура электрона проявляется не только при комптоновском рассеянии коротковолнового излучения, но и влияет на движение свободных электронов при рассеянии на низких частотах. Покажем, что рассеяние и поглощение излучения зависит от амплитуды вынужденных колебаний электрона, вызванных силой Лоренца, и существует условие установления термодинамического равновесия между излучением и свободным электронным газом. Эта задача рассматривалась более 100 лет назад Лоренцем и Фоккером [24], которые на основе представления о точечном электроде дали заключение о том, что установление такого равновесия невозможно.

Как было показано в нашей предыдущей работе, уравнение Шредингера, описывающее равномерное движение свободного электрона со скоростью V является уравнением, описывающим движение резонанса, то есть электромагнитной энергии или фотона, который формируется интерференцией двух встречных сферических волн. Длина волны фотона равна длине волны де Бройля. При "высвобождении" "замороженного" в электроде кванта электромагнитной энергии в результате мгновенной остановки электрона излучаются волны со скоростью света и длиной волны $\lambda = \beta\lambda_B$. Фотон в таком понимании является составной частью электрона. Он состоит из двух идентичных частей, переносимых во встречных сферических волнах длиной волны $2\lambda_B$ и частотой ν_B . Скорость изменения фазы в каждой точке равна c^2/V , а скорость потока импульса $2h\nu_B$ пропорциональна V^2/c . Такое движение заряда соответствует решению уравнений Шредингера квантовой механики и Лоренца классической электродинамики для заряда, помещенного в поле, когда его частота равна резонансной, то есть амплитуда колебаний поля электромагнитной волны и ее частота связаны соотношением:

$$2h\nu_B = \frac{A^2 e^2}{mc^2(1-\beta^2)^{1/2}} = h\beta^2 \nu'_e, \quad (\beta = \frac{Ae}{mc^2}). \quad (8)$$

Здесь $v_e' = \frac{mc^2}{h(1-\beta^2)^{1/2}}$, где v_B – частота колебаний

электронной волны в уравнении Шредингера для свободного электрона, летящего со скоростью βc . При выполнении этого условия электрон равномерно движется в поле электромагнитной волны со скоростью $\beta = V/c$ без рассеяния. Каждый элемент заряда преодолевает путь, равный λ_B за время одного колебания. При частотах близких к v_B в классическом уравнении (2) движения электрона в поле электромагнитного излучения следует учесть силу, возвращающую электрон в равновесное состояние и силу радиационного торможения. В результате сечение рассеяния свободным электроном изменится по сравнению с классическим, томсоновским пропорционально отношению $((v^2 - v_B^2)^2 + v^2 \gamma_1^2)^{-2}$, $\gamma_1 = 2ev_B^2/3mc^3$. При этом, так же, как и при рассеянии на связанных электронах возникает поглощение, определяемое частотой v_B . Ясно, что при $v = v_B$, так же, как и при $v = v_i$ в экспериментах по фотоэффекту, должно устанавливаться термодинамическое равновесие между излучением и движущимся свободным электроном. Наличие такого эффекта в обычных экспериментах по рассеянию света ($\beta \ll 1$) мало. Величина v_B много меньше частот используемого излучения. Так, например, при использовании He-Ne-лазера с мощностью 50 мВт величина b_2 равна примерно 10^{-12} [25], то есть $v_i \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, $v_B \ll v$. По-видимому, эффекты резонансного поглощения излучения свободными электронами можно наблюдать на низких частотах при наличии достаточно мощного излучения. При этом могут появляться потоки заряженных частиц и вызывать электрический разряд.

Важным следствием обсуждаемого нами эффекта резонансного поглощения электромагнитного излучения свободным электроном является квантование поглощаемой энергии, которое интерпретируется обычно как свидетельство существования квантов в поле рассеиваемой волны. Как следует из приведенной выше оценки значения v_B , в оптическом диапазоне длин волн $v_B \ll v$, и, следовательно, прямое резонансное поглощение практически отсутствует. Необходимо учитывать, однако и то, что величина $\Delta v(\varphi)$ может быть сравнимой с v_B в некотором конечном интервале углов рассеяния. Электронная волна, рассеивающая излучение, поглощает также энергию в результате эффекта Фано. При достижении амплитуды вынужденных колебаний в волне электронной плотности

необходимой величины возникает "электрон отдачи"*. Таким образом, процесс рассеяния электромагнитного излучения электроном происходит по схеме, похожей на ту, которая предполагается в квантовой электродинамике, но имеет ясный физический смысл и обусловлен наличием "скрытых" параметров – величинами v_B , $\Delta v(\varphi)$ и энергии связи ϵ_i . Напомним, что величина $h\beta^2 v_e$ в уравнениях классической электродинамики играет роль кинетической энергии и обеспечивает "дрейф" электрона. Все это означает, что уравнения квантовой электродинамики могут достаточно правдоподобно описывать поведение электронов, помещенных в поле электромагнитного излучения, но к интерпретации этих решений нужно подходить с большой осторожностью. В качестве примера того, как интерпретация получаемых решений изменяется в связи с изменением представления о механизме рассеяния, приведем выводы развиваемой нами теории относительно характерных базовых явлений, обусловленных различными аспектами рассеяния электромагнитного излучения свободными и связанными электронами. В Приложении рассмотрим последовательно следующие задачи: когерентное брэгговское рассеяние связанными в кристаллической решетке атомами – явление, которое широко используется, но выглядит парадоксально с точки зрения некогерентного рассеяния излучения индивидуальными электронами и атомами; рассеяние излучения свободными релятивистскими электронами – процесс, проходящий в высокотемпературной плазме, а также при получении и использовании синхротронного излучения. Решения этих задач считаются хорошо известными. Однако некоторые сделанные ранее выводы должны быть уточнены или признаны ошибочными, не соответствующим реальным процессам.

* Механизм поглощения энергии свободными электронами, и, следовательно, резонансный эффект Фано является нелинейным. В традиционной квантовой механике электроны "отдачи" возникают в результате доплеровского рассеяния первичного фотона на точечном электроном и определяются диаграммами Фейнмана. Такой процесс возможен лишь для связанного электрона.

**ПРИЛОЖЕНИЕ.
ОБ ИЗМЕНЕНИИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ
НЕКОТОРЫХ РЕШЕНИЙ КВАНТОВОЙ
ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ**

I. Брэгговская дифракция как излучение корреляционного голографического лазера. Разрешающая способность оптических систем в коротковолновом излучении

В третьем разделе статьи мы показали, что при рассеянии коротковолнового излучения при $v \gg v_B$ атомарные электроны рассеивают излучение преимущественно по механизму комптоновского рассеяния, спектр которого при этом, в основном, аналогичен спектру, формируемому при рассеянии на свободном электроне. Кроме того, часть электрона, связанного в атоме, имеет структуру, определяемую решением уравнения Шредингера для электрона, помещенного в центральное поле. Эта часть имеет заряд и массу, пропорциональные $\beta_i e$ и $\beta_i m$, где e и m заряд и масса электрона $\beta_i = p_i / mc$, $p_i = (2m\epsilon_i)^{1/2}$, и отвечает за формирование слабого рэлеевского рассеяния на длине волны падающего излучения ($\lambda' = \lambda$). Этот эффект хорошо наблюдается экспериментально всегда за исключением случаев, когда угол рассеяния и длина волны связаны условием Вульфа-Брэгга или условием наблюдения эффекта Фано. В этих случаях когерентное рассеяние становится доминирующим. Выше мы установили, что эффект Фано связан своим появлением волновой структуре связанного электрона. Покажем, что брэгговская дифракция и ее особенности обязаны тому же обстоятельству. Итак: спектр рассеяния излучения отдельным атомом состоит из двух частей: слабой линии когерентного рэлеевского рассеяния с $\lambda' = \lambda$ и широкой комптоновской линии с центром при $\lambda' = \lambda + 2\Lambda_e \sin^2 \varphi / 2$. Соотношение интенсивностей этих участков спектра определяется приблизительно

величиной $Z\alpha_0^2$, где $\alpha_0^2 = \sum_{i=1}^Z (2\epsilon_i / mc^2)$, где ϵ_i – энергия связи электрона в атоме, суммирование ведется по всем электронам в атоме, величина α_0 обычно много меньше единицы [15]. В узком интервале углов, близких к брэгговскому, спектр рассеяния изменяется. Комптоновская линия исчезает, практически все излучение (до 100% для слабопоглощающих кристаллов) рассеивается когерентно с $\lambda' = \lambda$. При этом интенсивность рассеянного излучения определяется фактором атомного рассеяния, который рассчитывается из уравнения Шредингера,

но решение нормируется не на коэффициент $\beta = \frac{\Lambda_e}{\Lambda_B}$,

а на единицу. Поэтому существование брэгговского когерентного рассеяния электронами атомов кристалла, каждый из которых рассеивает в основном некогерентно, является парадоксальным явлением и прямым экспериментальным доказательством того, что в современной интерпретации квантовой механики представление о строении атома не соответствует действительности. Все попытки создания теории, объясняющей с единой точки зрения как когерентное брэгговское, так и комптоновское рассеяние сводились лишь к принятию ad hoc предположений и оказались безуспешными. Задача может быть решена в рамках развиваемого нами представления о волнах электронной плотности. Выше, обсуждая эффект резонансного рассеяния, мы показали, каким образом связанный в атоме электрон начинает рассеивать излучение когерентно. Важной характеристикой кристалла является параметр обратной решетки, определяющий его энергетическую структуру с характерными энергетическими уровнями $\epsilon_j = (h/d)^2 / 2m$, где d – межплоскостное расстояние. Если при рассеянии излучения величина ϵ_j равна энергии $h\Delta\nu(\varphi)$, то так же, как и при рассеянии на индивидуальном электроне атома возникнет резонансное рассеяние, аналогичное рассмотренному ранее (см. [6-7]). Это означает, что известное условие Вульфа-Брэгга следует дополнить условием брэгговской дифракции для всей линии рассеяния, включая как комптоновскую, так и рэлеевскую часть спектра:

$$2d \sin \frac{\varphi}{2} = (\lambda\lambda(\varphi))^{1/2} \approx \lambda \left(1 + \frac{\Lambda_e'}{\lambda} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right) \text{ и } 2d \sin \frac{\varphi}{2} = \lambda. \quad (9)$$

Величина Λ_e' – комптоновская длина волны для связанных электронов, зависит от ϵ_j . При таком понимании механизма формирования спектра брэгговского рассеяния нужно считать, что процессы, происходящие при дифракции рентгеновского излучения, подобны процессам, происходящим при генерации излучения в голографическом корреляционном лазере [26, 27]. Спектр рассеяния индивидуального электрона, связанного в атоме при облучении его внешней волной с частотой ν в направлении угла $\varphi = 2\theta$ состоит из широкой некогерентной комптоновской линии и узкой монохроматической линии, амплитуда которой пропорциональна фактору атомного рассеяния и величине β . Рэлеевское когерентное рассеяние при выполнении условия брэгговской дифракции

образует слабое управляющее поле, обеспечивая условие резонансной флуоресценции. Согласно теории формирования спектра резонансной флуоресценции, его ширина и форма зависят от ширины и формы спектра управляющего поля – в нашем случае рэлеевской линии, амплитуда которой определяется частотой Рабби [28]. Последняя пропорциональна произведению амплитуд рассеиваемой волны на дипольный момент рассеивателя и определяется структурным фактором. Обратим внимание на то, что брэгговское рассеяние происходит по механизму формирования изображения голографическим лазером, в котором активная среда образована центрами с широким спектром рассеяния. Это позволяет сделать выводы о возможности наблюдения новых эффектов при брэгговской дифракции. Так, например, из условия (9) следует, что брэгговская дифракция может происходить не только на длине волны λ , но и во всем спектре длин волн комптоновского рассеяния. Контраст комптоновской "некогерентной части" брэгговского рассеяния определяется величиной α_0 и соотношением между шириной комптоновского спектра и шириной кривой качания. Кроме того, величина λ'_e в формуле (9) зависит от энергии связи электрона, и, следовательно, рассеяние различных электронов в атоме некогерентно между собой при $\lambda \neq \lambda'$. Это означает, что рассматриваемый эффект может наблюдаться при рассеянии жесткого излучения на кристаллах легких элементов. Представляет интерес и исследование дифракции при одновременном выполнении условий Вульфа-Брэгга и условия (7), когда величины θ , d ,

Λ_B связаны соотношениями: $\lambda = \frac{4d}{\Lambda_e}(\Lambda_B - d)$, $\sin \theta = \frac{\lambda}{2d}$

или $2(\Lambda_B - d) = \Lambda_e \sin \theta$. Из проведенного анализа процесса рассеяния жесткого электромагнитного излучения сделаем вывод: с уменьшением длины волны излучения разрешающая способность оптических систем ограничена комптоновским рассеянием, которое определяет длину когерентности рассеянного излучения. Легко показать, что минимальный размер пятна любой преломляющей оптической системы слабо зависит от длины волны; для коротковолнового излучения $\delta \approx \lambda^{1/2}(\Lambda_e z)^{1/4} \geq \lambda^{1/2} \cdot 10^{-2}$ см (при $z \approx 10$ см). Для повышения пространственного разрешения принципиальным является, таким образом, использование когерентного рассеяния, то есть френелевских линз, брэгговской и брэгг-френелевской оптики [29].

II. Эффекты Доплера и Комптона при рассеянии на релятивистских электронах

Экспериментальные исследования рассеяния электромагнитного излучения на релятивистских электронах проводятся в течение длительного времени в связи с возможностью использования этого явления для получения жесткого рентгеновского, гамма излучения и ускорения электронов мощными лазерными пучками. В первой группе экспериментов изучаются характеристики вторичного излучения, получаемого при обратном комптоновском рассеянии лазерных пучков на релятивистских электронах [30]. Используя неоклассическую теорию эффекта Комптона, можно показать, что если в лабораторной системе координат K частота плоской волны распространяющейся в направлении n_0 , противоположном скорости электрона, равна ν ($\nu < \nu_e$), то частоты рассеянного излучения ν_1 , $\nu'_1(\varphi)$ в системе координат электрона K' при $\gamma > 1$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, и частоты ν_{2max} рассеянного излучения в лабораторной системе K равны соответственно:

$$\nu_1 \approx 2\gamma\nu, \nu'_1(\varphi) \approx \frac{2\gamma\nu}{1 + 2\gamma\frac{\nu}{\nu_e}(1 - \cos\varphi)}, \nu_{2max} \approx \frac{4\gamma\nu^2}{1 + \gamma\frac{4\nu}{\nu_e}} \approx 4\gamma\nu^2, \quad (10)$$

(считаем, что $\nu\gamma < \nu_e$). Обратно рассеянное излучение сосредоточено в узком конусе углов $\Delta\theta$ порядка γ^{-1} , величина ν_{2max} соответствует частоте излучения, распространяющегося по направлению скорости электрона. Все выводы относительно спектральных свойств рассеянного излучения, сделанные на основе как неоклассической, так и традиционной фотонной теории комптоновского рассеяния, идентичны и подтверждены экспериментально. Существенно отличаются выводы этих теорий об изменении энергии, как электронов, так и электромагнитного излучения, в зависимости от представления о том, рассеивается ими электромагнитная волна или фотоны. Сечение рассеяния в рамках фотонной гипотезы вычисляется в предположении, что выполняется не только закон сохранения энергии, но и сохраняется число фотонов N , участвующих в рассеянии. В результате такого ad hoc предположения о сохранении частиц, как ошибочно полагают [30], хорошо проверенного в экспериментах по комптоновскому рассеянию, первичная энергия E фотонов в фотонном газе, равная $Nh\nu$, при рассеянии изменяется (увеличивается) в среднем на величину [31]:

$$\Delta E_{ph} = \frac{4}{3}\gamma\sigma_0(h\nu N) \approx \frac{h\nu_{2max}}{3}N\sigma_0. \quad (11)$$

Считается безусловным то, что на эту величину в среднем уменьшится кинетическая энергия электронов. При условии однократного рассеяния только часть электронов, пропорциональная сечению рассеяния σ_0 потеряет максимум кинетической энергии, равный $h\nu_{2\max}$. Большая их часть сохранит прежнюю энергию. Предполагается, что при многократном рассеянии, согласно хорошо известной теории Компанейца [32], в которой постулируется закон сохранения числа фотонов, тормозные кванты света быстро и необратимо увеличивают свою энергию, что становится главной причиной потерь энергии электронов в высокотемпературной плазме [33] и оказывает влияние на кинетику электромагнитного излучения во Вселенной [34]. Экспериментальное исследование влияния обратного комптоновского рассеяния на скорость движения электронов было выполнено в связи с задачей ускорения и модуляции релятивистских электронов. Оказалось, что в соответствии с законами классической электродинамики изменение скорости электронов возможно лишь в ближнем поле рассеянного на неоднородностях поверхности электромагнитного излучения [35]. Эффект влияния ближнего поля рассеянного излучения на скорость электронов используется для модуляции движения быстро летящего пучка электронов [36]. Эти экспериментальные результаты подтверждают выводы неоклассической теории о механизме комптоновского рассеяния и показывают, что необходимо изменить интерпретацию процессов электрон-фотонного рассеяния, что существенно для понимания процессов, происходящих в горячей плазме. Как было показано выше, изменение энергии поля и изменение кинетической энергии электронов может происходить лишь в процессе комптоновского рассеяния волны с частотой ν_1 в связанной с электронами системе координат, где все электроны испытывают давление, определяемое формулой (5), в которой плотность электромагнитной энергии поля в лабораторной системе, равную $W_0 = E_0^2/4\pi$, следует увеличить в $4\gamma^2$ раза. Это эквивалентно увеличению в $4\gamma^2$ раза сечения рассеяния. В результате мы получим (при $\nu_1 < \nu_c$), что среднее изменение (уменьшение) энергии электромагнитного поля ΔE_k будет равно приблизительно:

$$\Delta E_k = \epsilon_1 \frac{h\nu_{2\max}}{3} N\sigma_0 = \epsilon_1 E_{ph}, \quad (12)$$

где $\epsilon_1 = \nu_1/\nu_c$. Эта энергия, которая поглощается электроном, придает ему импульс в направлении ν_0 . Поскольку изменение сечения рассеяния в $4\gamma^2$ раза

приводит к изменению плотности энергии, нельзя считать, что число рассеянных "первичных" квантов $N\sigma_0$ сохраняется в потоке обратно рассеянного излучения, а их энергия возрастает. На самом деле, не энергия отдельных квантов, а плотность потока жесткого гамма излучения ΔE увеличивается до значения, определяемого формулой (11) с коэффициентом $(1-2\epsilon)$ за счет увеличения сечения рассеяния в $4\gamma^2$ раза: $\Delta E\gamma = \Delta E_{ph}(1-2\epsilon)$. Обратим внимание на различие физического смысла значения для ΔE в квантовой и неоклассической теориях. Увеличение потока энергии жесткого рентгеновского излучения при встречном комптоновском рассеянии происходит не за счет эквивалентной потери энергии электронами, предполагаемой в квантовой электродинамике, а за счет изменения сечения рассеяния в системе координат движущегося электрона. Итак, в фотонной теории фотоны приобретают энергию при увеличении частоты, в неоклассической теории энергия в электромагнитном поле уменьшается как с увеличением, так и с уменьшением частоты в результате ее рассеяния и поглощения электронами вне зависимости от направления движения и первоначальной энергии электрона. Уменьшение энергии поля сопровождается как увеличением частоты, так и плотности потока рассеянного излучения и изменением кинетической энергии электронов в плазме на величину ΔE_k . Изменение энергии релятивистских электронов при рассеянии электромагнитного излучения может стать существенным только при очень высокой первоначальной плотности энергии поля. Реальная роль "комptonизации" излучения в кинетике плазмы, оцененная ранее на основе квантовой теории рассеяния, оказывается сильно (в ϵ^{-1} раз) преувеличенной. Из приведенного в настоящей статье анализа следует, что выводы относительно поведения горячей плазмы на основе закона сохранения фотонов при рассеянии на электронах отражают поведение математической модели, а не реального объекта, термодинамического равновесия между электромагнитным излучением и веществом.

III. Установление термодинамического равновесия при рассеянии электромагнитного излучения

Задача об установлении теплового равновесия между излучением и материей является одной из основных в термодинамике. Эта задача была, как полагают, успешно решена работами, выполненными в начале прошлого века Планком, Эйнштейном и другими. В своих исследованиях

они опирались на результаты Дж. Пойтинга, который в 1884 году показал, что электромагнитная энергия \vec{S} распространяется в направлении \vec{n} , определяемом векторным произведением электрического \vec{E} и магнитного \vec{B} полей. Поток электромагнитной

энергии $\vec{p} = \frac{\vec{S}}{c^2}$ стал ассоциироваться с механиче-

ским импульсом, который электромагнитная волна может передать материи. Закон излучения черного тела, открытый Планком, и объяснение фотоэффекта, данное Эйнштейном, привели к "далеко идущему формальному сходству" световых квантов с одноатомным идеальным газом [37]. Был постулирован новый закон сохранения – сохранения числа квантов света, что существенным образом повлияло на все последующие выводы о процессах, происходящих при обмене излучением между телами и на развитие физической теории в целом. Принятие постулата о квантовании электромагнитного поля на основе аналогии газа фотонов с идеальным газом утвердило стремление физиков все явления природы сводить к движению, которое связывалось с тепловой энергией и утвердило доверие ко второму началу термодинамики. Смолуховский, Фейнман, анализируя неудачные попытки создать "вечный двигатель", отмечали однозначную связь между возможностью получения направленного теплового движения и возможностью совершения полезной работы. Такая связь кажется логически неоспоримой, но она является лишь следствием веры в справедливость второго начала термодинамики и не может служить его доказательством. По Смолуховскому, такого рода доказательства – метод "втискивать различные явления, включая электрические и излучение между законами статистической механики" [38]. Обычно, рассматривая задачу об установлении термодинамического равновесия, учитывают обмен энергией между излучением и колебаниями решетки – между мифическим фотонным газом и веществом. В реальности, решающая роль в этом процессе принадлежит электронам, которые переносят как тепловую энергию колебаний атомов вещества, так и электромагнитную. Связанные электроны, благодаря фотоэффекту, обмениваются порциями электромагнитного излучения с внешним полем, создавая излучение, аналогичное излучению одноатомного газа Бозе-Эйнштейна. В связи с тем, что термодинамическое равновесие обеспечивается определенным состоянием реального электронного газа, при анализе условий его осуществления необходимо

учитывать влияние электрических и магнитных полей.

В представлении о фотоэффекте, развитом в третьем разделе, одноатомный идеальный газ фотонов теории излучения черного тела, постулированный Эйнштейном, является газом из фотонных резервуаров вокруг связанных электронов. Термодинамическое равновесие устанавливается при захвате электрона между поглощаемой и излучаемой при захвате электрона веществом энергией. Идеальным "черным телом" при этом является вещество, энергия связи электронов в котором квазипрерывна и простирается до нуля. Итак, в рамках представления о существовании реального пакета электронной плотности, образующей заряд электрона, удастся определить реальный физический смысл фотонного газа Бозе-Эйнштейна. Связанные электроны обмениваются порциями электромагнитного излучения с внешним полем, создавая излучение аналогичное излучению одноатомного газа.

Рассмотрим задачу об установлении электростатического равновесия при условии излучения черного тела. Предполагается, как обычно, что устанавливается равновесие между поглощаемым и излучаемым веществом электромагнитным излучением, при этом с единицы поверхности в секунду

излучается тепловая энергия $w = \frac{2\pi^5(kT)^4}{15c^2h^3}$ [39]. Вся

эта энергия переносится "фотонами" – импульсами электронов, имеющих длину волны де Бройля. Зная закон излучения, можно определить распределение "импульсов" и, следовательно, распределение электронного заряда над поверхностью излучающего и поглощающего тепло тела. Оценим этот заряд, полагая, что средняя частота, на которой происходит излучение энергии, соответствует величине $3kT$. Энергия электрона складывается из кинетической и потенциальной в равной степени, и поэ-

тому средняя частота излучения $\bar{\nu} = \frac{3kT}{2h}$, а средняя

скорость V электронов равна $(3kT/m)^{1/2}$. Импульс излучаемой электромагнитной энергии равен w/c , следовательно, учитывая, что во всех расчетах электродинамики справедливо условие неоклассической теории $de/dm = e/m$, получаем, что эквивалентный среднему импульсу излучения заряд $q = ew/mc^2$. Этот заряд может быть "визуализирован", его можно заставить "работать", поместив в постоянное магнитное поле \vec{B} , направленное вдоль поверхности образца. В этом случае под воздействием силы

Лоренца $F = \frac{q}{c}(\vec{B} \times \vec{V})$ возникнет поток энергии F_c , про-

делав "работу", то есть произойдет выделение дополнительной энергии с коэффициентом полезного

действия $\eta = eV(3kTm)^{1/2} \frac{1}{m^2c^2 + (3kTm)^{1/2}}$. Обычно, рас-

сматривая движение заряженной частицы в магнитном поле, обращают внимание на то, что заряд движется, не изменяя своей кинетической энергии. В условиях динамического равновесия интенсивность излучения черного тела определяется полной скоростью движения зарядов. Дополнительное излучение, возникающее при наличии магнитного поля, требует дополнительного притока тепла. Аналогичные эффекты могут наблюдаться при изменении электрических свойств поверхности [40]. Впервые эффект выделения тепла при движении заряда в магнитном поле наблюдался при изучении осцилляций тока в сверхпроводящих асимметричных субмикронных кольцах [41]. Известно, что в сверхпроводниках при движении электронов тепло не выделяется. Однако, когда напряженность магнитного поля достигает критической величины, в результате флуктуаций, возникают и исчезают области с нормальным сопротивлением. Если выделяющееся тепло отводится – образец охлаждается. Результатом является установление не только теплового равновесия, но и определенного распределения электрических и магнитных полей, что должно учитываться при создании преобразователей энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сторонники полноты современной интерпретации квантовой механики утверждают, что ни одной из существующих альтернативных теорий не удалось, а по убеждению многих не удастся и в будущем, описать или предложить эксперимент, результаты которого отличались бы от предсказываемого квантовой теорией в "копенгагенской интерпретации". Тем не менее попытки создания альтернативных современной квантовой механике теорий предпринимались неоднократно. В настоящей работе показано, что эксперименты, демонстрирующие необходимость ревизии квантовой теории известны и выполняются на протяжении уже 100 лет. К этим экспериментам относятся работы по исследованию явлений когерентного (брэгговского) и некогерентного (комптоновского) рассеяния жесткого рентгеновского излучения и эффекта Доплера (обратного комптоновского эффекта) при рассеянии лазерного

излучения на релятивистских электронах. Такой вывод имеет принципиальное значение, поскольку эффект Комптона до сих пор рассматривается как главный аргумент в пользу фотонной концепции в квантовой механике. Пересмотр теории эффекта Комптона не только ведет к ревизии ряда положений и выводов квантовой механики, но и открывает новые возможности исследования структуры материи. Главным итогом приведенных исследований является вывод об ошибочности квантовых образов элементов материи и особенно электромагнитного излучения, лежащих в основании современной физики. Нужно обратиться к представлению о волновой структуре вещества и последовательно проанализировать следствия новой теории, обращая особое внимание на анализ тех явлений и эффектов, которые предсказывает квантовая механика, но которые кажутся парадоксальными с точки зрения классической физики. В первую очередь следует уделить внимание рассмотрению вопросов квантовой информатики, физики взаимодействия элементарных частиц, физике плазмы, новые результаты можно получить при ревизии теории излучения черного тела, теории когерентного рассеяния излучения, методов рентгеновской оптики.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бройль Л. де.** Избранные труды. – М., 2010. Т. 1.
2. **Глаубер Р. Дж.** УФН. 176, 1342 (2006).
3. **Lamb W.E.** Appl. Phys. B. 60, (1795).
4. **Аристов В.В.** ДАН. 425, 51 (2009).
5. **Aristov V.V.** Electromagnetic radiation, ed. S.O. Bashir, (Croatia: InTech, 2012), p. 107–136.
6. **Hagenbuch K.** Appl. J. Phys. 45, 693 (1977).
7. **Donald Me K. T., Shmakov K.** Phys. Rev. S.T. Accel Beams 2, 121, 301 (1997).
8. **Hnizdo V.** Am. J. Phys. 63, 55 (1997).
9. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теория поля. – М., 1988.
10. **Schwarz H., Hora H.** Appl. Phys. Lett. 15, 11, 349 (1969).
11. **Smith L., Purcell E.** Phys. Rev. 92, 1069 (1953).
12. **Dodd J.N.** Eur. J. Phys. 4, 205 (1983).
13. **Schrodinger E.** Ann. d. Phys. 82, 257 (1927).
14. **Mond Du J.** Rev. Mod. Phys. 5, 1 (1933).
15. **Aristov V.V. et al.** Cryst. Rep. 58, 959 (2013).
16. **Гайтлер В.** Квантовая теория излучения. – М., 1956.
17. **Dirac P.A.** Phys. Roy. Soc. A. 167, 148 (1938).
18. **Ахиезер А.И., Половинин Р.Н.** УФН. 107, 464 (1972).
19. **Аристов В.В.** Тр. XVI Межд. симп. "Нанофизика

- и наноэлектроника" – Н. Новгород, 2012. Т. 2. С. 530–533.
20. **Быков Д.А. et al.** ЖЭТФ. 38,1103 (2010).
 21. **Cooper M.J.** Rep. Prog. Phys. 48, 415 (1985).
 22. **Satanin J.Y.S., Kim C.S.** Phys. Scr. 74, 259 (2006).
 23. **Fano U.** Nuovo Cimento. 12, 154 (1935).
 24. **Уиттекер Э.** История теорий эфира и электричества. – М., 2004. Т. 2 Современные теории. (гл. 6).
 25. **Sarchick E.S., Schappert G.T.** Phys. Rev. D. 1, 2738 (1970).
 26. **Скалли М.О., Зубайри М.С.** Квантовая оптика. – М., 1993.
 27. **Scully M. O.** Phys. Rev.A. 35, 452 (1987).
 28. **Purcell E.M.** Phys. Rev. 69, 681 (1946).
 29. **Erko A.I. et al.** Diffraction X-ray Optics (Bristol: IOP, 1996).
 30. **Арутюнян Ф.Р., Туманян В.А.** УФН. 133, 1 (1964).
 31. **Melrose D.V.** Astr. Space Sci. 10,186 (1971).
 32. **Компанеец А.С.** ЖЭТФ. 31, 876 (1956).
 33. **Марчук Г.И. и др.** УФН. 179,289 (2009).
 34. **Сюняев Р.А.** Физика космоса. Малая энциклопедия / 2 изд. – М., 1986. С. 306.
 35. **Palmer R.V.** Particle Accel. II. 81 (1981).
 36. **Ishikawa R. et al.** J. Appl. Phys. 89, 4065 (2011).
 37. **Einstein A.** Acad. Wiss. Phys. Math. Kl. P.269 (1924).
 38. **Смолуховский М.** УФН. 93, 724 (1967).
 39. **Уиттекер.** История теорий эфира и электричества. Т. 2. Современные теории. – М., 2004. (гл. 3).
 40. **Rudakov V.F. et al.** Microelectr. Ing. 93, 11 (2012).
 41. **Дубонос С.В. и др.** Письма в ЖЭТФ. 77, 349 (2013).

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА РЕАЛЬНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

► **В.В.Аристов**
ИПТМ РАН

Сформулированы основные принципы новой квантовой теории, базирующейся на представлении о существовании реальных встречных сферических волн электронной плотности, при интерференции которых образуется элементарный заряд. В основу теории положены экспериментальные исследования по комптоновскому рассеянию и идеи о наличии "скрытых параметров", определяющих свойства квантовых объектов, обсуждавшихся на протяжении многих десятилетий различными авторами. Показано, что гносеологические проблемы и трудности современной квантовой теории обусловлены выбором системы координат, описывающих движение волн электронной плотности. Обсуждается физический смысл уравнений Шредингера и "скрытых параметров", определяющих свойства квантовых объектов. Приведены примеры новой интерпретации известных решений уравнений квантовой механики, в том числе новая модель строения атома. Предложены эксперименты, в которых подтверждается новая теория.

QUANTUM MECHANICS OF REAL WAVES OF ELECTRON DENSITY

V.V.Aristov
IMT RAS

The basic principles of a novel quantum theory founded on the notion of existence of real spherical waves of electron density converging and diverging at the same point are formulated. The interference of these waves leads to the formation of an elementary charge. The theory is based on the experimental studies of the Compton scattering and the idea of existence of "hidden parameters" which determine the properties of quantum objects. The theory and the idea have been discussed by many authors for several decades. It is shown that gnosiological and modern quantum theory problems are connected with the choice of a coordinate system to describe the motion of electron density waves. The physical sense of the Schroedinger equations and "hidden parameters" determining the properties of quantum objects is discussed. Examples are given for the novel interpretation of the solutions of well-known equations of quantum mechanics, the new model of an atom structure included. Experiments are proposed which could substantiate the novel theory.

РАСКРЫТИЕ ОБЩЕЙ СВЯЗИ МЕЖДУ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ В СРЕДАХ И ПЕРЕМЕЩЕНИЯМИ ИХ ЧАСТИЦ, НЕЗАВИСИМО ОТ ЧАСТНЫХ ФОРМ ДВИЖЕНИЙ, ДОЛЖНО ДАТЬ ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗ ИЗВЕСТНЫХ ЗАКОНОВ ДВИЖЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ТЕЛЕ ВЫВОДИТЬ ЗАКЛЮЧЕНИЯ О РОДЕ ДВИЖЕНИЙ ЕГО ЧАСТИЦ. ЗАДАЧИ ПОДОБНОГО РОДА ИМЕЮТ ВАЖНОСТЬ В ВИДУ СТРЕМЛЕНИЯ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ СВОДИТЬ ВСЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИРОДЫ НА ЯВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ.

Н. Умов. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ТЕЛАХ. ОДЕССА, 1874

СФЕРИЧЕСКИЙ ПАКЕТ ВОЛН, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ ЛОКАЛИЗАЦИЮ ЭЛЕКТРОНА

В 1923 году де Бройль предположил, что с электроном, движущимся со скоростью $V = \beta c$ связана система колебаний во всем пространстве. Эти волны обладают релятивистской энергией $w = mc^2 / (1 - \beta^2)^{1/2}$, импульсом $p = mV / (1 - \beta^2)^{1/2}$ и частотой $\nu = w/h$. Их распространение описывается волновой функцией $\Psi = \exp 2\pi i (wt + pr) / h$, подчиняющейся уравнению Клейна-Гордона:

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2 \Psi(r, t)}{dt^2} - \nabla^2 \Psi(r, t) + 4\pi^2 \Lambda_e^{-2} \Psi(r, t) = 0, \quad (1)$$

где $\Lambda_e = h/mc = c/v_e = 2,42 \cdot 10^{-10}$ см – комптоновская длина волны, $p = h/\Lambda_b$, $\Lambda_b^{-1} = mVh^{-1}(1 - \beta^2)^{-1/2}$ – длина волны де Бройля. Так было положено начало поиска причин или "скрытых параметров", вызывающих появление необычных с точки зрения классической физики свойств материи. Это предложение обсуждалось на протяжении длительного времени, но представление о волне-пилоте не привело к утверждению о причинности событий, описываемых теорией. Считается доказанным, что скрытые параметры отсутствуют, а волна де Бройля распространяется не в реальном, а в абстрактном конфигурационном пространстве. Это требует редукции, коллапса волновой функции для определения положения частицы и приводит в конечном итоге к философской концепции копенгагенской школы – ее принципам неопределенности и дополненности. Отказ от классического идеала причинности заставил физиков пересмотреть взгляд на реальность, что на целое столетие определило представления о строении микро- и макромира. Квантовая механика утвердилась как теория, наиболее полно отражающая явления природы, несмотря на серьезную критику в ее адрес со стороны различных ученых, включая Эйнштейна, Шредингера и др. Многие выводы квантовой механики парадоксальны, однако они обычно оправдываются наличием "бесчисленных опытов", в которых под-

тверждаются "квантовые образы" [1]. Убежденность в отсутствии "скрытых параметров", определяющих свойства квантовых объектов, оказалась наиболее привлекательным ее качеством, что привело к развитию целых направлений. Хорошо известно, например, что результатом обсуждения "парадокса кота Шредингера" явилось развитие квантовой информатики. Ее более чем скромные практические успехи на фоне теоретических предсказаний и усилий, предпринятых сотнями ученых различных стран, свидетельствуют о том, что пора, по выражению Дж. Белла, кричать "проснитесь" в связи с массовым заблуждением относительно реальности квантовых вычислений и нереальности квантовых объектов. До настоящего времени альтернативные теории описания явлений микромира, такие как "полуклассическая", или "неоклассическая" теория, теория "скрытых параметров" и другие, рассматриваются лишь как теории, позволяющие прояснить физический смысл некоторых явлений [2]. Характерным для квантовой физики является ее построение по принципу теории эпиклов Птолемея, когда возникающие парадоксы "устраняются" путем принятия новых постулатов и правил поведения объектов наблюдения для подгонки под догматы Веры [3]. У Птолемея догматическим условием была вера в то, что Земля является центром Вселенной. Догматы квантовой теории были узаконены "анзац"-теоремой фон Неймана, в которой путем математических построений доказывается, что никакой причинной теорией со скрытыми параметрами невозможно учесть квантовые явления, что квантовая механика дает окончательное и полное их описание. "Если задуматься над теорией фон Неймана, то становится ясно, что за ней скрыта чрезмерная претензия – средствами самой теории доказать, что принцип, на котором она основана, окончателен и... суть предел человеческого познания" [4].

Несостоятельность этих претензий видна на примере многочисленных парадоксов, известных в квантовой электродинамике, и, прежде всего,

на примере описания явлений рассеяния рентгеновского излучения, некогерентного (комптоновского) и когерентного (рэлеевского и брэгговского) [5]. Парадоксальность теории некогерентного рассеяния рентгеновского излучения, данная Комптоном, была очевидна с самого начала. Бор, Крамере и Слейтер, а также Шредингер и многие другие авторы предлагали свои варианты объяснения эффекта Комптона [6], но после того как вопреки логике и законам классической физики были приняты квантовые правила рассеяния электромагнитного излучения свободными электронами и атомами, эффект Комптона стал считаться основным эффектом, подтверждающим как квантовую теорию, так и фотонную концепцию строения электромагнитной волны [7]. Недавно нами было теоретически и экспериментально показано, что эффект Комптона допускает отличную от общепринятой интерпретацию. Более того, было показано, что соотношения интенсивностей когерентного и некогерентного рассеяния рентгеновского излучения могут значительно (в разы!) отличаться от табличных [8], то есть действующая теория не верна.

В настоящей работе на основе анализа многочисленных экспериментальных и теоретических исследований рассеяния электромагнитного излучения свободными и связанными электронами, проведенных различными авторами, предлагается новая интерпретация уравнений квантовой механики, включающая в себя представление о реальной волновой пространственной структуре электрона. Приведены некоторые следствия новой интерпретации решения волновых уравнений.

Постулируя связь "периодического процесса, происходящего во всем пространстве с электроном в целом", де Бройль предполагал, что "все происходит так, как если бы электрон представлялся суперпозицией, сходящейся и расходящейся со скоростью света и частотой $\nu_e = mc^2/h$ волн" [9]. К идее представить электронную волну как стоячую сферическую волну электронной плотности возвращались впоследствии и другие авторы [10]. Тем не менее, в квантовой механике утвердилось предположение о том, что электрон является точечной частицей, а плотность электрического заряда не представляет собой действительное распределение зарядов внутри протяженного электрона, но является "некоторым средним образом возможных локализаций электрона" [2]. Согласно этим представлениям, пакет вероятности для движущегося электрона в волновой механике с одной функцией в момент времени t имеет вид:

$$F(r,t) = a \exp \frac{(x - V_x t)^2 + (y - V_y t)^2 + (z - V_z t)^2}{2\sigma^2} \times \exp \frac{2\pi i}{h} (wt - m(V_x x + V_y y + V_z z)), \quad (2)$$

где a – некоторая амплитуда, V_i – компоненты скорости. Величина σ , определяющая размер пакета волн, предполагается меньше длины волны де Бройля Λ_b . Понятие о сферическом пакете используется в квантовой механике для вычисления плотности тока вероятности. В ряде исследований утверждалось, что реальный размер электрона пренебрежимо мал (радиус менее 10^{-20} см) [11]. Вопрос о реальном распределении заряда элементарного электрона практически не обсуждается, хотя еще в ранних работах Комптона было показано, что размер "ядра" электрона должен иметь величину порядка 10^{-10} см [12], сравнимый с Λ_e . Удивительно, но до последнего времени не обращали внимания на то, что форма спектров некогерентного рассеяния жесткого рентгеновского излучения соответствует спектру рассеяния электромагнитной волны на распределении электронной плотности, имеющей вид $\left(\frac{\sin(\pi R)}{\pi R}\right)^2$, где $R = r/\Lambda_e$ [5, 13]. Анализ лите-

ратурных данных, проведенные нами измерения спектров рассеяния синхротронного излучения на кристаллах кремния и углерода показали следующее: можно считать, что сферический волновой пакет, образующий элементарный электрон $F(r, t)$, формируется интерференцией двух встречных сферических волн Ψ_+ и Ψ_- , движущихся со скоростью света и сходящихся в точке r с частотой $\nu_e/2$, то есть $\Psi_{\pm} = (\pi R)^{-1} \exp \pi i (\nu_e t \pm R)$, коэффициент $(\pi R)^{-1}$ определяется из условия нормировки функции $F(r, t)$. При движении электрона со скоростью V необходимо r заменить на $r - Vt(1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\nu_e t$ на $\nu_e t(1 - \beta^2)^{-1/2}$. Мы учитываем, что колебания происходят в движущейся системе координат, так что время в этой системе отсчета t' и время в лабораторной системе t связаны соотношением $t = t'(1 - \beta^2)^{1/2}$.

* Еще в 1973 году де Бройль, говоря об истинных основах волновой механики, писал: "Моей основной идеей было перенесение на все частицы принципа сосуществования волн и частиц, открытого Эйнштейном в 1905 году для случая света и фотонов. Опираясь на прозрачные идеи классической физики, я попытался представить реальную физическую волну как носителя очень малых объектов, локализованных в пространстве в любой момент времени. Мне думалось, что это можно было сделать

Таким образом, перемещение электрона можно определять не волной вероятности, а изменением в распределении фазовой неоднородности во встречных сферических волнах. При таком понимании этого явления электронной волной де Бройля следует считать реальную стоячую волну электронной плотности, амплитуда которой пропорциональна квадрату полуразности волн Ψ_{\pm} : $F(r,t) \sim ((\Psi_{+} - \Psi_{-})/2)^2$. С учетом сказанного, в лабораторной системе координат функция $F(r,t)$ определяется выражением:

$$F(r,t) = \frac{F_0}{(1-\beta^2)^{1/2}} \left(\frac{\sin(\pi R')}{\pi R'} \right)^2 \exp\left(2\pi i \frac{wt}{h}\right), \quad (3)$$

где $F_0 = e/\Lambda_e$, $\int_{-\infty}^{\infty} F(r,0) dr = e$, e - заряд электрона,

$R' = R - Vt/\Lambda_e(1-\beta^2)^{1/2}$. Найденный нами вид волнового пакета радикально отличается от постулированного в теории пакета вероятности^{**}, но уравнения квантовой механики, несмотря на это, достаточно правдоподобно описывают реальные явления, происходящие в микромире по следующей причине: пространственные колебания при движении резонанса $\text{sinc}^2(\pi R')$ происходят синхронно с временными колебаниями с частотой ν , поэтому естественной оказывается замена переменных Vt на Vt/c в аргументе функции (3). В результате этой замены и появляется представление о волне вероятности, переносимой точечную частицу с импульсом p с фазовой скоростью c^2/V и частотой $w/h = \nu'_e$, описываемой уравнением (1). Сделав еще замену переменных в первом слагаемом функции R' , то есть записав $r/\Lambda_e = mc^2t/h = \nu'_e t$, мы увидим, что электрон распространяется, проходя состояния рождения и унич-

тожения частицы и античастицы, является следствием того, что резонанс $\text{sinc}^2(\pi R')$ может быть представлен как $(2 - (\exp 2\pi i R' + \exp -2\pi i R')) / (2\pi R')^2$ [14].

И в самом деле, заменив дополнительно сферические волны Ψ_{\pm} плоскими и отбросив слагаемое $2\exp(\pi i w/h)$, мы реальное распределение электронной плотности, описываемое функцией (3), сводим

к комбинации плоских волн $\Psi'_{\pm} = \exp\frac{2\pi i}{h}(wt \pm (\epsilon_0 t - pr))$,

$\epsilon_0 = mc^2$. Волновые уравнения для функций Ψ'_{\pm} являются уравнениями для спиновых волн в теории Дирака. Их комбинация приводит к уравнению Клейна - Гордона. Ниже будет показано, что в этих уравнениях $\epsilon_0 = mc^2(1-\beta^2)^{1/2}$. Это является следствием того обстоятельства, что при замене переменных нужно учесть множитель t/t' . Обратим внимание на то, что в теории Дирака волны Ψ'_{\pm} описывают состояния с положительной и отрицательной энергией покоя [14]. На самом деле, знак (\pm) указывает на направление распространения встречных интерферирующих волн, а появление античастицы в теории Дирака вызвано заменой пространственной координаты на время. Переход из координатного пространства в конфигурационное, сделанный при создании квантовой теории, привел к исчезновению точной координаты частицы в состоянии покоя: считается, что в состоянии покоя электрон представлен во всем пространстве колебаниями с частотой ν'_e . Этот прием упрощает уравнения движения, но искажает физический смысл происходящих явлений. Реальные волны, описывающие движение электрона, являются сферическими, а не плоскими, как предполагается в квантовой физике. Все эти факторы не могут не отражаться на интерпретации полученных решений.

Итак, мы показали, что известные уравнения квантовой механики отражают процесс распространения реального пакета волн, но физический смысл параметров, характеризующих его распространение, искажен. Проанализируем влияние такой замены переменных при интерпретации получаемых решений на примерах описания движения свободного электрона, а также электрона, помещенного в центральное поле атома.

УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ВОЛНЫ

Уравнение движения частицы в квантовой механике выводится из условия эквивалентности принципов Ферма в оптике и наименьшего действия

двумя способами. Первый из них, который в обычном изложении сейчас почти не применяется и который, тем не менее, в настоящее время я считаю наиболее глубоким, был кратко рассмотрен в одной из моих заметок 1923 года и развит в первой главе моей докторской диссертации. Он опирался на различия в релятивистских трансформационных свойствах частоты волны и частоты часов. Допуская, что частица характеризуется внутренними колебаниями, в силу чего можно рассматривать ее как некие часы бесконечно малых размеров, я предположил, что эти часы движутся вместе с волной, и что их внутренние колебания всегда находятся в фазе с колебаниями волны. Это и есть постулат согласованности фаз" [9] [Вид. автором].

** Отметим, что распределение заряда, описанное формулой (3), приводит к выражению для электромагнитной энергии элементарного электрона $U = e^2/\Lambda_e = amc^2$, $a = e^2/c$. При этом $F_0 = U/e = mc^2 a/e$.

в механике. Уравнение фазовых поверхностей волн де Бройля определяет траекторию частицы, что ведет к превращению волны, описывающей ее движение, в волну вероятности и появлению в уравнениях движения мнимой единицы. Выше мы показали, как заменой переменных реальный пакет волн превращается в волну вероятности, а электрон становится точечной частицей, "встроенной" в эту волну. Такой прием позволяет "устранить" реальные колебания электронной плотности и упростить тем самым решение проблемы их синхронизации с временными осцилляциями при движении электронной волны, но ведет к потере физического смысла процесса движения заряда.

Найденный нами вид реальной волны электронной плотности элементарного электрона дает возможность уточнить получаемые решения и обсудить правильность их интерпретации. Перейдем в лабораторную систему координат и заменим $\pm r/\Lambda_e$ на $v_e t$ и Vt на Vr/c . В этом случае неоднородные колебания волны электронной плотности, описывающей движение электрона, представляют собой интерференционную картину, образованную встречными волнами с частотой $(\omega \pm \epsilon_e)/2\hbar$, имею-

щими длину $\Lambda_{B\pm}^{-1} = \frac{mV}{2\hbar(1-\beta^2)^{1/2}}$ и соответствующие низ-

кочастотные колебания с $\nu_{B\pm} = V/\Lambda_B = \epsilon_{\pm}/\hbar$. В результате интерференции встречных волн длина волны неоднородного возмущения уменьшается вдвое и становится равна длине волны де Бройля $\Lambda_B^{-1} = 2\Lambda_{B\pm}^{-1}$. Учитывая постулат де Бройля о "согласованности фаз" в волне F, получаем, что при движении электрона выполняется условие^{*}:

$$\frac{\omega}{2\hbar} - \frac{v_e t}{2t} = \nu_{B\pm}, \quad (4)$$

где $\nu_{B\pm}$ - частота колебаний волны. Коэффициент во втором слагаемом учитывает синхронизацию частот колебаний. Низкочастотные колебания частицы ν_B равны $\nu_{B\pm}$, $p = \hbar/\Lambda_B$ - релятивистский

импульс частицы, $\epsilon = \hbar\nu_B = \frac{mV^2}{2(1-\beta)^{1/2}}$ - кинетическая

энергия электрона. С движущейся частицей связана волна де Бройля, распространяющаяся с фазовой скоростью $\epsilon/p = V/2$ и частотой ν_B . Учитывая сказанное выше о форме пакета волн, характери-

зующих движущийся электрон, можно утверждать, что его движение описывается перемещением резонанса с фазовой скоростью $V/2$ из точки r_0 при $t=0$ в точку $r = r_0 - Vt$ волновым уравнением для функции $Y(r_0 - V(t, t)) = (r_0 - Vt)Y_0(r, t)$, где

$$\Psi(r, t) = \exp 2\pi i \left(-\nu_B t - \left(\frac{mVr}{\hbar(1-\beta^2)^{1/2}} \right) \right).$$

Это уравнение сводится к уравнению Шредингера:

$$\left(\frac{V}{2}\right)^{-2} \frac{d^2\Psi}{dt^2} = \nabla^2\Psi \text{ или } \frac{-2mi}{\hbar} \frac{d\Psi}{dt} = \nabla^2\Psi. \quad (5)$$

Обратим внимание на то, что стандартное уравнение Шредингера, описывающее движение квантовой частицы, получено нами непосредственно из волнового уравнения. При его выводе мы сделали замену переменных, в результате которой вместо резонанса, образованного интерференцией двух встречных сферических волн, появилась частица, встроенная в плоскую волну. При однократном дифференцировании по времени волновое уравнение становится подобным уравнению движения частицы, но в уравнении появляется мнимый коэффициент, происхождение которого считается обязательным характеру поведения квантовых частиц. Также безусловно утверждение о том, что уравнение Шредингера полно описывает поведение квантовых систем. Мы видим, что это неверно. Резонанс - волна де Бройля - формируется из возбужденных, распространяющихся во встречных сферических волнах со скоростью V . При таком понимании смысла волнового уравнения, его решение необходимо искать для функций

$$\Psi''_{0\pm} = \frac{\pi\Gamma}{\Lambda_B} \Psi''_{\pm} = \exp 2\pi i \left(-\nu_{B\pm} t \pm \left(\frac{mVr}{2\hbar(1-\beta^2)^{1/2}} \right) \right)$$

при скорости движения резонансов равной V и $r = r_0 - Vt$. Итак, движение электрона описывается двумя уравнениями, аналогичными уравнению (5), которые определяют перемещения фазовых неоднородностей встречных волн, вызывающих движение волнового пакета

$$\left(\frac{1}{V}\right)^2 \frac{\partial^2 \Psi''_{0\pm}}{\partial t^2} = \nabla^2 \Psi''_{0\pm}. \quad (6)$$

Учтем, что функции Ψ''_{\pm} при движении определяются параметром $R'' = \frac{r_0}{\Lambda_B} - \frac{Vt'}{\Lambda_B} = R - \frac{pr}{\hbar}$, поэтому решением модифицированного уравнения Шредингера является функция:

$$F_1 \sim \left(\frac{\Psi''_+ - \Psi''_-}{2} \right)^2 |\Psi|^2 = F_1 |\Psi|^2 \left(\frac{\sin(\pi R'')}{\pi R''} \right)^2 \exp(-4\pi i \nu_B t). \quad (7)$$

* Это условие отражает действительный физический смысл релятивистского соотношения между энергией и импульсом частицы.

Функция Ψ определяет вклад каждого элемента заряда электронного облака в формирование резонанса, поэтому $\int |\Psi|^2 dv = 1$. F_1 нормируется на длину волны де Бройля так же, как функция $F(R')$ на комптоновскую длину волны Λ_e . При этом выполняется релятивистское условие, эквивалентное условию (4):

$$(1 - \beta^2)^{-1} \Lambda_e^{-2} = \Lambda_e^{-2} + \Lambda_B^{-2}. \quad \text{Окончательно: } F_1 = \frac{\Lambda_e}{\Lambda_B} = \frac{P}{mc}.$$

Решением как уравнения (5), так и уравнения (6)

$$\text{является: } 2v_B h = \frac{mV^2}{(1 - \beta)^{1/2}}. \quad \text{При наличии силовых полей,}$$

действующих на электрон, необходимо решать уравнение (5), из него находить значения P и Λ_B для записи решения уравнения Шредингера в форме уравнения (7). Функция F_1 описывает низкочастотную составляющую интерференции двух встречных волн, формирующих электронную стоячую волну, то есть она определяет распространение электромагнитной энергии в электронном пакете, а уравнение Шредингера в нашей интерпретации с учетом замечания о постулате де Бройля "о согласовании фаз" описывает распространение импульса электрона или связанной с электроном сферической волны (фотона)^{*}. Основной задачей при решении уравнения Шредингера в принятой интерпретации квантовой механики считается нахождение пространственной плотности электрического заряда, которая предполагается равной модулю квадрата волновой функции Ψ , то есть определяется плотность вероятности того, что электрон находится в объеме $dV = dx dy dz$. Согласно нашей интерпретации уравнения движения заряда в квантовой механике, его распространение описывается квадратом полуразности сопряженных решений уравнения (6). При этом функция $|\Psi|^2$ определяет долю электронной плотности волны, соответствующей тому или иному значению импульса p_i . Это означает, что объему $|\Psi|^2 dV_i$ соответствует часть массы и заряда электрона, пропорциональные $\Delta m_i = \beta'_i m$ и $\Delta q_i = \beta'_i e$, $\beta'_i = p_i / c$. Изменение понимания смысла волновых уравнений приводит к изменению интерпретации многих известных решений квантовой механики.

^{*} Здесь уместно напомнить о предложении де Бройля считать фотон состоящим из корпускулы с нулевой собственной массой, сопровождаемый антикорпускулой в том же смысле, что и в теории Дирака.

В стандартной интерпретации квантовой механики уравнение движения резонанса в стоячей сферической волне замещено на уравнение плоской волны вероятности, в которой импульс электрона определяет поверхность постоянной фазы. В таком понимании локализация при движении свободного электрона происходит в результате скачка системы в собственное состояние той переменной, измерение которой проводилось (скачок Дирака). Необходимость присутствия квантового скачка для перехода от возможности наблюдения к действительности породила продолжающиеся до настоящего времени дискуссии о проблеме свободы воли в квантовой механике [15]. Мы показали, что эта проблема возникает из-за изменения физического смысла уравнения движения электронной волны, вызванного кажущейся безобидной заменой переменных. На самом деле, никакого скачка нет, локализация положения электрона определяется реальным сферическим пакетом волн ((3) или (7)), параметры которого рассчитываются волновыми уравнениями квантовой механики. Представление о существовании пакета волн электронной плотности может быть получено не только на основе экспериментальных данных, но и путем анализа уравнений движения точечного заряда классической электродинамики. Такой анализ позволяет придать уравнениям квантовой механики, приведенным в настоящей работе, ясный физический смысл.

3. О ФИЗИЧЕСКОМ СМЫСЛЕ УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА

Обычно предполагается, что движение квантовых частиц определяется правилами, которые не всегда выводятся из основных законов так, как это имеет место в классической физике, что обуславливает вероятностный смысл уравнений и вызывает трудности в интерпретации получаемых результатов. На самом деле, уравнения движения как точечного заряда, так и электронной волны могут быть получены из уравнений движения, известных в классической электродинамике на основе метода, предложенного еще Н. Умовым в 1874 году и развитым позже Пойтингом. Необходимо решить задачу установления общей связи между распределением и движением энергии в средах и перемещениями их частиц независимо от форм движений. Квантовая механика создавалась прежде всего как механика движения электрона и его взаимодействия с другими элементами материи. В основу уравнений движения электрона были положены уравнения теоретической механики. Однако принципиально то, что

электрон – заряженная частица. Кроме того, нужно иметь в виду, что свободный электрон характеризуется колебаниями во всем пространстве с частотой ν_e . Анализируя движение заряженной частицы нужно также иметь в виду, что ее траектория определяется потенциалами Ленарда-Вихерта даже в отсутствии других электромагнитных полей. Эти потенциалы определяют волновое поле с амплитудой $A_x = A_y = A_0$, которое, в свою очередь, задает параметры электрического и магнитного полей в зависимости от скорости V . Инвариантами к преобразованиям Лоренца являются величины $I_1 = E^2 + H^2$ и $I_2 = (EH)$. Это означает, что при равномерном движении заряда кинетическая энергия системы частица-поле сохраняется, при этом связь между параметрами движения определяется из уравнения сил Лоренца (сила радиационного торможения при $V = \text{const}$ равна нулю). Подробный анализ рассматриваемой задачи приведен в публикациях [16, 17]. Ниже мы перечисляем полученные результаты. При колебании заряда в электромагнитном поле в направлении x, y под действием силы Лоренца в поле волны круговой поляризации с частотой ν_0 распространяется поток кинетической

энергии $p_z c = \frac{A^2 e^2}{2mc^2} (1 - \beta^2)^{-1/2}$ в направлении z со скоростью $\beta_1 = \frac{A^2 e^2 c}{(mc^2)^2} \frac{1}{2}$ или $V^2/2c$, где V определяет скорость движения заряда по окружности x, y , $\beta = V/c = \frac{Ae}{mc^2}$.

При равномерном движении электронной волны в электромагнитном поле в направлении Z необходимо, чтобы частота вынужденных колебаний была согласована с частотой собственных квантовых колебаний $\nu_0 = \nu_B$. В этом случае движение кинетической энергии можно охарактеризовать уравнением:

$$p_z c = \frac{A^2 e^2}{2mc^2 \sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{Ee^2}{8\pi^2 \nu_0 m (1 - \beta^2)} = \frac{\beta^2 \nu_e'}{2} h = \nu_B h, \quad (8)$$

где $E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$, $A = A_0 \exp 2\pi \nu_0 t$, $\frac{Ae}{mc^2} = \beta = V/c$ скорость частицы. Мы получаем уже известный результат. Движение электрона сопровождается его колебаниями с частотой ν_B . При отсутствии внешнего поля колебание с частотой ν_B обеспечивается полями Ленарда – Вихерта.

$$\nu_0 = \nu_B = \frac{p^2}{2m} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad p = \frac{mV}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (9)$$

Очевидно, что уравнение (8) является аналогом уравнения Шредингера, но получено оно естественным образом из уравнения, описывающего волновые движения заряда в электромагнитном поле. При этом $\nu_B h = \nu_0 h$ является частотой реальных колебаний, а не частотой волновой функции вероятности.

Поток энергии при $\nu_0 \neq \nu_B$ вызывает дипольное излучение движущегося и колеблющегося под действием поля заряда, которое обычно ошибочно однозначно связывают с колебанием в направлении поля E_{xy} . О том, что дипольное излучение обязано не только колебаниям, но и "дрейфу" электрона, свидетельствует эффект Шварца Хоры [18]. При равномерном движении $\nu_0 = \nu_B$ электрон не теряет энергию и не излучает, следовательно, весь поток энергии p_z обусловлен перемещением частицы. Электромагнитное поле и движущийся электрон находятся в термодинамическом равновесии, если выполняется условие (8), связывающее амплитуду колебаний с частотой. Энергия частицы $\nu_B h$ соответствует энергии фотона с частотой $\nu_0 = \nu_B$.

Итак, уравнение Шредингера является уравнением, описывающим движение импульса электронной волны, но не вероятности его положения. Движение электронной волны автоматически сопровождается квантованием электромагнитного поля.

Одним из наиболее значимых выводов квантовой механики является вывод о строении атома водорода. Эта задача оставалась приоритетной на всех этапах развития теории и поэтому к обсуждению модели строения простейшего атома обращались Бор, Шредингер, Дирак и мн. др. Тем не менее общее впечатление от обсуждаемых моделей остается далеко не удовлетворительным. Де Бройль, например, писал, что "описание (орбит Бора) слишком подробное и искусственное не соответствует никакой физической реальности и только энергия стационарных состояний, которую в конце концов дает вся эта квантовая небесная механика, имеет реальный смысл". Рассмотрим задачу о строении атома водорода, используя изложенную выше интерпретацию волновых уравнений квантовой механики.

4. ЭЛЕКТРОН В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПОЛЕ АТОМА

Из формулы (3) следует, что решение задачи, поставленной в заголовке раздела сводится к обычной, решаемой в квантовой механике при помощи следующих рассуждений. Радиальное распределение плотности заряда в элементарном электроне

определяется функцией $F(R')$. Помещение в центр электронной волны положительного заряда Z приводит к тому, что на каждый элемент электронного

облака $de dr r^2 d\Omega F(R')$ действует сила $f = \frac{Ze}{r^2} de$, экви-

валентная той, которая действовала бы на точечный электрон в каждой точке, поскольку распределение электронной плотности в волновом пакете элементарного заряда таково, что в любом элементе объема dV отношение de/dm равно отношению e/m . Формально рассматриваемая задача, таким образом, тождественна задаче, решавшейся ранее, но интерпретацию этого решения следует изменить используя полуклассическую (неоклассическую) теорию Шредингера для вычисления взаимодействия протяженного заряда электрона с электрическими и магнитными полями [19]. Функция Шредингера в нашем случае описывает не движение частицы, а положение резонанса, наведенного полем атома, то есть волновая функция $\Psi(x, y, z)$ в уравнении (5) должна рассматриваться как функция, модуль квадрата которой определяет вклад каждого элемента электронного облака с зарядом de и массой dm в формирование резонанса в точке (x, y, z) . При таком понимании физического смысла уравнения Шредингера нормировка волновой функции $\Psi(x, y, z)$ должна оставаться обычной для квантовой теории, но функция F_1 дополнительно нормируется, как указывалось выше, на величину $\beta = p_1/mc$.

Решение стационарного модифицированного уравнения Шредингера (6) с потенциальной энергией электрона $U = -Ze^2/r$ в поле ядра атома необходимо искать в виде функции $\Psi_{\pm} = \Psi(r)\varphi_{\pm}(t)$, где

$$\varphi_{\pm}(t) = \exp 2\pi i \left(\frac{\epsilon t}{h} \pm \frac{a - Vt}{2a} \right), \quad \Psi(r) = \frac{\pi(a-r)}{a} \Psi_0(r), \quad \text{где}$$

$2\pi a = \hbar^2/mc^2 z$ – радиус "орбиты" или длина волны де Бройля, $r = Vt$. Функция φ_{\pm} определяет не только величину ϵ , как принято считать, но и распределение фаз во встречных сферических волнах, формирующих интерференционную картину стоячих волн. Распределение амплитуды – функция Ψ , энергии $\epsilon/2\pi = -Z^2 me^4/2\hbar$ и импульса $p_1 = (2m\epsilon)^{1/2}$, $\beta = p_1/mc$ определяется из решения уравнения Шредингера (5), которое сводится к обычно решаемому в квантовой физике стационарному уравнению для определения величины ϵ и функции $\Psi(r)$. Для $1s$ состояния $|\Psi| = k \exp -r/a$, $k^2 = a^3 \pi$. Согласно нашей интерпретации физического смысла решения уравнения Шредингера, низкочастотная составляющая распре-

деления электронной плотности элементарного электрона в атоме описывается выражением:

$$F_1 = \beta k^2 \exp\left(\frac{-2r}{a}\right) \frac{\sin^2 \pi \left(1 - \frac{r}{a}\right)}{\left[\pi \left(1 - \frac{r}{a}\right)\right]^2} \exp\left(4\pi \frac{\epsilon_i}{h} t\right). \quad (10)$$

Основная часть заряда электрона $e' = e(1-\beta)$, $m' = m(1-\beta)$ сохраняет структуру свободного электрона с центром, совпадающим с положением ядра атома ($r=0$), но частота релятивистских колебаний изменяется и равна $v_e(1-\beta_0^2)^{-1/2}$, где β_0 скорость, с которой в модели Бора электрон движется по орбите и определяется кинетической энергией $(U-E)$. Такой частоте колебаний соответствует период волновой структуры электрона $\Lambda_e' = \Lambda_e(1-\beta_0^2)^{1/2}$. Для водородоподобного атома, $1s$ состояния $\beta_0 = \beta$. Обратим внимание на то, что в нашей модели электрон в атоме не движется по "орбите". В поле атома изменяется частота релятивистских колебаний и электронный заряд перераспределяется для компенсации действия заряда ядра.

Представление о строении атома, возникающее при изменении интерпретации волновых уравнений квантовой механики кардинально отличается от общепринятого, что кажется, на первый взгляд, невероятным. Однако, возвращаясь к оценке "орбитальных" моделей атома данной де Бройлем, отметим, что наша новая модель не противоречит ни одному из экспериментальных результатов. Более того, эксперименты по комптоновскому рассеянию дают возможность сделать выбор в пользу нашей модели атома. Известно, что при комптоновском рассеянии даже в случае атомов тяжелых элементов центр линии некогерентного рассеяния, соответствующий длине волны рассеянной на связанных электронах, смещается не более чем на 1-2% от линии рассеяния на свободном электроне [7]. Этот факт до сих пор не имеет разумного объяснения. Предполагалось [20], что при комптоновском рассеянии электрон мгновенно вылетает из атома, так что энергетическое состояние последнего не изменяется. Электрон при этом сохраняет тот импульс, который он имел в связанном состоянии, что определяет в последующем ширину линии некогерентного рассеяния.

Этот парадокс, названный нами "парадоксом чеширского кота" [21] (кот исчезает, но улыбка остается), теперь легко объясняется. Центр линии некогерентного рассеяния зависит от периода волновой функции Λ_e' , определяющей сферический

пакет, который изменяется незначительно. Экспериментально можно отделить когерентное рассеяние на той части электронной массы, которая определяется волновой функцией Шредингера, от основной, некогерентной, если выполнено условие:

$$\frac{\varepsilon_i}{\hbar} \leq \frac{2v_0^2}{v_e} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (\text{в спектре рассеяния наблюдаются две}$$

линии – комptonовская линия некогерентного рассеяния и линия рэлеевского рассеяния с длиной волны $\lambda' \approx \lambda_0$, здесь $p_0 = c/\lambda_0$, φ – угол рассеяния). Обычно считается, что интенсивность рэлеевской линии при комptonовском рассеянии соответствует той, которую можно вычислить, исходя из измерений когерентного брэгговского рассеяния. Из измерений, выполненных на кристаллах углерода и кремния, следует, что реальные соотношения интенсивностей линий когерентного и некогерентного рассеяний существенно отличаются от предсказываемых в современной теории и соответствуют значениям, указываемым нами. Наши измерения, разумеется носят предварительный характер, но они показывают, что возможны прямые измерения структуры как атомов, так и структуры электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тезис о полноте квантовой механики в так называемой копенгагенской интерпретации не поддерживали ни Эйнштейн, ни де Бройль. Поиск реалистической теории описания квантовых явлений ведется в настоящее время в рамках специальной Европейской программы [22]. Обычно считается, что невозможно создать детерминистическую модель, дающую более детальное описание природы, чем дает ее квантовая механика и невозможно предложить какой-либо эксперимент, который опровергал бы ее предсказания. В настоящей статье такая модель предложена, обсуждена и описаны эксперименты, подтверждающие ее выводы и то, что имеются экспериментальные ситуации, которые стандартная квантовая механика описывает недостаточно точно.

Аналогия между распространением возбуждения электронной сферической волны и распространением электромагнитного излучения в виде фотона с длиной волны λ_v позволяет объяснить особенности дифракции электронов. Каждый фотон, связанный с электроном, возбуждает электромагнитные колебания электронов объекта, на котором он рассеивается, что приводит к эмиссии электронов, как и при фотоэффекте, вызывая образование вторичных дифраги-

рованных электронов (или новых фотонов). Появление дифрагированных электронов определяется вероятностью реализации условий резонанса в том или ином направлении. Задача рассеяния электронов, таким образом, эквивалентна задаче рассеяния света, решаемой в оптике принципом Кирхгофа. При решении дифракционной задачи находится функция вероятности появления рассеянных электронов или фотонов. Эта функция имеет прямой статистический смысл так же, как и в случае обычного рассеяния пучков света, для регистрации которых необходимы фотоэлектроны, то есть поглощение кванта электромагнитной энергии. При рассеянии электронов распределение импульсов в каждом электронном пакете первичного пучка модулируется благодаря взаимодействию со структурой дифракционной решетки (объекта). Возникшее распределение импульсов-фотонов и заряда приводит к появлению вторичных электронов^{*}. Таким образом, известный вопрос о том, через какую щель (или обе сразу) пролетает электрон в эксперименте по дифракции электронов на двух щелях, ответ на который казался многим принципиальным (см. напр.: [3]), теряет смысл.

Полагаем, нам удалось аргументировать необходимость изменения интерпретации волновых уравнений квантовой механики. Смысл этих уравнений искажен при кажущейся безобидной замене переменных в волновой функции, описывающей распределение заряда в элементарном электроне, сделанной при создании квантовой теории. Представляется, что возвращение в теорию реальности происходящих в квантовом мире явлений приведет к изменению нашего представления о строении материи и позволит дать новый импульс исследованиям свойств микро- и макромира. Уместно напомнить, что вопрос о существовании реальной электронной волны, переносящей заряд электрона, ставился еще Томсоном в 1928 году: "Движущийся (в частности, равномерно) электрон всегда сопровождается цугом волн. Эти волны как бы несут его с собой и определяют его путь. Таким образом, движущийся электрон представляет собой значительно

* Возникновение вторичных (дифракционных) электронов так же, как и фотоэлектронов, является статистическим процессом. Можно предположить, что первичные электроны и переносимые ими фотоны возбуждают плазмоны – волны в среде электронной плотности кристалла. Время жизни таких квазичастиц невелико (для поверхностных плазмонов оно составляет 10–15 пс). После этого они превращаются во вторичные электроны.

более сложную вещь, чем простой точечный заряд" (Дж. Дж. Томсон "За пределами электрона").

В заключение еще раз подчеркнем, что вероятностная интерпретация волновых уравнений квантовой механики возникла из-за замены реальных волн материи частицами, размеры которых ничтожно малы. Попытка реалистичного описания движения частиц с помощью скрытых параметров привела к выводу о существовании "квантовой силы", которая в отсутствии других полей влияет на электрон [23]. Аналогичную силу создает "квазиполе" в "модельной квантовой механике" В.А.Котельникова [24]. В нашей модели этой силой (и полем) является сила, удерживающая форму сферической стоячей волны при ее равномерном движении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Скобельцын Д.Б.** Парадоксы квантовой теории эффектов Вавилова-Черенкова и Доплера // УФН. 1977. Т. 122. №2. С. 295-324.
2. **Styer D., Balkin M., Becker K. et al.** Nine formulations of quantum mechanics // Am. J. Phys. 2002. V.70. № 3. P. 288-297.
3. **Jaynes E.T.** Scattering of light by free electrons // Workshop proc. The Electron. 1990. Ed. by A. Weingartshofer. Kluwer Acad. Publisher, Holland 1990.
4. **Лошак Ж.** Эволюция идей Луи де Бройля // Л. де Бройль. Избранные научные труды. В 2-х томах. М.: Логос. 2010. Т. 2. М. С. 297-318.
5. **Aristov V.V.** Neoclassical theory of x-ray scattering by electrons // Electromagnetic radiation/ Ed.S.O.Bashir, Croatia: InTech, 2012. P. 107-136.
6. **Stmad J.** The Compton effect - Schrodinger's treatment // Eur. J. Phys. 1986. V. 7. P. 217-221.
7. **Cooper M.J.** Compton scattering and electron momentum determination // Rep. Prog. Phys. 1985. V. 48. № 4. P. 415-481.
8. **Aristov V.V., Yakunin S.N., Despotuli A.A.** Experimental confirmation of neoclassical Compton scattering theory // Cryst. Rep. 2013. V. 58. № 7. P. 959-962.
9. **Бройль Л. де.** Об истинных основаниях квантовой механики // Л. де Бройль. Избранные научные труды в 2-х т. - М.: Логос. 2010. Т. 2. С. 319-322.
10. **Wolf M.** Beyond the point particle - a wave structure for the electron // Galilean Electrodynamics. 1995. V. 6. № 5. P. 83-91.
11. **Bergmann D.L.** Observation of the properties of physical entities. Shape and size of electron & neutron // Common sense science. <http://CommonSenseScience.org>.
12. **Compton A.H.** The size and shape of the electron // Phys Rev. 1919. V. 14. № 3. P. 247-259.
13. **Аристов В.В.** Рассеяние электромагнитной волны на свободном электроне в полуклассическом приближении // Доклады АН. 2009. Т. 425. № 5. С. 1-3.
14. **Arbab I.A.** A new wave equation of the electron // J. Mod. Phys. 2011. V. 2. P. 1012-1016.
15. **Хоффт Г.** О постулате свободы воли в квантовой механике // Вестник РАН. 2011. Т. 81. № 10. С. 907-912.
16. **M.C. Donald K.T., Schmakov K.** Phys. Rev. S.T. Accel. Beam 1990. V. 2. P. 121.
17. **Hagenbuch H.H. Amer. J. Phys.** 1997. V. 45. P. 693.
18. **Schwarz H., Hora H.** App. Phys. Lett. 1969. V. 15. P. 1449.
19. **Crisp M.D., Jaynes E.T.** Radiative effects in semiclassical theory // Phys. Rev. 1969. V. 179. № 5. P. 1253-1261.
20. **Compton A.H.** Incoherent scattering and the concept of discrete electrons //1935. Phys. Rev. V. 47. P. 367-370.
21. **Аристов В.В.** Неоклассическая теория рассеяния рентгеновского излучения на свободных и слабосвязанных электронах // Нанопизика и нанозлектроника. Тр. XVI межд. симп. 2012. - Н.Новгород: ИФМ РАН. С. 530-533.
22. Memorandum of European Concerted Research Action COST Action MP 1006: Fundamental Problems in Quantum Physics. 2010. Brussels.
23. **Bohm D.** A suggested interpretation in the quantum theory in terms of "Hidden" variables // Phys.Rev. 1952. V. 5. N 2. P. 166-179.
24. **Котельников В.А.** Модельная квантовая механика. Москва. ФИЗМАТЛИТ. 2008.

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТОПОЛОГИИ В ТОЛСТЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ БЕНЗОЦИКЛОБУТЕНА (ВСВ)

► Г.Я.Красников¹, О.П.Гущин¹, П.И.Кузнецов¹, К.С.Есенкин⁴, О.Р.Рубинас¹, Е.С.Горнев¹, П.А.Каширин², Л.А.Колобова², К.В.Руденко³, А.В.Мяконьких³
¹АО "НИИМЭ", ²ОАО "НИИМЭ и Микрон", ³ФТИАН, ⁴АО "ЗНТЦ"

В данной работе исследуются процессы нанесения и травления толстых пленок полимерного материала на базе мономера – бензоциклобутена (ВСВ). Получены высоко равномерные пленки толщиной 26 мкм, достигнута высокая скорость локального, равномерного травления – 1 мкм/мин с помощью технологии реактивно-ионного травления в ICP-реакторе высокоплотной плазмы.

RESEARCH AND DEVELOPMENT OF PROCESSES OF FORMATION OF TOPOLOGY IN THICK FILMS OF BISBENZOCYCLOBUTENE POLYMER (BCB)

G.Ya.Krasnikov¹, O.P.Gushin¹, P.I.Kuznetsov¹, K.S.Esenkin⁴, O.R.Rubinas¹, E.S.Gornev¹, P.A.Kashirin², L.A.Kolobova², K.V.Rudenko³, A.V.Myakonkih³
¹JSC MERI, ²JSC Mikron, ³IPT RAS, ⁴JSC ZNTS

In this paper we investigate the application and etching of thick films bisbenzocyclobutene (BCB). Get high uniform film 26 microns thick, reached a sufficiently high etch rate – 1 μm / min using a reactive ion etching technique to ICP high-density plasma reactor.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие разработок и производства новых поколений СБИС наталкивается, по мере уменьшения минимальных размеров, на проблемы ухудшения динамических параметров, связанных с RC-задержками в металлизации. Уменьшение топологических норм до 90 нм и ниже потребовало перейти от алюминиевой металлизации к медной, с более низким сопротивлением, а также к межуровневому диэлектрику со значительно более низкой диэлектрической проницаемостью, по сравнению с традиционным SiO₂.

В последнее время данную проблему пытаются также решить, в том числе, с помощью применения полимерных слоев органического диэлектрика с низкой диэлектрической проницаемостью, которые можно рассматривать, как перспективные для

замены SiO₂. В частности, для этой цели уже широко используется полиимид. Тем не менее, в качестве межуровневого изоляционного материала полиимид имеет ряд недостатков, основными из которых являются проблемы с механическими свойствами (что сказывается в процессах планаризации), а также его нестабильность к миграции металлов. Так L.S. Loke et al. [1] показали, что Cu⁺-ионы легко проникают в полиимидные материалы.

В связи с этим наблюдается интерес к разработке новых полимерных материалов для тонкопленочных применений. Здесь также одной из движущих сил выступает быстрое развитие технологий 3D-интеграции, которая требует оптимальных физико-химических свойств полимеров, таких как низкий коэффициент термического расширения (КТР) или высокой прочности на разрыв. Одновре-

менно, технологии 3D-интеграции также требуют невысоких температур процессов.

Для применяемого полимера это означает низкую температуру его отверждения, что увеличивает надежность 3D-системы в целом вследствие уменьшения термических стрессов, возникающих в материале стека. Вместе с тем, крайне желательна высокая температура деструкции такого полимера.

В представленной работе, впервые в практике отечественной микроэлектроники, основное внимание было уделено Циклотену 3000, полимеризованному мономеру бензоциклобутена (bisbenzocyclobutene – ВСВ).

Циклотен – достаточно известный материал для применения в пленочных технологиях, прежде всего, как материал с низкой диэлектрической проницаемостью, низким коэффициентом диэлектрических потерь, очень низкой способностью к поглощению влаги, отсутствием газовыделения и отличными механическими свойствами, что дает возможность его использования в качестве межслоевого диэлектрика в многоуровневой металлизации и в 3D-сборках на базе интерпозера. Толщина пленок Циклотена может достигать нескольких десятков микрон.

В нашей работе были проведены исследования формирования однородных по толщине 26 мкм слоев Циклотена 3000 (CYCLOTENE 3022-63, торговое название полимерной композиции, отличающейся повышенной вязкостью) [2]. Рассмотрены зависимости толщины таких пленок от скорости нанесения, изучены вопросы термостабилизации, дающие возможность переводить сформированную пленку в твердую фазу [3], а также изучены процессы формирования заданной топологии в слое ВСВ путем анизотропного реактивно-ионного травления в реакторах высокоплотной плазмы через жесткую маску.

Исследованные и разработанные процессы нанесения и локального травления толстых пленок ВСВ позволили изготовить образцы с сформированными – в пленке толщиной 26 мкм – вертикальными окнами и чистым дном, отвечающие требованиям 3D-сборки.

Таблица 1

Solution Properties	3022-35	3022-46	3022-57	3022-63
Solvent	Mesitylene	Mesitylene	Mesitylene	Mesitylene
Viscosity (cSt @ 25°C)	14	52	259	870
Thickness Range (µm)	1,0–2,4	2,4–5,8	5,7–15,6	9,5–26,0



Рис.1. Установка нанесения и сушки фирмы Brewer Science – модель Cee®200CBX

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Исследование и разработка процессов: формирование заданной топологии в толстых пленках ВСВ со следующими техническими требованиями:

- толщина полимерной пленки ВСВ не менее 26 мкм;
- равномерность нанесения на пластинах диаметром 100, 150 и 200 мм не хуже 3%;
- заданные размеры окон в слоях ВСВ – 100×100 мкм;
- профиль травления окон в пленке ВСВ – вертикальный;
- вытравленное дно окон не должно содержать продуктов переосаждения.

НАНЕСЕНИЕ ТОЛСТЫХ ПЛЕНОК ВСВ И ИХ ТЕРМООБРАБОТКА

Нанесение толстых пленок ВСВ из высоковязкого раствора, с требуемой высокой равномерностью на пластинах диаметром до 200 мм представляет достаточно сложную техническую задачу. Раз-

Таблица 2

	w нанесения, об/мин	t нанесения, °C	w распределения, об/мин	t распределения, °C	A, об/мин
Адгезатор	300	5	3 000	20	3 000
ВСВ	200	10	1 000	20	3 000

ные коммерчески доступные составы композиций Циклотена 3000 указаны в табл.1.

Необходимый нам диапазон толщин пленки (до 26 мкм) определяет выбор композиции CYCLOTENE 3022-63, что задает вязкостные свойства наносимого полимера. Имеющиеся данные по технологии нанесения пленок ВСВ ограничиваются толщиной до 5 мкм [4].

Нанесение и последующая термообработка пластин выполнялись на лабораторной установке для нанесения и сушки фирмы Brewer Science – модели See®200CBX [5]. Установка включает центрифугу и плиту для сушки, управляемые компьютером (рис.1).

Предварительно пластины были обработаны следующим способом:

- проведена химическая отмывка (КАПО+ПАР+ГМО+ПАР);
- нанесен окисел толщиной 300 нм при температуре 975°C.

Основные параметры нанесения представлены в табл.2.

Подача раствора ВСВ проводилась от центра к краю пластины. Установлено, что для формирования однородной по толщине пленки весьма критичны как доза подачи, так и расстояние от узла подачи, имеющего отверстие строго определенного диаметра, до пластины. Нанесенная по данной технологии пленка ВСВ не имеет разрывов и стриаций, а также имеет равномерную толщину по площади. Толщина пленки приведена на рис.2.

Таблица 3

Нагрев с 25 до 100°C		
100°C	15 мин	
Нагрев до 150°C		
150°C	15 мин	
Нагрев до 250°C		
250°C	60 мин	Напуск N ₂

Параметры режима термообработки нанесенной толстой пленки ВСВ указаны в табл.3.

Режимы термообработки выбирались так, чтобы получить достаточную степень отверждения полимера (рис.3). По результатам термообработки в пленке, подвергшейся нагреву до 250°C, визуально не наблюдается морщин, трещин, поверхность нанесенного материала окрашена в один цвет [2]. Вместе с тем, наблюдались единичные локальные дефекты в виде пузырьков (блистеров).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОРОДНОСТИ НАНЕСЕНИЯ ТОЛСТЫХ ПЛЕНОК ВСВ

Для контроля толщины пленки ВСВ и ее однородности, пластина с нанесенным слоем ВСВ была поделена на 11 тестовых образцов. Затем проводились измерения толщин сформированной пленки ВСВ для каждого образца. Было предложено использовать неповреждающую методику контроля при помощи спектрального эллипсометра (J.A.Woollam Co. M2000X, США). Непосредственное применение спектральной эллипсометрии для измерения толщин оказалось невозможным, поскольку при таких толщинах наблюдается потеря состояния поляризации отраженного света. По этой причине однородность исследовалась по методике, основанной на изме-

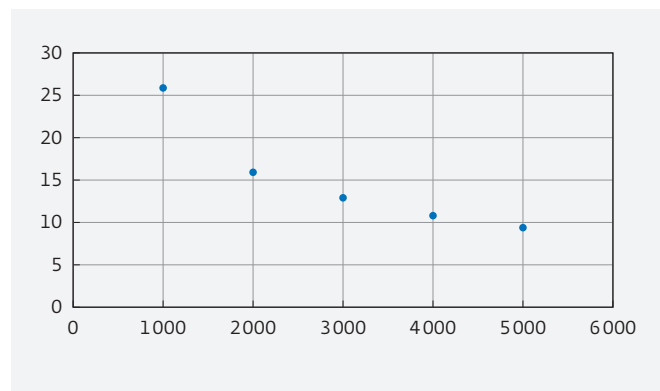


Рис.2. Толщина формируемой плёнки ВСВ (мкм) в зависимости от скорости вращения центрифуги (об/мин)

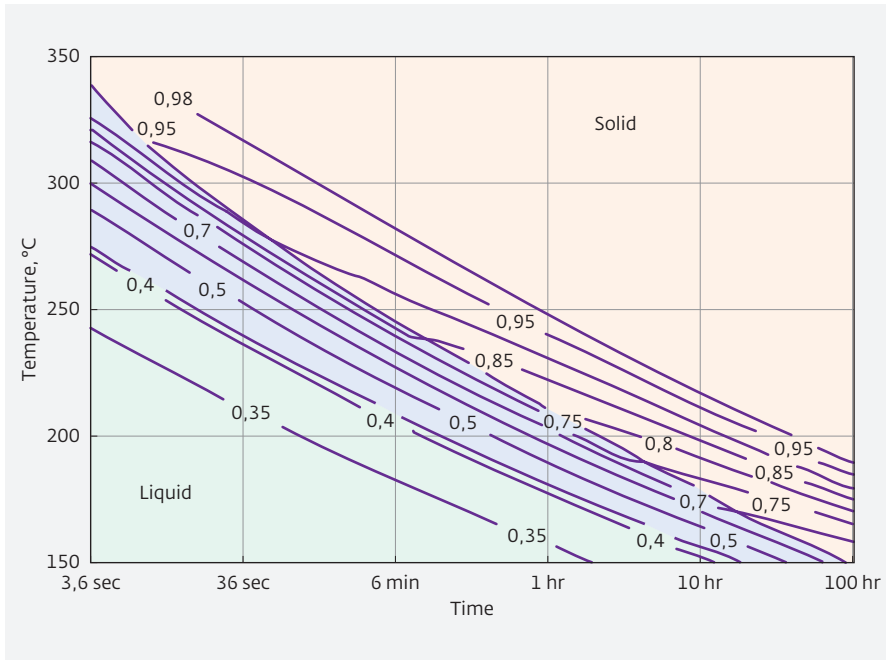


Рис.3. Степень ВСВ отверждения в зависимости от температуры и времени [2]

рении спектральной зависимости интерференции света, отраженного от верхней и нижней поверхностей пленки. Разработанная методика была вери-

Таблица 4

Образец	Исходная толщина, мкм
BCB1	26,13
BCB2	26,08
BCB3	26,30
BCB4	25,84
BCB5	25,81
BCB7	26,08
BCB8	26,17
BCB9	25,67
BCB10	25,58
BCB11	25,94
BCB12	26,03

фицирована при помощи измерений толщин пленки на сколе на интерференционном профилометре Zygo 500 New View.

Результаты контроля толщины пленок ВСВ и их однородности по пластине представлены в табл.4.

Из табл.4 следует, что средняя неоднородность пленки ВСВ по пластине после нанесения и термообработки, по результатам интерференционного контроля, составила 1,14%, что соответствует техническим требованиям.

Далее проводилось исследование однородности нанесения пленки ВСВ от пластины к пластине в партии из четырех пластин.

На рис.4 показано расположение 25 точек контроля толщины пленки ВСВ по площади пластины.

После измерения отбрасываются результаты, полученные на точках с возможными мелкими внутренними дефектами пленки (блистеры, локальные неоднородности и т. п.).

Результаты обработки измерений по четырем пластинам диаметром 100 мм приведены в табл.5.

В целом, за исключением встречающихся локальных блистеров, неоднородность сформированных пленок ВСВ по среднеквадратичному отклонению по пластине в целом не превышает 0,6%, а разброс средней толщины пленки ВСВ от пластины к пластине в партии также не превышает 0,6%.

Таблица 5

Образец-пластина	Толщина средняя, мкм	Среднеквадратичное отклонение, мкм
BCB13	25,8	0,11
BCB14	25,9	0,12
BCB15	26,1	0,16
BCB16	25,9	0,12

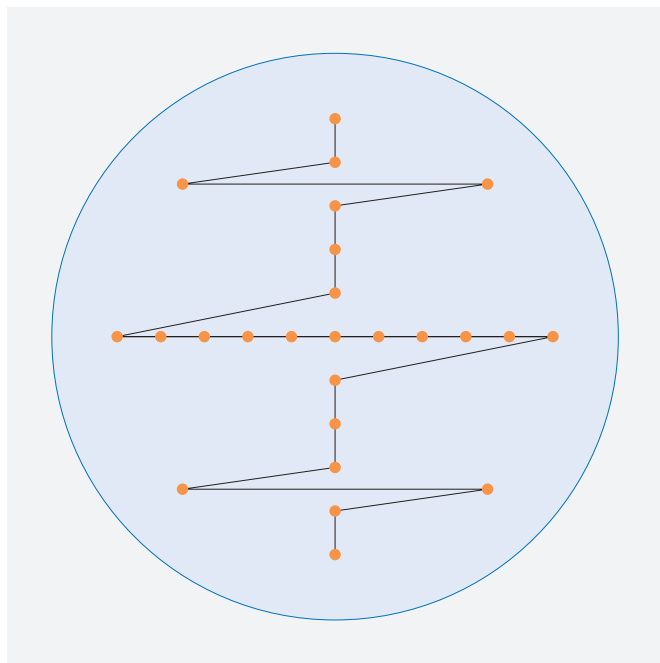


Рис.4. Расположение точек контроля толщины по пластине диаметром 100 мм

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ПРОЦЕССА АНИЗОТРОПНОГО РЕАКТИВНО-ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ ТОЛСТЫХ ПЛЕНОК ВСВ

Формирование и травление алюминиевой жесткой маски

Для травления пленок большой толщины (26 мкм) бензоциклобутена ВСВ необходимо сформировать жесткую маску, так как из литературы известно, что формирование топологии реактивно-ионным травлением таких толстых органических пленок имеют ограничения по селективности через традиционные маски фоторезиста. Из рассмотренных материалов в качестве жесткой маски мы остановились на металлическом слое Al [7].

Следующим этапом работы было нанесение слоя алюминия толщиной 0,5 мкм путем ВЧ-катодного напыления на сформированную пленку ВСВ. Была применена промышленная технология с использованием оборудования "Оратория-36". Следует отметить, что эффектов газовой выделению от пленки ВСВ, приводящих к флуктуации давления при проведении процесса в этом высоковакуумном оборудовании, отмечено не было.

Затем формировался рисунок топологии в слое Al с использованием последовательно методов проекционной фотолитографии и жидкостного травления Al. В качестве фотомаски был использован

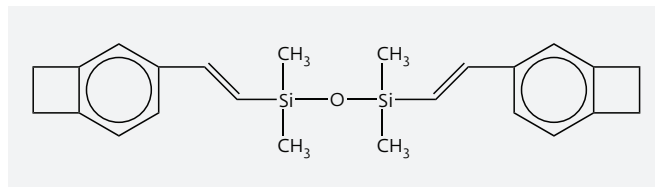


Рис.5. Структурная формула мономера ВСВ

фотомаской с топологией "пассивация". Заданные большие размеры рисунка допускали использование жидкостного травления алюминия при вскрытии окон. В результате была сформирована жесткая маска из слоя алюминия с окнами размером 100×100 мкм.

Плазменное травление пленки органического полимера ВСВ по жесткой маске Al

Как видно из рис.5, в молекуле мономера ВСВ имеется атом Si [6]. Поэтому его удаление при сухом травлении требует фторсодержащей плазмы, что необходимо учитывать.

В связи с заданной большой толщиной пленки ВСВ (26 мкм) было проведено исследование процессов травления в различных плазмохимических реакторах. Требования к технологическому процессу выдвигаются следующие: профиль травления должен быть вертикальным, скорость травления не менее 1 мкм/мин. Состав плазмы – композиция кислорода и фторсодержащего газа.

Пробные процессы травления были проведены в реакторе установки LAM AutoEtch 490 с верхней катодной связью (подложкодержатель заземлен)

Таблица 6

Название	Step1	Step2
P (mt)	500	500
Мощность (W)	0	100–500 (см. табл. измерений)
GAP (см)	1,5	1,5
He (см ³ /мин)	100	100
O ₂ (см ³ /мин)	20	50
SF ₆ (см ³ /мин)	15	15
Время травления (мин)	–	5

Таблица 7

Мощность, Вт	Толщина в центре, нм	Толщина с краю, нм
100	60	70
200	45	30
300	360	–
400	–	370
500	415	–

в плазме смеси O_2+SF_6 . Перед травлением фоторезист с Al был удален на установке Matrix 101.

Процесс плазмохимического травления ВСВ исследовался при разных мощностях, в течение 5 мин для каждой мощности. Полный рецепт экспериментального процесса травления приведен в табл.6.

Результаты измерений протравленной ступеньки в пленке ВСВ на профилемере Alfa Step показаны на рис.6 и в табл.7.

Общая морфология поверхности в области ступеньки после травления ВСВ показана на рис.7.

Установлено, что скорость травления пленки ВСВ в реакторе LAM Auto Etch 490 достаточно низкая. Наблюдается неоднородность процесса травления по площади: протравленные глубины в центре и по краям пластины сильно отличаются. С увеличением мощности, вложенной в плазму, увеличивается и протравленная глубина, а значит и скорость травления. Такие результаты связываются с тем, что данный реактор принципиально не имеет возможности управлять энергией ионов, а пластина размещается на заземленном электроде, то есть энергии ионов, участвующих в травлении, достаточно малы. Был сделан вывод, что конструктивные особенности реактора LAM Auto Etch 490

Таблица 8

Образец-пластина	Мощность ICP, Вт	Смещение, В	Давление, мТорр	Поток газа, ссст	SF ₆ , %	O ₂ , %	Ar, %	Скорость травления ВСВ, мкм/мин
ВСВ13	2500	100	15	50	17,5	82,5	–	0,812 ± 0,007
ВСВ14	2500	100	10	50	20	80	–	0,968 ± 0,004
ВСВ15	2500	100	5	50	20	80	–	0,966 ± 0,006
ВСВ16	2500	100	10	50	16	64	20	0,896 ± 0,004

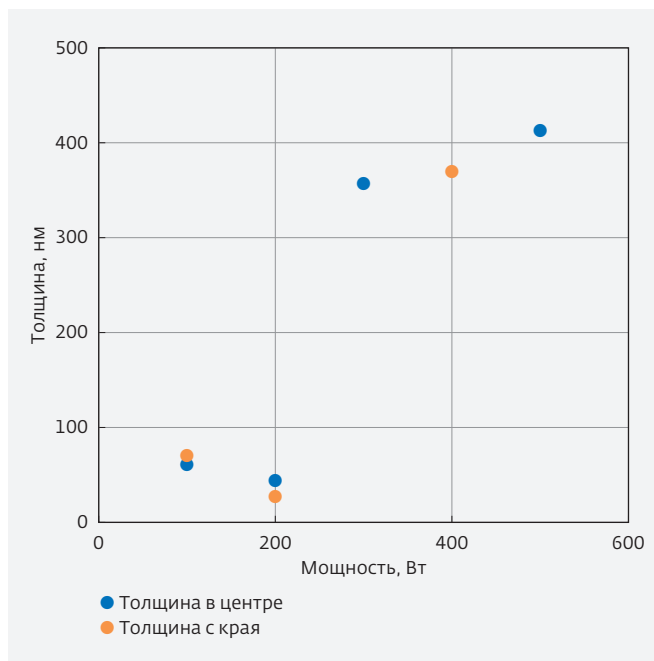


Рис.6. Зависимость глубины травления от мощности генератора плазмы в реакторе установки LAM Auto Etch 490

и организация процесса травления в нем не позволяют получить требуемое по скорости и однородности травление толстой пленки ВСВ.

По литературным данным, более перспективным является применение для этих целей ICP-реакторов плотной плазмы низкого давления [8]. В нашей работе для дальнейшего исследования процесса реактивно-ионного, локального травления толстых пленок ВСВ через жесткую алюминиевую маску были использованы современные ICP-реакторы установок DUAL PLASMALAB SYSTEM 100 (Oxford Instruments Plasma Technology, UK) с соленоидальным ВЧ-индуктором (рис.8) и установки PEGAS (SPTS Co, UK-USA) с плоским ВЧ-индуктором (рис.9).

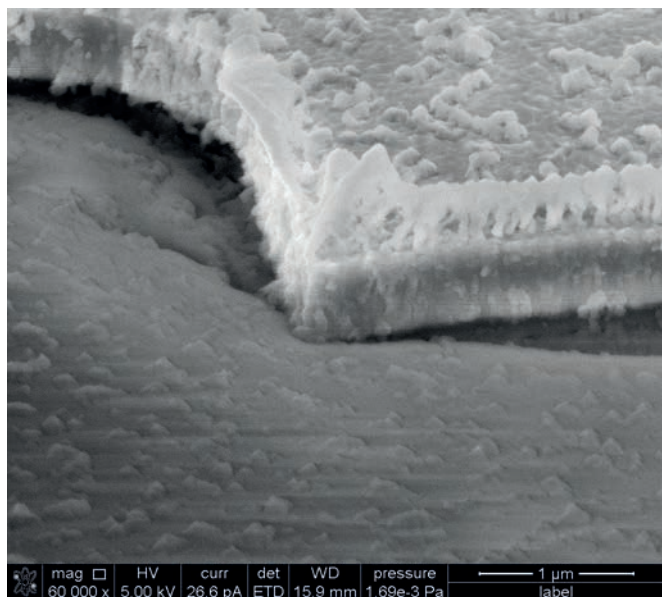


Рис.7. Результаты травления пленки ВСВ в реакторе LAM Auto Etch 490 (суммарно вытравленная толщина при всех мощностях)

Данные по скоростям травления в зависимости от параметров процесса для реактора установки DUAL PLASMALAB приведены в табл.8. Травление в разных режимах проводилось также в плазме смеси O_2+SF_6 .



Рис.8. Установка и реактор PlasmaLab Dual System 100 (Oxford Instruments Plasma Technology, Великобритания)

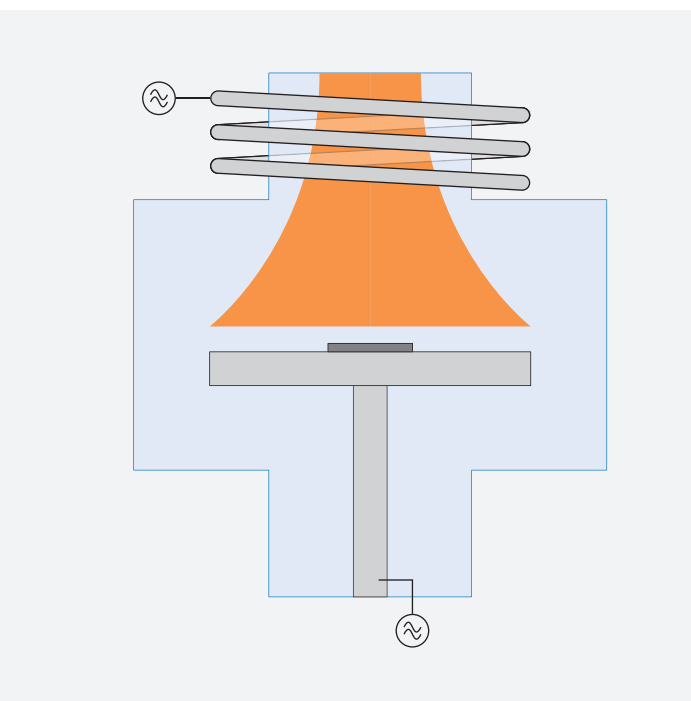
В табл.8 приведена средняя скорость травления и стандартное отклонение скорости травления по пластине. Видно, что неоднородность скорости травления не превышает 0,9%, в среднем однородность скорости $\pm 0,5\%$. Нужно подчеркнуть, что возможные внутренние дефекты пленок и сложности позиционирования в одной точке при измерении пленки, имеющей исходную неоднородность, могут приводить к завышенным значениям неоднородности.

Таким образом, параметры процесса в ICP-реакторе обеспечивают высокую скорость травления, до 1,0 мкм/мин, что соответствует известным литературным данным.

Далее были проведены исследования локального травления в ICP-реакторе установки PEGAS фирмы SPTS (рис.9). ВЧ-индуктор в этом реакторе плоский.

Травление проводилось в плазме смеси O_2+SF_6 того же состава, что и в реакторе PLASMALAB. Результаты представлены ниже на РЭМ слайдах.

При исследовании процесса локального травления ВСВ через жесткую Al-маску в высокоплотной плазме ICP-реактора с подачей ВЧ-смещения на пластину была обнаружена проблема переосаждения продуктов реакции травления на дно окна травления, предположительно от реактивного распыления алюминиевой маски с фторсодержащими



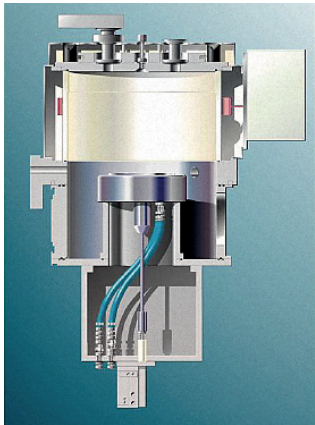


Рис.9. ICP реактор фирмы SPTS

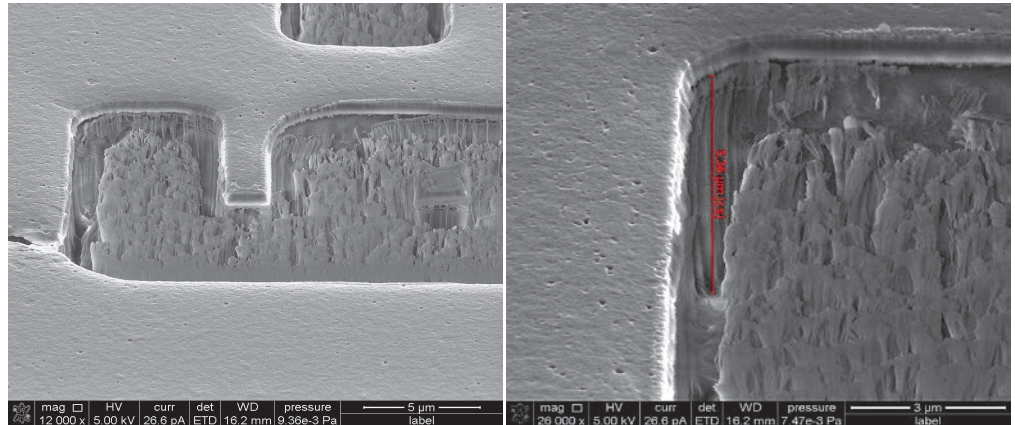


Рис.10. Результаты травления в течение 5 мин толстой плёнки VCB в ICP-реакторе SPTS через жесткую Al-маску

ионами плазмы. Продукты переосаждения, предположительно AlF_3 и остатки VCB пленки, наблюдались как рыхлая масса на дне окон травления, по виду несколько отличаясь от известного эффекта "grass" (травы) при анизотропных процессах ПХТ. Эффект "травы" известен в работах по глубокому травлению Si также через жесткую Al-маску [9].

Из РЭМ исследований (рис.10) следует, что за 5 мин удалилось 5,36 мкм пленки VCB. Видны образования полимерных остатков на боковых стенках рельефа и отмеченные выше продукты переосаждения в вытравливаемых площадях. Полимерные остатки резиста по краям окна всегда характерны для РИТ-процессов с достаточно высокими энергиями ионов.

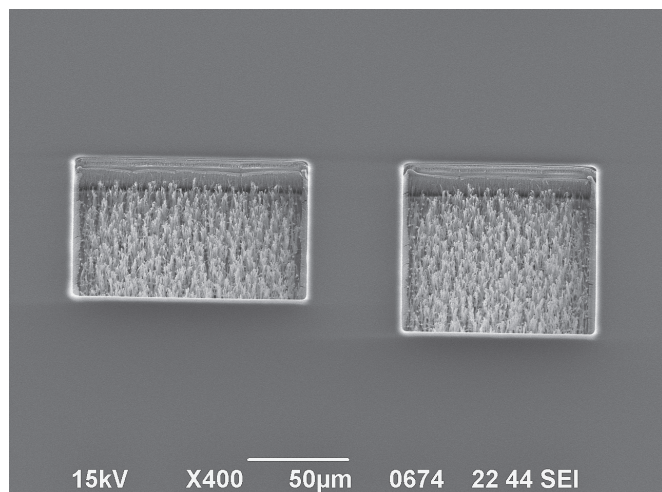


Рис.11. РЭМ с полностью вытравленными окнами в плёнке VCB толщиной 26 мкм с образованием "травы" на дне

Было установлено, что образующиеся продукты переосаждения не препятствуют дальнейшему травлению слоя VCB, то есть не останавливают его, и мы достигаем травления на полную толщину пленки. В ICP-реакторе установки SPTS также была достигнута скорость травления VCB до 1 мкм/мин. Таким образом, процесс переосаждения носит динамический характер. Переосажденный слой не инкапсулирует поверхность VCB, подвергающуюся травлению, возможно в нем процессы осаждения-травления являются конкурирующими.

На образце (рис.11, вид сверху) показаны результаты травления пленки на полную глубину с уменьшенным значением смещением (≤ 100 В). Скорость травления сохранилась на уровне 1 мкм / мин, эффект переосаждения на дне так же присутствует.

Удаление переосажденного материала

Следующим важнейшим этапом в работе было исследование возможных процессов удаления переосажденного материала со дна рельефа и полимерных остатков резиста с кромки окон.

Пластина, с полностью вытравленным слоем VCB толщиной 26 мкм, была поделена на несколько кусочков, с которыми были проведены следующие операции:

- а) была проведена обработка в плазме октафторпропана, C_3F_8 при суммарной ВЧ-мощности в 2 кВт в течение 10 мин на установке РИТ 08ПХТ 100-005Т в режиме травления диэлектриков, для проверки идеи возможного проокисления Si в молекулах VCB при нашем травлении VCB в смеси $O_2 + SF_6$ и его невытравливаемости в плазме этого состава

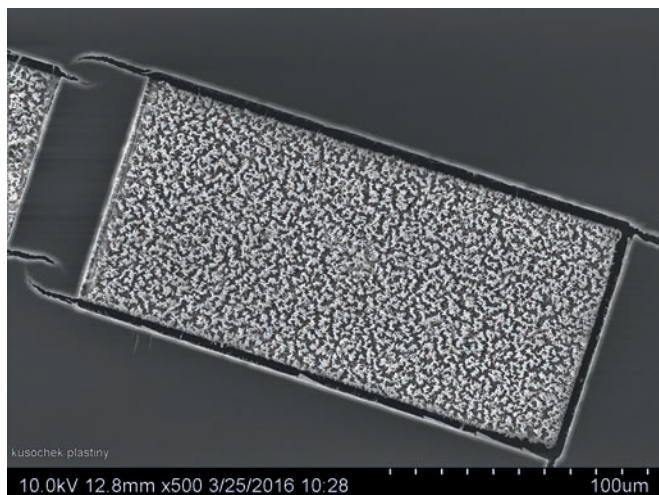


Рис.12. РЭМ образца после обработки в плазме октафторпропана (C3F8)

за счет прокисления и накопления по этой причине (рис.12).

Из рис.12 следует, что осадок в плазме для травления диэлектриков не вытравливается, то есть остается на дне;

- б) была проведена обработка в классическом жидкостном микрострипере ЕКС-265, применяемом для удаления полимеров после РИТ-процессов [10] (рис.13).

На рис.13 видно, что полимерные остатки с боков рельефа удалены, но осажденный материал на дне все же остался;

- в) следующим шагом удалялась жесткая Al-маска. Предполагалось, что Al-содержащий осадок на дне

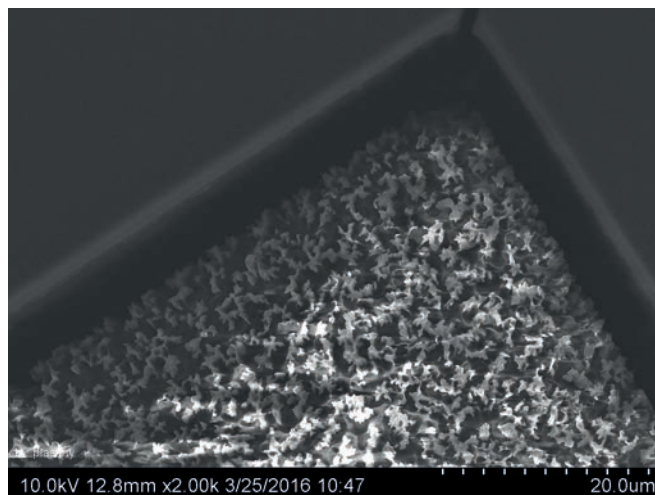


Рис.13. РЭМ образца после обработки в ЕКС – 265

окна травления также может быть удален жидкостным химическим травлением. Это иллюстрирует рис.14.

На рис.14 хорошо видно, что после ЖХТ-обработок весь переосажденный осадок и полимеры на боковых стенках полностью удалены: дно чистое, профиль травления ВСВ вертикальный, полимерные остатки по краям отсутствуют.

Таким образом, требуемый результат по формированию заданной топологии в толстом органическом полимере на базе мономера бензоциклобутена ВСВ при помощи разработанной технологии был достигнут.

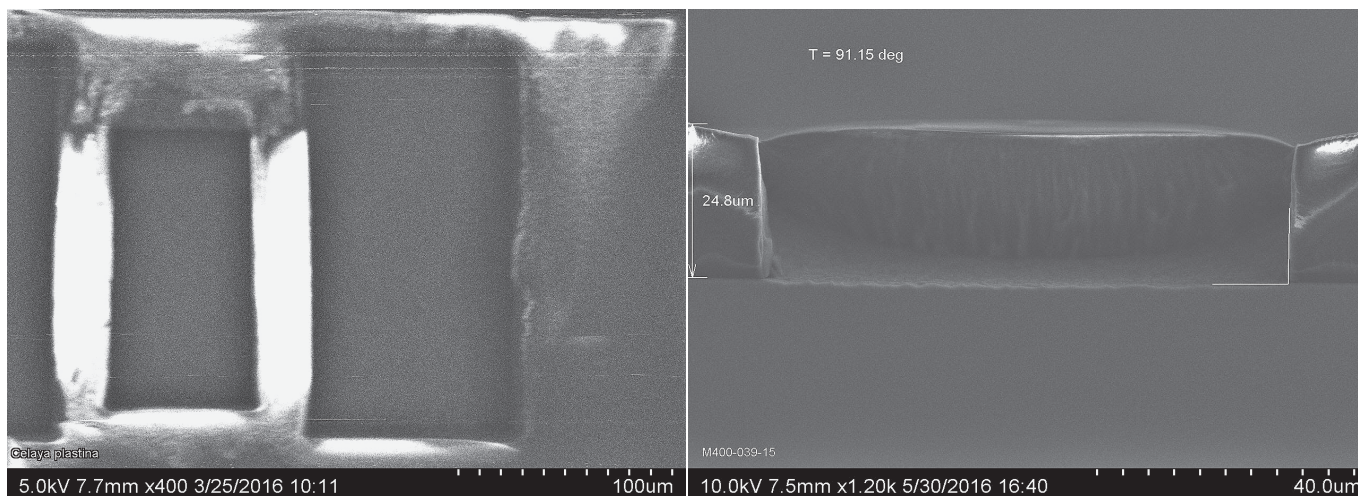


Рис.14. РЭМ-структуры после травления слоя ВСВ толщиной 26 мкм (вид сверху и скл) и обработки в ЕКС-265 + ЖХТ Al (120 с)

ВЫВОДЫ

1. Исследована и разработана технология нанесения толстых пленок полимерного материала ВСВ (CYCLOTENE 3022-63) толщиной 26 мкм на пластины диаметром до 200 мм с высокой равномерностью. Неоднородность составляет 1,14%.
2. Исследована и разработана технология термической стабилизации для отверждения толстых пленок ВСВ, в том числе во избежание газовыделения растворителей при последующих вакуумных обработках.
3. Исследован и разработан процесс реактивно ионно-плазменного травления толстых пленок ВСВ в разных типах реакторов, что позволило определить оптимальные условия и скорости травления.
4. Исследована и разработана технология формирования рисунка заданной топологии в толстых пленках ВСВ через алюминиевую жесткую маску в плотной плазме ICP реактора установок Oxford Instruments и SPTS с независимым ВЧ-смещением на пластину. Получена скорость травления до 1 мкм/мин при высокой однородности травления по площади пластины.
5. Впервые установлено, что переосаждение нелетучих продуктов, включающих алюминий из жесткой маски, не препятствует дальнейшему травлению толстой пленки ВСВ.
6. Исследована и разработана технология жидкостного удаления полимерных остатков после воздействия плазмы, а также алюминий-содержащих продуктов переосаждения. В результате получены чистые боковые вертикальные стенки, а также чистое дно вытравленных окон.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L. S. Loke, J. T. Wetzel, P. H. Townsend, T. Tanabe, R.N. Vrtis, M.P.Zussman, D. Kumar, C. Ryu and S. S.Wong**, IEEE Trans. Electr. Dev. 46, 2178, (1999).
2. Processing Procedures for CYCLOTENE 3000 Series Resins, Trademark of The Dow Chemical Company ("Dow") or an affiliated company of Dow 888-00006-0912 Page 1 of 10 CYCLOTENE™ 3000 Series Advanced Electronic Resins / Growth Technologies, 09/2012.
3. **Markus Woehrmann and Michael Toepper**. Additional information is available at the end of the chapter, <http://dx.doi.org/10.5772/48205>
4. **Pil-Seung Kang, Dong-Pyo Kim, Kyoung-Tae Kim and Chang-Il Kim**. School of Electrical and Electronics Engineering, Chung-Ang University, Seoul 156-756, Sang-Gi Kim Electronics and Telecommunication Research Institute, Daejeon 305-600, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 42, February 2003, pp. S819_S823
5. **Brewer Science**, "Programmable bake plates and electronic proximity lift-pins", Dec18, 2012 – Режим доступа: <http://info.brewerscience.com//>
6. **M.R.Baklanov, S.Vanhaelemeersch, H.Bender, and K.Maexb** IMEC, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium, J. Vac. Sci. Technol. B 17.2., Mar/Apr 1999, 372
7. **Fikret G. Aras, E. Oz Orhan, and I. Karaçali** Gazi University, Institute of Science and Technology, Department of Advanced Technologies, Teknikokullar, Ankara, Turkey. Lecture Notes on Photonics and Optoelectronics Vol. 1, No. 1, June 2013
8. **I.Toledo, R.Adler, Y. Knafo, O.Kalis, J.Kaplun**, Gal-El (MMIC), P.O.B. 330, Ashdod 77102, Israel, Tel. +972-8-8572739, Corresponding author email: itoledo@elta.co.il, CS MANTECH Conference, April 14–17, 2008, Chicago, Illinois, USA
9. **L. Sainiemia and S. Franssilab** Micro and Nanosciences Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 3500, FIN 02015 HUT, Espoo, Finland J. Vac. Sci. Technol. B 25 (3), May/Jun 2007, 801
10. Process for removing residues from a semiconductor substrate, Patent US 6033993 A

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ЭЛЕМЕНТОВ КМОП СБИС, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

► А.В.Селецкий^{1,2}, Н.А.Шелепин^{1,2}

¹АО "НИИМЭ"

²Национальный исследовательский университет "МИЭТ"

В данной статье рассматриваются основные причины нарушения функционирования КМОП СБИС в условиях воздействия космической радиационной среды. В работе представлены основные методы повышения стойкости ИС к космическим ионизирующим излучениям, описаны их достоинства и недостатки, даны рекомендации по проектированию КМОП СБИС космического назначения.

DESIGN AND DEVELOPMENT ELEMENTS OF CMOS VLSI DESTINED TO FUNCTION IN CONDITIONS OF EXPOSURE TO COSMIC IONIZING RADIATIONS

A.V.Seletskiy^{1,2}, N.A.Shelepin^{1,2}

¹JSC MERI

²National Research University of Electronic Technology

This article discusses the main causes of malfunction of CMOS VLSI under the impact of space radiation environment. The paper presents the basic methods of increasing the resistance of integrated circuits to cosmic ionizing radiations, describes their advantages and disadvantages, provides recommendations for the design of CMOS VLSI space purposes.

ВВЕДЕНИЕ

Ионизирующее излучение космического пространства включает в себя поток первичных заряженных ядерных частиц, а также вторичные ядерные частицы. К первичным относят протоны, электроны, тяжелые заряженные частицы (ТЗЧ). Вторичные частицы являются продуктами ядерных реакций, связанных с взаимодействием первичных частиц с материалами обшивки космического аппарата, корпусов интегральных схем (ИС) и т.д.

Ионизирующие излучения (ИИ), в зависимости от вида воздействующих частиц и интенсивности взаимодействия, можно разделить на три типа [1]:

- статическое ионизирующее излучение, приводящее к поверхностным радиационным эффектам на границах раздела кремний/изолятор;
- импульсное ионизирующее излучение, приводящее к радиационным эффектам во всем объеме СБИС;
- воздействие отдельных ядерных частиц (ОЯЧ), приводящее к объемным локальным радиационным эффектам вдоль траектории падения частицы.

В работах [1–4] подробно изложены эффекты, возникающие при воздействии различных составляющих космического ионизирующего излучения, и причины их появления.

В процессе проектирования микросхем с повышенной стойкостью к космическим ИИ разработчиками применяется ряд технологических или конструктивно-топологических методов, позволяющих повысить стойкость к ИИ выпускаемых СБИС. Технологические методы предполагают внесение изменений в технологический маршрут изготовления (в общем случае создание нового маршрута изготовления), которые позволяют повысить стойкость к ИИ выпускаемых ИС. Совокупность технологических методов часто называют RHBP (Radiation Hardening by Process). Конструктивно-топологические и схемотехнические методы RHBD (Radiation Hardening by Design) являются совокупностью архитектурных, схемотехнических и конструктивно-топологических методов проектирования СБИС, которые позволяют повысить стойкость к ИИ в рамках исходной, как правило, коммерческой технологии.

1. МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ КМОП ИС К СТАТИЧЕСКОМУ ИИ

Влияние поверхностных радиационных эффектов сказывается на изменении параметров элементов ИС:

- сдвиг порогового напряжения под воздействием накопленного заряда в подзатворном диэлектрике;
- уменьшение подвижности носителей из-за рассеивания свободных носителей в приповерхностной области полупроводника;
- возникновение токов утечки вдоль диэлектрической боковой изоляции.

В современных СБИС с технологическими нормами 180–90 нм влияние статического ИИ на смещение порогового напряжения транзисторов резко снижается, поэтому доминирующее влияние на стойкость субмикронных, глубоко-субмикронных и нанометровых СБИС к полной поглощенной дозе оказывает повышение внутрисхемных утечек в результате возникновения дополнительных путей протекания тока [4].

Основные виды радиационно-индуцированных токов утечки вдоль границ подложки и STI (Shallow Trench Isolation – мелкая щелевая изоляция) изображены на рис.1, их можно классифицировать следующим образом [5]:

- между стоком и истоком n-канального транзистора – канал будет проходить в приповерхностной области кремния вдоль боковой стенки STI (в месте пересечения ее с затвором). В дальнейшем этот механизм именуется внутритранзисторной утечкой;

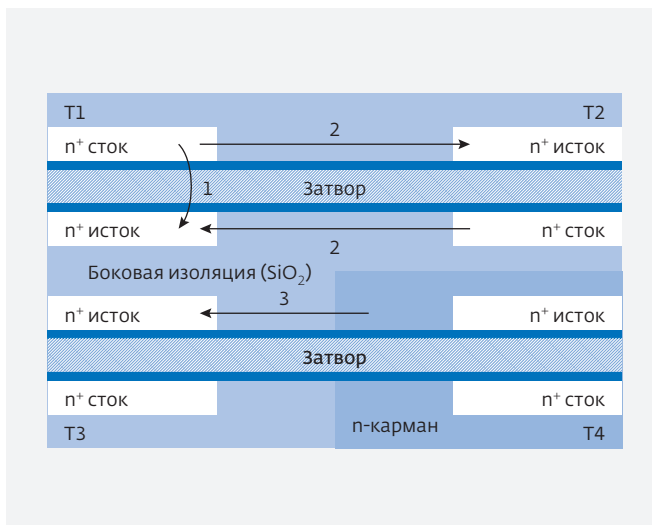


Рис.1. Схематическое изображение утечек, индуцированных воздействием накопленной дозы ионизирующего излучения. Затрихованная область – тонкий подзатворный диэлектрик

- между стоками и истоками соседних n-канальных транзисторов – канал будет проходить вдоль нижней границы STI/подложка (межтранзисторная утечка);
- между p-карманом p-канального транзистора и истоком n-канального транзистора.

Существующие методики повышения стойкости КМОП СБИС к статическому ИИ направлены либо на устранение пути протекания радиационно-индуцированных токов утечек, либо на максимальное повышение дозы ИИ, поглощение которой приведет к отпирианию паразитных транзисторных структур.

1.1. Конструктивно-топологические методы повышения стойкости ИС к статическому ИИ

Основные виды конструктивно-топологических решений, повышающих стойкость n-канальных МОПТ к воздействию ионизирующего излучения, представлены на рис.2, их можно глобально разделить следующим образом [6]:

- использование геометрии затвора, позволяющей избежать краевых внутритранзисторных утечек, и использование охранных колец для предотвращения утечек межтранзисторных;
- создание зазора между областями изоляции (со стороны пересечения с затвором) и областями стока-истока n-канального транзистора и подлгерирование боковой стенки STI и использование

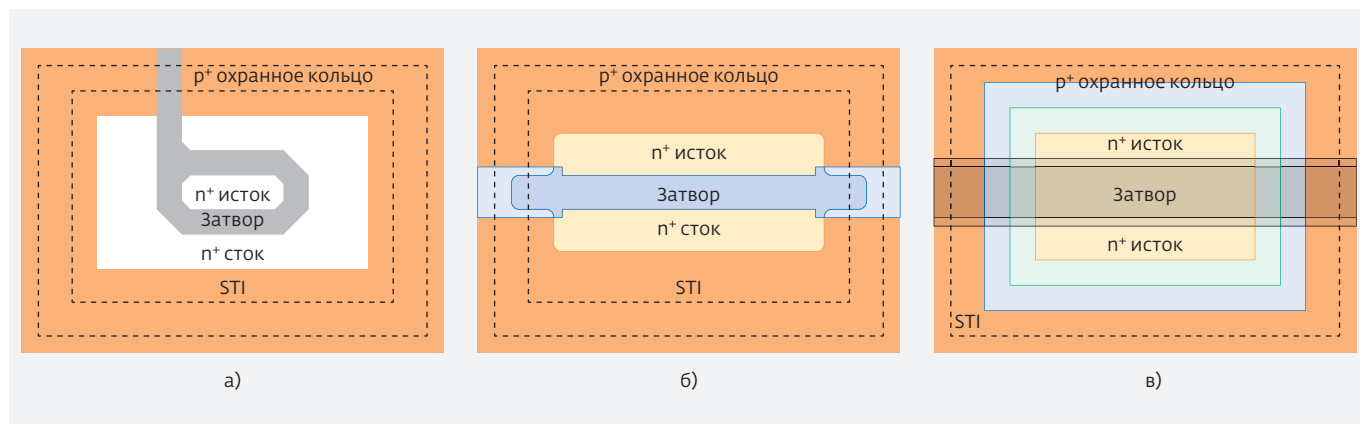


Рис.2. Классические реализации p-канальных МОП-транзисторов, стойких к воздействию статического ИИ. а) транзистор с кольцевым затвором и p^+ -охранными кольцами, б) транзистор с уширяющимся затвором ("собачья кость") и p^+ -охранными кольцами, в) транзистор со стоком и истоком, не примыкающими к области изоляции, с подлегированием боковой стенки изоляции и p^+ -охранными кольцами

охранных колец. В данном случае зазор между охранным кольцом и стоковыми областями необходим для предотвращения падения пробивных напряжений.

Недостатками данных вариантов является существенное возрастание занимаемой на кристалле площади из-за увеличения ширины боковой изоляции при использовании охранных колец. Варианты б) и в) на рис.2 приводят к дополнительному увеличению активной области p-канальных транзисторов при сохранении эффективной ширины канала. Использование кольцевой архитектуры затвора является предпочтительной ввиду малого увеличения размера активной области транзистора при эквивалентной эффективной ширине канала.

1.2. Технологические методы повышения стойкости ИС к статическому ИИ

К технологическим методам повышения стойкости к статическому ИИ можно отнести [6–9]:

- создание локальных охранных областей под изоляцией и на поверхности в месте пересечения ее с затвором;
- усиленное легирование канала p-канального транзистора;
- уменьшение рабочего напряжения;
- изменение режимов формирования LOCOS/STI с целью уменьшения дефектности получаемого оксида (а значит снижению количества захваченного заряда);
- изменение геометрии боковой изоляции;

- переход на более низкие проектные нормы (из-за специфики масштабирования, что позволяет повысить концентрацию примесей в кармане и уменьшить рабочие напряжения);
- технология кремний-на-изоляторе (КНИ).

Несомненным достоинством КНИ является полное устранение межтранзисторных утечек. Однако, стоит отметить, что в коммерческих частично обедненных p-канальных МОП КНИ-транзисторах F-типа (с плавающим карманом) при высоком напряжении стока за счет лавинной ионизации начинается образование электронно-дырочных пар вблизи области стока. Это приводит к паразитным эффектам: kink-эффекту и к эффекту биполярного транзистора. Кроме того, КНИ-транзисторы такого типа не являются стойкими к статическому ИИ, так как внутритранзисторные утечки не только не устраняются, а напротив, усугубляются положительным зарядом, захваченным в скрытом окисле.

Поэтому наибольшее распространение в КНИ КМОП-технологии получили транзисторы с контактом к карману – КНИ-транзисторы А- и Н-типа, изображенные на рис.3.

Стоит также заметить, что контакты p^+ -типа к телу КНИ необходимо располагать на определенном расстоянии друг от друга (при большом удалении ввиду сопротивления кармана снижается эффективность сбора заряда и начинается проявление kink-эффекта), поэтому возрастание площади будет увеличиваться с возрастанием эффективной ширины транзистора. Потеря эффективной площади в КНИ-транзисторах А-типа меньше, чем в КНИ-транзисторах Н-типа, однако, транзисторы

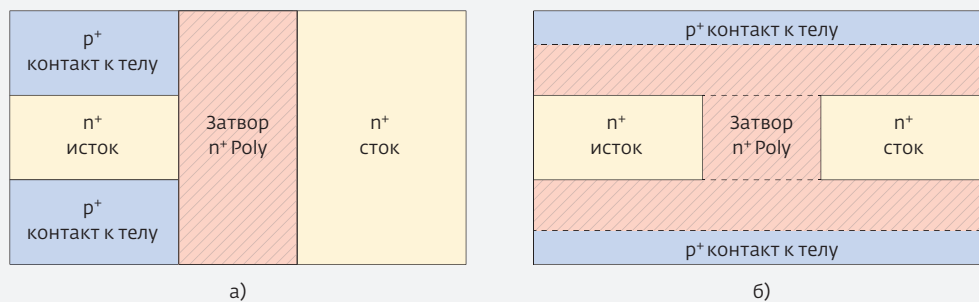


Рис.3. Классические n-канальные КНИ МОП-транзисторы с контактом к карману, стойкие к воздействию статического ИИ: а) транзистор с затвором А-типа, б) транзистор с затвором Н-типа

А-типа неприменимы для схем, где сток и исток транзистора могут меняться местами.

Поскольку в КНИ А- и Н-типа не решаются проблемы радиационно-индуцированных утечек вдоль скрытого окисла, порог накопленной дозы ионизирующего излучения, при которой образуется канал паразитного транзистора, повышают следующими методами:

- дополнительное повышение концентрации примеси р-типа вблизи границы раздела карман/скрытый окисел достигается оптимизацией легирования кармана;
- подача отрицательного напряжения на изолированную подложку, метод связан с дополнительными схемотехническими элементами и необходимостью использования дополнительного источника питания или специальных схем смещения [10];
- снижение концентрации нейтральных ловушек в скрытом окисле легированием границы раздела кремния и скрытого окисла ионами фтора. При этом происходит замена более слабых связей Si-H, Si-O, Si-OH на более сильную связь с фтором, а также разрыв напряженных связей Si-O-Si и формирование Si-F и Si=O, что дает возможность получить границу раздела с более стабильными свойствами. К тому же фтор, попадающий в кремний при ионной имплантации, во время термического окисления для формирования подзатворного SiO₂ диффундирует к границе кремний – подзатворный окисел, что тоже приводит к увеличению стойкости подзатворного окисла [11].

Таким образом, стойкие к статическому ИИ КНИ-транзисторы являются комбинацией технологических и конструктивно-топологических методов.

Рекомендуется использование КНИ-транзисторов А-типа везде, где это возможно с точки зрения функционирования СБИС. Использование генератора обратного напряжения перспективно, так как является конструктивно-топологическим решением и не требует изменения технологического маршрута.

2. МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ КМОП ИС К ВОЗДЕЙСТВИЮ ОЯЧ

Воздействие ОЯЧ приводит к одиночным событиям, вследствие возникновения локальных объемных радиационных эффектов вдоль траектории падения частицы.

Все одиночные события при воздействиях ОЯЧ можно разделить на две группы: обратимые и необратимые (катастрофические). К первой группе относятся такие эффекты, как SEU (потеря информации в отдельных ячейках), SEFI (эффект функционального прерывания), SET (импульсы тока в выходных цепях), ко второй – эффекты SEL (включение паразитных тиристорных структур), SENE (выделение энергии в чувствительном объеме активных элементов ИС), SEB (эффект выгорания в мощных МДП транзисторах), SEGR (эффект пробоя подзатворного диэлектрика), SESB (эффект вторичного пробоя) [3].

Необратимые события могут привести к катастрофическим отказам ИС. Для восстановления рабочего состояния, как правило, требуется временное отключение ИС. В случае эффекта SENE для возвращения работоспособного состояния необходим отжиг. Обратимые события, или сбои, к катастрофическим отказам непосредственно не ведут, и для восстановления нормальной работы ИС не нужно отключать питание. Однако такие сбои могут быть

серьезной помехой для нормального функционирования аппаратуры [3].

SET, SEL и SEB являются эффектами, которые можно минимизировать как конструктивно-топологическими, так и технологическими методами. Все прочие механизмы – только технологическими. Как правило, при разработке ЭКБ космического применения стараются подавить SEU, SET, SEL и SEB, остальных механизмов не должно быть по умолчанию (иначе технология не пригодна для изготовления ИС космического назначения).

Основные виды деградации при воздействии импульсного ИИ схожи с эффектами от попадания ОЯЧ, однако, в отличие от последних, влияют на всю схему в целом (в то время как одиночные события носят принципиально вероятностный характер).

2.1. Технологические методы повышения стойкости ИС к ОЯЧ

К технологическим методам повышения стойкости к воздействию ОЯЧ можно отнести следующие [12-15]:

- уменьшение сопротивления кармана, что позволяет понизить вероятность SEB;
- использование изолированных карманов – данная технология известна как технология с тройным карманом (triple well process), изображена на рис.4. Позволяет понизить вероятность SEL;
- использование КНИ-технологии, что позволяет полностью устранить SEL (за счет полной диэлектрической изоляции) и понизить вероятность SEU и величину SET (за счет уменьшения объема кремния, в котором будет происходить сбор сгенерированного заряда).

Как правило, наиболее часто используются КНИ-транзисторы и объемные КМОП с тройным карманом – они являются наиболее просто реализуемыми, однако приводят к возрастанию занимаемой площади.

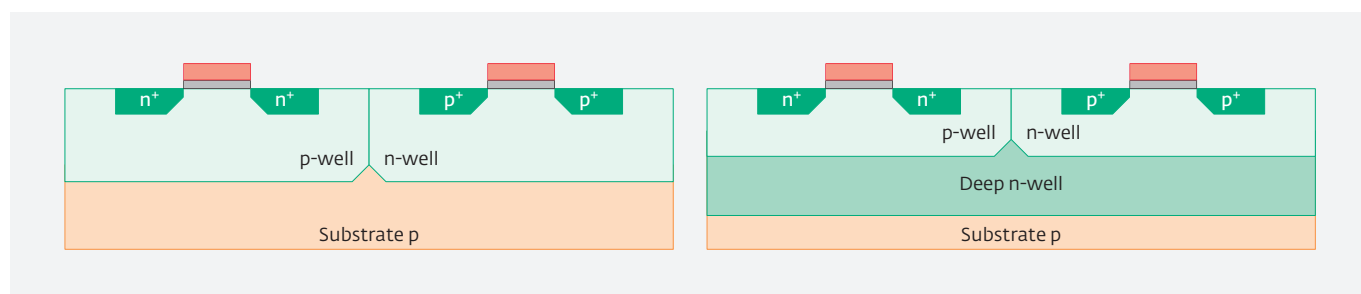


Рис.4. Схематическое изображение обычного (слева) и изолированного (справа) р-кармана

2.2. Конструктивно-топологические методы повышения стойкости ИС к ОЯЧ

К конструктивно-топологическим методам повышения стойкости к воздействию ОЯЧ можно отнести следующие:

- создание "идеального" контакта к карману. В общем случае под этим понимается создание кругового контакта к каждому транзистору (или ячейке). Для КНИ А- и Н-типа это также подразумевает возможную необходимость формирования нескольких контактов в пределах одного транзистора. Данное решение существенно увеличивает площадь транзисторов (и ИС соответственно), но позволяет понизить вероятность SEB;
- создание охранных колец вокруг карманов (p+ для р-кармана и n+ для n-кармана). Позволяет понизить вероятность SEL;
- увеличение ширин транзисторов позволяет понизить вероятность SEU и SET; не влияет на стойкость к импульсному ИИ (для импульсного ИИ применяется минимизация площадей стоковых областей транзисторов);
- увеличение расстояния между n- и p-канальными транзисторами. Позволяет понизить вероятность SEL.

Все описанные методы приводят к увеличению площади, занимаемой ИС.

2.3. Схемотехнические методы повышения стойкости ИС к ОЯЧ

Схемотехнические методы, как правило, применяются для устранения SEU-эффектов, из основных методов можно выделить следующие [12-16]:

- различные варианты DICE-элементов (Dual Interlocked Storage Cell). На рис.5 приведена классическая схема DICE-ячейки. В общем виде принцип работы DICE-элементов это введение обратных связей для восстановления правильных значений на пострадавших узлах;

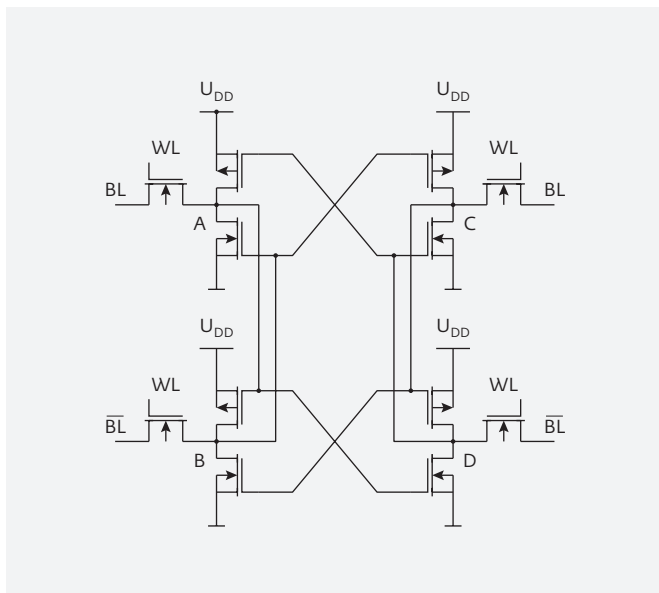


Рис.5. Схема ячейки памяти DICE

- метод тройного резервирования, основанный на создании дубликатов критических узлов схемы;
- добавление RC-задержки в некоторые элементы (триггеры), которые удерживают от переключения логику в течение времени, достаточного для рекомбинации генерированных ионом зарядов;
- использование проверки бит четности и корректирующих кодов.

Все методы приводят к увеличению занимаемой площади. Как правило, в современных СБИС используются схемы резервирования и корректирующие коды, как показавшие наибольшую надежность и эффективность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные в статье методы конструктивно-технологических реализаций элементов и узлов КМОП СБИС имеют ряд недостатков, основным из которых является проблема увеличения площади, занимаемой на кристалле, и увеличение цены готовой ИС.

В данный момент наиболее перспективными для космического применения являются КНИ-технологии субмикронных размеров и ниже, поскольку они имеют меньшую чувствительность к эффектам от ОЯЧ.

Если с точки зрения защиты от эффектов ОЯЧ возрастания площади не избежать, то со стороны дозовых эффектов все не так однозначно. Большинство из описанных конструктивно-топологических

и технологических методик приводит к повышению стойкости до уровня единиц, а иногда и десятков МРад. Однако для космического применения такой уровень избыточен. В связи с чем перспективным направлением исследования являются небольшие технологические модификации, позволяющие повысить стойкость к дозовым эффектам до уровня 100–150 кРад и, при этом, не приводящие к возрастанию размеров и цены СБИС. Одним из основных направлений может считать метод оптимизации профиля р-кармана пМОПТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Никифоров А.Ю., Телец В.А., Чумаков А.И.** Радиационные эффекты в КМОП ИС. М.: Радио и связь, 1994. С. 36–42.
2. **Чумаков А.И.** Действие космической радиации на электронные схемы. – М.: Радио и связь, 2004.
3. **Тапоро К.И.** Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения / эл. изд. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2012.
4. **Панасюк М.И., Новиков Л.С. (Ред.).** Модель космоса: В 2 томах. Т. 1: Физические условия в космическом пространстве. Т. 2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Т. 1,2 2007.
5. **Титов А.И., Шелепин Н.А., Селецкий А.В.** Исследование и разработка структур для экстракции параметров моделей схемотехнического учета дозовых радиационных эффектов субмикронных СБИС: сб. научн. тр. VI Всероссийской научн.-технич. конф. "Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем – 2014 (МЭС-2014)", 2014.
6. **Селецкий А.В.** Исследование и разработка конструктивно-технологических методов повышения радиационной стойкости глубоко-субмикронных СБИС с помощью средств приборно-технологического моделирования.: дис. ... канд. техн. наук: 05.27.01: защищена 25.12.12: утв. 29.04.13. – Москва., 2012.
7. **Mrstik B.J., Hughes H.L., Lawrence R.K., McMarr P.J. and Gouker P.** Comparison of charge trapping in undoped oxides made by low- and high-temperature deposition techniques", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 48, pp. 2107–2113 2001.
8. **Shaneyfelt M.R., Dodd P.E., Draper B.L. and Flores R.S.** Challenges in hardening technologies using shallow-trench isolation // IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 45, p. 2584, 1998.
9. **Pershenkov V.S., Chirokov M.S., Bretchko P.T., P.O.Fastenko, V.K.Baev, and V.V.Belyakov.** "The

effect of junction fringing field on radiation-induced leakage current in oxide isolation structures and nonuniform damage near the channel edges in MOSFET's // IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 41, p. 1895, 1994.

10. **Шелепин Н.А., Мещанов В.Д., Лушников А.С., Рыбалко Е.С.** КМОП КНИ интегральная микросхема с повышенной радиационной стойкостью, патент РФ 2545325.
11. **Кузнецов Е.В., Рыбачек Е.Н., Сауров А.Н.** Способ увеличения радиационной стойкости элементов КМОП-схем на КНИ подложке, патент РФ 2320049.
12. **Юдинцев В.** Радиационно-стойкие интегральные схемы надежность в космосе и на земле // ЭЛЕКТРОНИКА: НТБ. 2007. № 5. С. 72-77.
13. **Зи С.** Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984. Кн. 1. С. 381-384.
14. **Ласое R.C.** Improving Integrated Circuit Performance Through the Application of Hardness-by-Design Methodology // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. № 4.
15. Специализированные СБИС для космических применений: проблемы разработки и производства / А.В.Бумагин, Ю.Ю.Гулин, С.Д.Заводсков и др. О.Н.Шишкин // ЭЛЕКТРОНИКА: НТБ. 2010. № 1.
16. **Ласое R.C.** Improving Integrated Circuit Performance Through the Application of Hardness-by-Design Methodology // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. № 4.

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА ПОДКЛЮЧЕНИЯ ОБОРУДОВАНИЯ НАНОЭЛЕКТРОННОГО ПРОИЗВОДСТВА

► В.Л.Евдокимов, С.О.Ранчин
АО "НИИМЭ и Микрон"

Обобщен и систематизирован практический опыт подключения производственного оборудования для изготовления кристаллов интегральной нанoeлектроники. В процессе реализации проекта подключения применен комплексный подход, учитывающий требования к технологическим процессам, к условиям инсталляции и функционирования оборудования, а также требования к монтажу, испытаниям и квалификации линий подключения. Раскрыто содержание предпроектных работ, а также особенности этапов проектирования, монтажа и испытаний линий технологических газов, жидкостей и энергоносителей; приведены примеры монтажа узлов; даны структура и содержание основных этапов работ, контролируемых менеджментом проекта подключения.

AN INTEGRATED APPROACH IN THE IMPLEMENTATION OF THE PROJECT TO CONNECT THE EQUIPMENT NANO-ELECTRONIC PRODUCTION

V.L.Evdokimov, S.O.Ranchin

JSC MERI and Mikron

The generalization and systematization of practical experience in connecting the production equipment for the manufacture of crystals integrated nanoelectronics. In process of implementation of the project connecting the complex approach, taking into account the process requirements, the conditions of the installation and operation of the equipment, as well as the requirements for the installation, testing and qualification of connecting lines. The content of pre-work, as well as the features of the design stage, the installation and testing process gas lines, liquids and energy; examples of installation sites. Given the structure and content of the general stages under the control of the management of the connection project.

ВВЕДЕНИЕ

Производство интегральной нанoeлектроники характеризуется высокими требованиями к технологическим процессам [1, 2], что обуславливает требования к качеству технологических газов, жидкостей и энергоносителей в современном производстве [3]. Так, загрязненность технологических сред и материалов не должна превышать единиц долей примесей на миллиард долей основного вещества, а по ряду критических примесей, например,

в деионизованной воде, их количество не должно превышать триллионных долей.

Номенклатура потребляемых особо чистых технологических газов и жидкостей достигает полусотни наименований и более. Линии доставки энергоносителей и технологических сред к производственному технологическому и контрольно-измерительному оборудованию состоят из участков подачи от внешних систем к распределительным устройствам, таким как электрощиты, вентильные

и клапанные коробки и др. Последующие участки каждой линии, как правило, разветвленные, идут от устройств распределения к производственному оборудованию. Последние определяются как линии подключения оборудования к системам обеспечения.

Подключение производственного оборудования представляет собою комплекс работ, включающий анализ требований технологии и оборудования, разработку технических заданий, проектные работы, монтажные и приемо-сдаточные работы. Опыт, полученный нами при реализации проекта подключения оборудования для производства кристаллов нанoeлектроники с проектными нормами 180–65 нм, требует обобщения и систематизации с целью использования при создании перспективных производств.

1. ОБЩАЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ РАБОТ ПРОЕКТА ПОДКЛЮЧЕНИЯ

Комплекс работ в обеспечение подключения оборудования характеризуется такими этапами, как предпроектные работы, разработка проектной документации, монтажные работы, испытания и квалификация линий подключения. На этапе предпроектных работ (рис.1, п. 1-4) проводится анализ технической информации по наиболее критичным технологическим процессам и по устанавливаемому оборудованию, разрабатывается матрица потребления, формулируются требования к качеству энергоносителей, технологических газов и жидкостей, а также разрабатываются технические задания исполнителям работ. Этап разработки проектной документации (п. 5-7) обычно осуществляется проектной организацией. Документация согласуется со специалистами заказчика на соответствие проектируемых линий требованиям технологии и оборудования. Этапы монтажа и квалификации линий ведутся независимыми компаниями. Монтаж линий выполняется после размещения пьедесталов и оборудования в планировочное положение (п. 8-10). На этапе испытаний и квалификации линий (п.11-15) осуществляются разработка соответствующих процедур и оформление приемо-сдаточной документации.

Рассмотрим подробнее особенности указанных этапов работ.

2. ПРЕДПРОЕКТНЫЕ РАБОТЫ

Особенностями этапа предпроектных работ являются подготовка, согласование и продвижение значительного объема технических заданий и других документов с многочисленными участниками работ (рис.2).

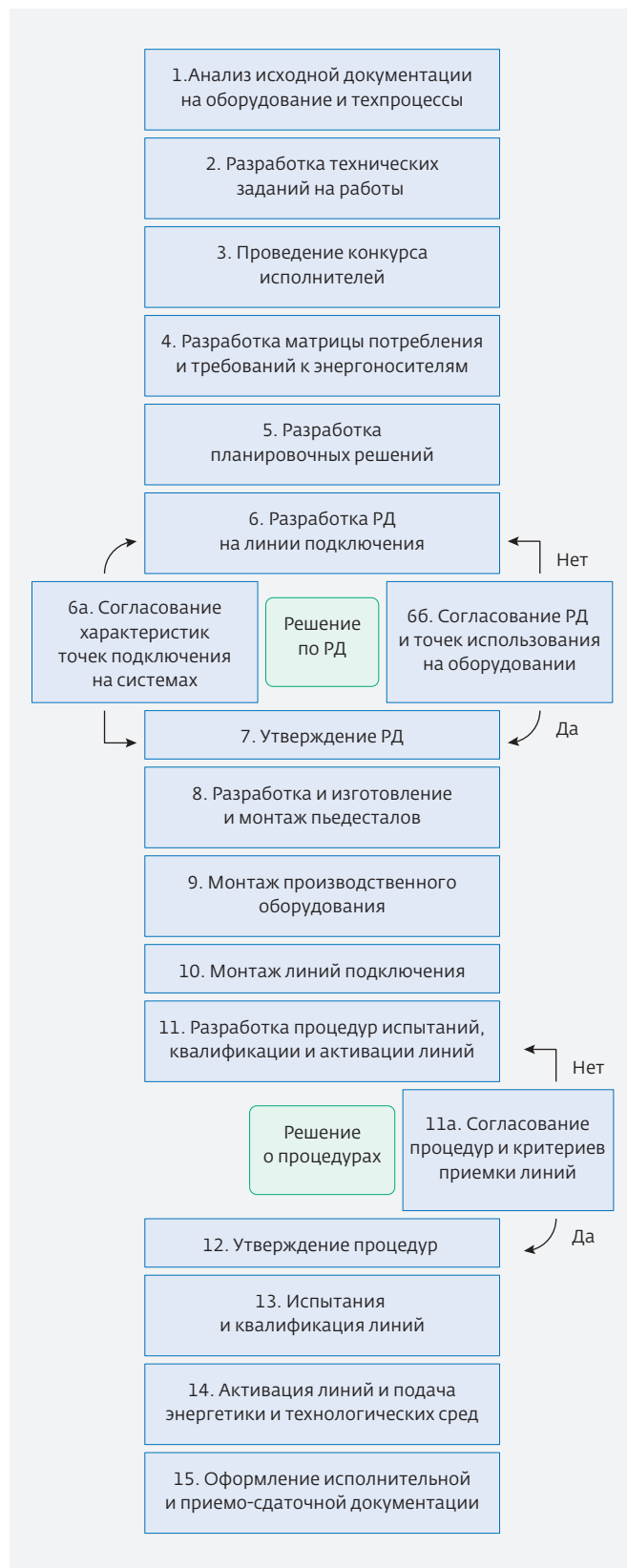


Рис.1. Последовательность работ проекта подключения оборудования

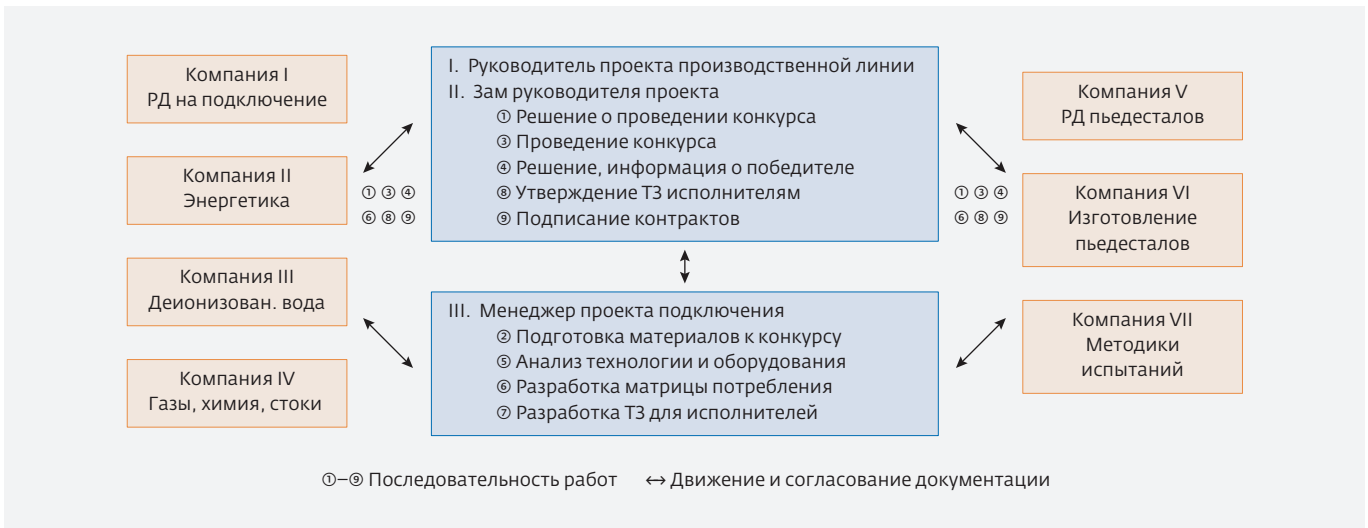


Рис.2. Подготовка и согласование документации на этапе предпроектных работ

2.1. Анализ исходных данных к проекту подключения

Исходные данные для анализа обычно включают в себя укрупненный технологический маршрут изготовления кристаллов с основными требованиями к операциям обработки и обязательно технические описания по устанавливаемому оборудованию. Наиболее критичными технологическими процессами изготовления кристаллов нанoeлектроники, требующими особо чистых технологических сред [3, 4], являются формирование фотолитографического рисунка, создание подзатворного диэлектрика и затворов транзисторной структуры, а также процессы формирования контактов и проводников системы многоуровневой металлизации. Так, уровень примесей аминов и высокомолекулярной органики в воздушной среде и азоте при формировании фоторезистивной маски не должен превышать, соответственно, 1000 и 200 pptv (объемных частей на триллион), а степень загрязнения галогенами или аммиаком при формировании силицидных контактов не должна превышать 40 pptv. Для качественной финишной отмывки пластин, особенно перед подзатворным оксидированием, используемая ультрачистая вода не должна содержать атомов металлов и ряда анионов более чем 20 pptm (массовых частей на триллион). Качество обработки на большинстве технологических операций нанoeлектроники гарантируется при условии использования высокочистых магистральных и специальных газов с уровнем содержания частиц размером 0,1 мкм не более одной частицы на литр. Подобными и другими условиями опре-

деляются требования к качеству линий подключения, которые должны обеспечивать стабильность и незагрязнение технологических газов и жидкостей. При этом для надлежащего функционирования производственного оборудования необходимы бесперебойное и стабилизированное электропитание, не хуже, чем $\pm 5\%$, осушенный сжатый воздух с точкой росы не менее -70°C , охлаждающая вода с жесткостью менее 120 мг/литр и проводимостью не более 70 Сименс·см⁻¹, отфильтрованная по частицам >50 мкм. Необходимы также магистральный вакуум, свободный от следов органики, вытяжная вентиляция, стабилизированная по потоку и др. Критичное оборудование, такое как установки экспонирования, и ряд контрольно-измерительных установок имеют также строгие требования по уровню вибрации. Оборудование является в основном многоблочным и включает в себя значительное количество вспомогательных блоков, таких как трансформаторы, генераторы, контроллеры, охладители, насосы, химические канистровые консоли, скрубберы и др. По нашему опыту, производственная линия с количеством установок около 150 единиц содержит более 350 позиций вспомогательного оборудования, размещающегося на разных участках и этажах здания. Поэтому прокладка многочисленных кабелей и трубопроводов подключения требует отдельных строительных работ.

В результате анализа данных об оборудовании и технологических процессах создается матрица потребления производственной линии и разрабатывается техническое задание на работы по подключению. Вместе с этим разрабатываются тех-

Таблица 1. Характерный перечень потребляемых технологических жидкостей, газов и энергоносителей

№	Основные типы оборудования	Применяемые технологические жидкости, газы и энергоносители
1	Химическая обработка и отмывка	Жидкости: 1) HCl, 2) HF (49%), 3) HF (0,5%), 4) H ₂ O ₂ , 5) H ₂ SO ₄ , 6) NH ₄ OH, 7) C ₃ H ₃ OH, 8) раствор "BTA", 9) раствор "ECP", 10) раствор "ECS", 11) раствор "LK-1", 12) д/и H; газы: 1) CO ₂ , 2) N ₂
2	Фотолитография ультрафиолетовым эксимерным излучением	Жидкости: 1) раствор "FM 21", 2) раствор "TMA 238", 3) C ₃ H ₃ OH, 4) д/и H ₂ O; газы: 1) Ar/Xe/Ne, 2) F ₂ /Kr/Ne, 3) F ₂ /Ar/Ne, 4) He/N ₂ , 5) Kr/Ne, 6) N ₂ /He, 7) N ₂
3	Нанесение и планаризация диэлектрических и металлических слоев, ионное легирование	Жидкости: 1) "TEOS", 2) "TEPO", 3) "TEB", 4) "Slurry EPL", 5) "Slurry CUS", 6) "Slurry STI-1", 7) "Slurry STI – 2", 8) раствор "Cu bath", 9) д/и H ₂ O, 10) NH ₄ OH, 11) H ₂ O ₂ ; газы: 1) SiH ₄ , 2) SiH ₂ Cl ₂ , 3) SiC ₃ H ₁₀ , 4) N ₂ O, 5) NH ₃ , 6) NF ₃ , 7) PH ₃ /SiH ₄ , 8) B ₂ H ₆ , 9) WF ₆ , 10) SiF ₄ , 11) AsH ₃ , 12) PH ₃ , 13) BCl ₃ , 14) O ₂ , 15) N ₂ , 16) Ar, 17) He, 18) H ₂
4	Плазмохимическое травление кремниевых, диэлектрических и металлических слоев	Газы: 1) C ₂ F ₆ , 2) C ₄ F ₆ , 3) N ₂ /H ₂ , 4) C ₄ F ₆ , 5) CF ₄ , 6) C ₄ F ₈ , 7) CH ₂ F ₂ , 8) CH ₃ F, 9) CHF ₃ , 10) Cl ₂ , 11) CO, 12) BCl ₃ , 13) HBr, 14) N ₂ , 15) He, 16) Ar, 17) O ₂
5	Выше указанные и другие типы оборудования, включая контрольно-измерительное и вспомогательное	Энергоносители, сервисные жидкости, газы и отводимые среды: электроэнергия: 1) 100 В, 2) 208 В-1ф, 3) 220-1ф, 4) 380В-3ф, 5) 400В-3ф, 6) Сигнальные линии; жидкости: 1) H ₂ O-охлаждающая Т-I, 2) H ₂ O-охлаждающая Т-II, 3) H ₂ O-деминерализованная, 4) H ₂ O-деионизованная; газы: 1) сжатый воздух, 2) магистральный вакуум, 3) пропан/бутан, 4) N ₂ -сервисный, 5) O ₂ -сервисный; вентиляция: 1) тепловая, 2) кислоты и щелочи, 3) органика, 4) водород, 5) вакуумные выхлопы; стоки: 1) кислоты и щелочи, 2) суспензии 3) Cu-раствор, 4) HF-раствор, 5) органика

нические требования на связанные работы. К связанным работам относятся выработка принципов размещения оборудования, разработка и изготовление фундаментов и пьедесталов, изготовление проходных каналов в перекрытиях, доработка элементов фальшполов и встраивание оборудования в стены чистых комнат.

2.2. Потребление технологических материалов и энергоносителей

В разрабатываемой матрице потребления указываются максимальные и средние расходы используемых газов, жидкостей и энергоносителей, а также потоки отработанных сред в соответствии с инсталляционной документацией для каждой единицы основного и вспомогательного оборудования. Всего типичная для современного производ-

ства номенклатура веществ включает в себя более 20 видов химических жидкостей, около 40 видов специальных и магистральных технологических газов и более 20 видов энергоносителей и отводимых сред (табл.1).

По данным о потоках и объемах потребления делаются оценки возможностей имеющихся систем обеспечения или проектируются новые. Практический анализ технологических циклограмм работы групп оборудования в конкретном проекте показывает, что, например, для деионизованной воды максимальный суммарный поток может происходить лишь в кратковременные периоды перекрытия фаз потребления двух или нескольких установок, как правило, в течение от 0,1 до 15 мин за каждый час работы. Поэтому средний технологический расход деионизованной воды составляет лишь около

18 м³/ч в отличие от величины 45 м³/ч, которая получается простым суммированием максимальных расходов по матрице потребления. То есть обеспечение водой может быть решено посредством буферных (накопительных) емкостей. Аналогично, реальное значение потребляемой электроэнергии составляет примерно 0,6–0,7 от суммы по максимальным значениям, указываемым в матрице по инсталляционным данным. На этом этапе делается также оценка объемов вредных стоков и вентиляционных выбросов для определения производительности закладываемых средств финишной утилизации.

2.3. Техническое задание на подключение оборудования и на связанные работы

В техническое задание на подключение оборудования включаются следующие основные требования:

- состав подключаемого оборудования;
- требования к составу и материалам линий и требования к их качеству;
- требования к конструкторской документации на проектируемые линии;
- требования к монтажным работам и условиям приемки;

Таблица 2. Требования к основным линиям подключения газов и жидкостей

№	Назначение линий	Материалы	Состав элементов	Условия испытаний и приемки
1	Специальные газы	SS 316L, двойная труба, внутренняя труба – электрохимическая полировка, R _a =0,13 мкм, механическая полировка, R _a =0,4 мкм, внешняя труба – SS 304. Орбитальная сварка. Уплотнения-Ni, для CO и CO ₂ – из нержавеющей стали	<ul style="list-style-type: none"> • Непосредственное подключение к оборудованию 	Испытания в № 2 Прочность 1% при 10 атм. 2 ч Герметичность 1%, при 8 атм. 24 ч Натекание Не ≤ 1 · E ⁹ мбар. л/с Частицы (≥0,1 мкм), ≤ 30 част/м ³ Содержание H ₂ O, O ₂ , TSH ≤ 10 ppb
2	Магистральные газы	SS 316L, труба – электрохимическая полировка, R _a =0,13 мкм, внешняя орбитальная сварка. Уплотнения – Ni	<ul style="list-style-type: none"> • Вентили, редукторы, манометры, фильтры на частицы 0,05 мкм 	
3	Кислоты, щелочи, перекись водорода, суспензии	PFA HP – внутренняя труба, шероховатость R _a 0,2 мкм, PVC – внешняя, ИК-сварка	<ul style="list-style-type: none"> • Фильтр-боксы с вентиляцией; • вентили и фильтры (0,05 мкм) в фильтр-боксах; • боксы нижних точек линий 	Испытания в № 2 Прочность 0,1 атм., при 5 атм. 2 ч Герметичность 0,1 атм., 5 атм., 24 ч
4	Органические жидкости	SS316L, труба, электрохимическая полировка, шероховатость R _a =0,13 мкм. Орбитальная сварка	<ul style="list-style-type: none"> • Непосредственное подключение 	
5	Деионизованная вода	PVDF-HP, шероховатость 0,2 мкм, ИК-сварка	<ul style="list-style-type: none"> • Вентили, редуктор, манометр, фильтры (0,05 мкм), возвратная петля, ротаметр 	Испытания в д/и воде при 5 атм Герметичность 0,1 атм., 24 ч Сопротивление ≥18 МОм · см Углерод органики (ТОС) ≤ 0,6 ppb Частицы (≥0,05 мкм) ≤ 0,15 /мл

- порядок испытаний и квалификации линий.

Технические требования к линиям подключения и условиям их испытаний даны в работе [4], основные из них приведены в табл.2.

К работам, связанным с подключением оборудования, требующим отдельных технических заданий, относятся разработка планировочных решений, разработка документации на пьедесталы и на их изготовление, разработка чертежей на изготовление каналов и проемов в перекрытиях, доработка элементов фальшпола.

В условиях принятой в нашем проекте концепции межоперационного перемещения и хранения пластин в герметичных контейнерах с использованием SMIF-загрузчиков с фильтрованной воздушной средой, оборудование может быть размещено в чистой комнате класса "ISO 6" [5]. Однако оборудование литографии, где качество обработки наиболее критично к запыленности и воздушным молекулярным загрязнениям, оно размещается в помещении класса "ИСО 5" с отдельным воздушным циклом.

Изолированные участки необходимы также для оборудования химико-механической полировки, являющегося вероятным источником пылевых загрязнений. Изолированный участок выделяется и для оборудования ионной имплантации, которое использует высокоэнергетичные (до 1 МэВ) ионные ускорители. Вспомогательные блоки, такие как насосы, генераторы, охлади-

тели и др. размещаются в отдельных технических зонах меньшего класса чистоты.

Информация о точках подключения к системам обеспечения готовится службой по инфраструктуре и оформляется таблицей, которая вместе с матрицей и планировкой прилагается к техническому заданию на работы по подключению.

Пьедесталы предусматриваются для механической развязки оборудования от фальшпола чистой комнаты и применяются для оборудования, наиболее чувствительного к вибрации, такого как установки фотолитографии и контрольно-измерительное оборудование. Пьедесталы требуются также для оборудования с большой весовой нагрузкой на фальшпол (>300 кг на каждую опору установки). К такому оборудованию относятся установки химико-механической полировки, ионной имплантации и установки физического осаждения слоев. Особо отмечаются фотолитографические установки совмещения экспонирования, требующие применения пьедесталов, изготавливаемых специализированной компанией, рекомендуемой изготовителем установки. При этом для пьедестала предусматривается дополнительный массивный фундамент. Вибрационная скорость колебаний нагруженных пьедесталов литографического и критичного контрольно-измерительного оборудования не должна превышать 6-7 мкм/с в диапазоне частот 5-100 Гц.

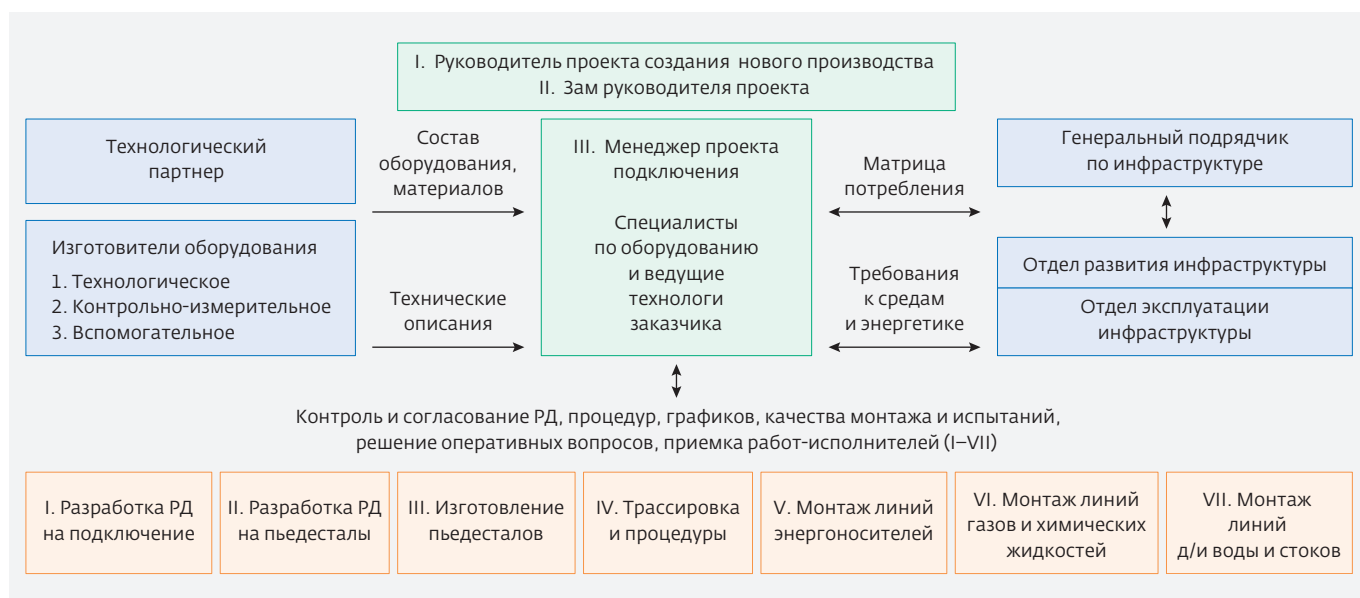


Рис.3. Взаимодействие и управление в проекте подключения оборудования

дельных монтажных помещениях для предупреждения перекрестного загрязнения материалов. Помещения должны соответствовать классу ISO 7 с уровнем чистоты по частицам размером более 0,5 мкм, не хуже 350 част/л.

Трубопроводы особо чистых магистральных газов (N_2 , O_2 , Ar, Ne, Kr, He, H_2), а также трубопроводы специальных (пирофорных, коррозионных и токсичных) газов (SiH_4 , PH_3 , Cl_2 , F_2 , NH_3 , WF_6 , NF_3 , CO, CO_2 , фреоны и другие газы) выполняются из нержавеющей стали с внутренней электрохимической полировкой при уровне шероховатости $R_a=0,13$ мкм. Для предупреждения загрязнения газов металлами от трубопроводов рекомендуется использование хромо-никелевой низкоуглеродистой аустенитной стали типа "SS 316L". Эта марка обеспечивает высокую устойчивость к коррозионным газам и эффективную авто-пассивацию поверхности сварочных стыков оксидами хрома в процессе орбитальной сварки. Для внешних коаксиальных труб специальных газов могут использоваться менее дорогие трубы из нержавеющей стали типа "SS 304" с более грубой внутренней полировкой. На линиях сверхчистых инертных газов предусматриваются оконечные фильтры тонкой очистки типа "WG2F" или аналогичные, с размером улавливаемых частиц 0,02-0,05 мкм с эффективностью фильтрации не хуже 30 част/м³. Для разъемных соединений линий применяются прокладки из нержавеющей стали, либо, более пластичные, из никеля. Однако использование никелевых прокладок не рекомендуется для линий гидридов и особенно для монооксида углерода, так как никель оказывает каталитическое воздействие на газы и может приводить к накоплению в трубопроводе микрочастиц от продуктов окисления, таких как оксиды и карбонилы металлов.

Для деионизованной воды применяются трубопроводы из высокочистого фтор-полимерного материала типа "PVDF HP" с внутренней шероховатостью не более 0,2 мкм. Для трубопроводов кислот и щелочей применяется материал "PFA HP". Внешние коаксиальные трубы линий химических жидкостей выполняются из поливинилхлорида "PVC". На линиях химии и деионизованной воды предусматриваются оконечные фильтры типа "Dugarog" с минимальным размером задерживаемых частиц от 0,05 мкм.

Для исключения нестабильности и возможной дефектности из-за накопления в трубопроводах конденсирующихся газов, таких как BCl_3 , C_4F_8 , WF_6 , $SiCl_2H_2$ и др., а также для предупреждения накопления продуктов, конденсирующихся в выхлопных

магистралях насосов, предусматриваются нагреватели трубопроводов. Для питания нагревателей могут применяться многоканальные контроллеры типа "Horst" или "SAF Warmetechnik", обеспечивающие температуру от 25 до 150°C с точностью поддержания $\pm 1^\circ C$. Системы подачи опасных газов оснащаются датчиками утечек типа "Bionix" с точками отбора в газовых боксах оборудования. Для контроля утечек жидкостей применяются датчики типа "IFM-E", монтируемые в нижних точках линий химических жидкостей и в боксах фильтров.

3.3. Испытания и квалификация линий

Приемка линий из монтажа проводится на их соответствие РД непосредственно на объекте. При этом контролируются надежность крепления трубопроводов и кабельных лотков, укладка сигнальных и силовых кабелей, затяжка клемм, наличие заземлений, доступность к приборам для их эксплуатации и обслуживания. На рис.5 дан пример монтажа узлов подключения деионизованной воды для установок химической обработки. На рис.6 приведен пример монтажа узлов подключения охлаждающей воды, газов и вакуума установки осаждения. На рис.7 дан общий вид различных линий подключения технологического оборудования.

После приемки из монтажа и устранения возможных замечаний проводятся испытания каждого трубопровода на соответствие ТЗ и требованиям ГОСТ 32569-2013, а также требованиям международного стандарта SEMI E 49.9-96. Для кабельных линий испытания по сопротивлению изоляции и заземления, а также по току срабатывания автоматических выключателей должны соответствовать требованиям ГОСТ 30331.3-95.

Испытания газовых линий на прочность и плотность проводятся в азоте, соответственно, при давлении 10 бар (длительность 2 ч) и 8 бар (длительность 24 ч) с допуском на падение давления не более 1% номинального. Герметичность металлических трубопроводов проверяется по методике натекания гелия по критерию натекания не более 10^{-9} мбар·л/с. Для квалификации по содержанию десорбирующихся влаги и кислорода, а также по концентрации микрочастиц используется продувочный азот от квалифицированной системы подачи с содержанием указанных примесей не более 1 ppb (одна часть на миллиард частей азота) с показателем по микрочастицам (размером $> 0,1$ мкм) не более 30 част/м³. Для начала пуска-наладочных работ на оборудовании содержание влаги и кислорода в продувочном



Рис.5. Вид узлов подключения деионизованной воды для установок химической обработки

азоте на выходе из трубопроводов не должно превышать 10 ppbт (частей на миллиард по массе), а количество микрочастиц не должно быть более, чем на входе. С продолжительностью продувки концентрация остаточных кислорода, влаги и микрочастиц монотонно уменьшается, если трубопроводы не загрязнены и герметичны.

Испытания пластиковых линий деионизованной воды и линий химических жидкостей на герметичность проводятся при давлении азота 5 бар (24 ч) с допуском на падение давления не более 0,1 атм. При расчете изменения давления учитывается тем-



Рис.7. Общий вид комплекса линий подключения участка физического нанесения слоев

пературный фактор за время испытания, для чего отмечается температура в начале и в конце испытаний. Затем делается пересчет изменения давления с учетом изменившейся температуры. Линии подключения деионизованной воды квалифицируются на отсутствие загрязнений в потоке воды с объемным сопротивлением не менее 18,2 МОм·см, с концентрацией окисляемого углерода органики не более 0,6 ppb. В отдельных случаях могут контролироваться и другие характеристики, такие как содержание металлов, ионных примесей, колоний бактерий и др. Испытания и квалификация линий проводятся по методикам и процедурам, согласованным с менеджментом заказчиком.

Последующая активация квалифицированных линий предполагает первоначально включение и подачу энергоносителей, а затем технологических газов и жидкостей. Работа проводится по отдельной процедуре при совместном контроле специалистами, ответственными за системы инфраструктуры и за запуск оборудования. Перед заполнением линий специальных газов они проходят двух-, трехкратный цикл откачки – напуска газа. Линии из нержавеющей хромо-никелевой стали для фтор- или хлорсодержащих газов проходят не менее чем четырехчасовую выдержку в заполненном состоянии с рабочим газом. Это обеспечивает стабилизацию и пассивацию внутренней поверхности трубопровода образующимся галогенидом хрома. Активация линий специальных газов и химических жидкостей проводится после ввода в эксплуатацию систем детектирования утечек вредных веществ.

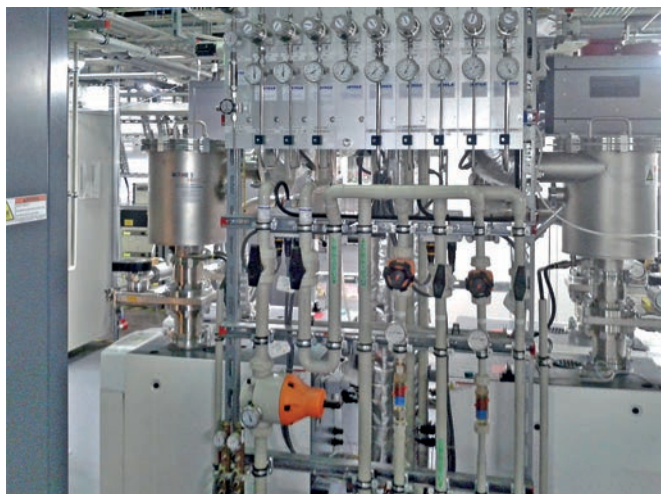


Рис.6. Вид узлов подключения газов, охлаждающей воды и вакуумных фильтров установки газофазного нанесения

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С усложнением оборудования и возрастанием требований к чистоте технологических сред и к качеству энергоносителей, подключение оборудования стало специфическим разделом работ при создании и развитии производств полупроводниковой технологии. Практический опыт реализации проекта подключения для производства кристаллов интегральной нанoeлектроники указывает на необходимость комплексного подхода при проведении работ. Успех проекта подключения в существенной мере определяется последовательностью и структурой его организации, а также степенью владения специалистами и менеджментом вопросами современной технологии, промышленного оборудования и чистых материалов. Опыт, систематизированный в настоящей работе, может быть эффективно применен при создании и модернизации современных производств на предприятиях электронной отрасли.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Красников. Г.Я.** Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов. – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2011. С. 112–119.
2. **Красников Г.Я., Орлов О.М.** Отличительные особенности и проблемы КМОП-технологии при уменьшении проектной нормы до уровня 0,18 мкм и меньше // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3. № 7–8. С. 124–128.
3. International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) 2013 г.
4. **Евдокимов В.Л., Ранчин С.О.** Требования к чистоте технологических сред в производстве кристаллов интегральной нанoeлектроники // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. 2016. № 1 (161). С. 58–70.
5. Проектирование чистых помещений / Под ред. В.Уайта, пер. с англ. под ред. В.И.Калечиц. – М.: ООО "Клинрум", 2004. С. 69–93.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И АДГЕЗИОННЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

► В.П.Бокарев
АО "НИИМЭ"

Рассмотрена связь адгезионных свойств кристаллов с их кристаллической структурой. На примерах теоретических расчётов и экспериментально измеренных адгезионных свойств кристаллов металлов, полупроводников и диэлектриков показано, что максимальная работа адгезии кристаллов соответствует граням с максимальными значениями поверхностной энергии, рассчитанной с применением модели координационного плавления кристаллов.

MATERIALS CRYSTAL STRUCTURE AND ADHESIVE PROPERTIES

V.P. Bokarev

JSC MERI

Correlation of adhesive properties of materials with their crystal structure has been studied. Based on theoretical estimation of crystal properties measured experimentally for metals, semiconductors and dielectrics it has been shown that the maximum adhesion of crystals complies with the maximum surface energy edges calculated with the method of crystals coordinating melting.

Проблема адгезии плёнок относится к ключевым проблемам в технологии микро- и нанoeлектроники, а также в технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС). Использование оптимальных по своим электрическим или механическим свойствам материалов часто становится проблематичным из-за плохой адгезии плёнок этих материалов к подслою и разницы в коэффициентах термического расширения (к. т. р.) данного материала и подложки, что приводит к расслоению рабочих структур либо разрыву проводящих дорожек и нарушает работу устройств. Для увеличения адгезионной способности наносимой плёнки к данной подложке используют физическое либо химическое модифицирование поверхности подложки или введение промежуточного слоя, обладающего хорошей адгезией, как к подложке, так и к наносимой плёнке. Так адгезионная способность гидрофобного материала к гидрофильной поверхности будет крайне низкой и для её увеличения необходимо модифицирование поверхности подложки путём нанесения промежуточного

слоя, обладающего высокой адгезией, как к подложке, так и наносимому материалу. Но и сама величина адгезии плёнки одного и того же материала к подложке не является постоянной, а зависит от кристаллографической ориентации поверхности. Наиболее ярко это проявляется у монокристаллических материалов, что объясняется анизотропией поверхностной энергии монокристаллов и различием в химическом составе поверхностного слоя атомов в случае химических соединений. В простейшем случае связь между работой адгезии и поверхностными энергиями контактирующих материалов задаётся уравнением Дюпре:

$$W_a = \sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_{12}, \quad (1)$$

где W_a – работа адгезии, σ_1 и σ_2 – поверхностные энергии контактирующих фаз, а σ_{12} – межфазная поверхностная энергия границы раздела. Из уравнения Дюпре следует, что максимальной работой адгезии обладает двухфазная система, в которой поверхностные энергии контактирующих фаз максимальны.

Поэтому, при отсутствии химического взаимодействия, максимальной работой адгезии должны обладать границы раздела двух фаз, образованные кристаллографическими плоскостями с максимальными значениями поверхностных энергий.

Однако значение поверхностной энергии твердого тела и ее анизотропию измерить с высокой точностью экспериментально невозможно. Поэтому значения поверхностных энергий рассчитываются с применением различных моделей.

В наших работах было показано, что величину поверхностной энергии монокристаллических материалов и её анизотропию легко рассчитать с использованием модели координационного плавления кристаллов (МКП) [1-3]. Рассчитанные по МКП значения поверхностной энергии не только не противостоят значениям, полученным экспериментально, но и позволяют рассчитать анизотропию физико-химических свойств поверхности монокристаллических материалов [4-7].

Рассмотрим известные литературные данные по адгезионным свойствам поверхностей монокристаллических материалов с различной кристаллографической ориентацией к различным веществам и сопоставим полученные разными авторами значения со значениями поверхностных энергий монокристаллов, рассчитанными с применением МКП [1-3]. Расчёты поверхностной энергии будем проводить по формуле, выведенной в предположении отсутствия фазовых переходов I рода у данных веществ до температуры их плавления [1-3]:

$$\sigma_{hkl} = \frac{\rho l_{hkl}}{M} \int_0^{T_{пл}} c_p dT, \quad (2)$$

где ρ – плотность кристаллического вещества, M – его молекулярный вес, $T_{пл}$ – температура плавления, c_p – мольная теплоемкость, l_{hkl} – толщина первой координационной сферы в направлении $[hkl]$, которая для кристаллов с кубическими кристаллическими ячейками задаётся соотношениями [3]:

$$Pm\bar{3}m, Z=1: l_{100}=2a; l_{110}=a\sqrt{2}; l_{111}=2a/\sqrt{3}, \quad (3)$$

$$Im\bar{3}m, Z=2: l_{100}=a; l_{110}=a\sqrt{2}; l_{111}=a/\sqrt{3}, \quad (4)$$

$$Fm\bar{3}m, Z=4: l_{100}=a; l_{110}=a/\sqrt{2}; l_{111}=2a/\sqrt{3}, \quad (5)$$

$$Fd\bar{3}m, Z=8: l_{100}=a/2; l_{110}=a/\sqrt{2}; l_{111}=2a/\sqrt{3}. \quad (6)$$

В работе [8] была экспериментально исследована зависимость степени адгезии поликристаллических плёнок никеля, имеющих разную текстуру, к крем-

ниевой подложке с ориентацией поверхности (111). Было найдено, что максимальной адгезией плёнок никеля к кремниевой подложке (111) обладают плёнки Ni с наибольшей степенью кристалличности и ориентацией текстуры (111).

Расчёты поверхностной энергии монокристаллического никеля, проведенные по формуле (2) показывают, что грани {111} никеля имеющего кубическую гранецентрированную структуру, обладает максимальным значением поверхностной энергии [7], максимальным значением поверхностной энергии обладает и грани {111} кремния [3]. Очевидно, что интерфейс Ni/Si должен обладать максимальной адгезией при максимальных значениях поверхностных энергий контактирующихся поверхностей, что и наблюдалось экспериментально в работе [8].

Данный вывод подтверждается и экспериментальной работой японских исследователей установивших, что коэффициент прилипания атомов Ga и Sb к поверхности монокристаллического кремния, ориентированного по кристаллографическим плоскостям (100) и (111) максимален к поверхности кремния с ориентацией Si (111) [9], что по нашим расчётам соответствует максимальному значению поверхностной энергии кремния на кристаллографической плоскости (111).

В работе [10] методом функционала электронной плотности изучалась атомная и электронная структура границ раздела Nb/ α -Al₂O₃ и было показано, что адгезия плёнок Nb на разных гранях кристалла α -Al₂O₃ в значительной степени зависит от типа поверхности корунда. Оказалось, что максимальное значение работы адгезии Nb наблюдается к поверхности α -Al₂O₃ (0001). Расчёты анизотропии поверхностной энергии α -Al₂O₃ по МКП указывают на максимальное значение поверхностной энергии корунда на базовой кристаллографической плоскости (0001), что соответствует расчётным данным работы [10]. Однако вывод авторов работы [10] о наибольшей стабильности поверхности (0001) корунда из-за минимального значения поверхностной энергии является спорным, так как поверхностная энергия характеризуется энергией отрыва атомов от данной поверхности, поэтому наибольшей стабильностью должна обладать поверхность с максимальным значением поверхностной энергии. Так авторы монографии Капиллярная химия [11] дают такое определение поверхностной энергии: "Поверхностная энергия E_s равна энергии $E_s(0)$, необходимой для отрыва атома от поверхности, минус энергия ΔE^s , затраченная на перевод атома в плоскости в заданное положение. Обычно

Зависимость энергии связи атомов металлов с разными гранями монокристалла вольфрама

Me	Энергия связи Me- W_{hkl} по МКП	Энергия связи Me- W_{hkl} по [13], эВ	$\max \sigma_{me}$ мДж/м ² по МКП	$\Delta\sigma W_{110}-Me_{\max}$ мДж/м ² по МКП
Ta	max для W_{110} min для W_{111}	8,4 6,5	σ_{110} 3577	693
W	–	–	σ_{110} 4270	–
Re	max для W_{110} min для W_{111}	10,5 7,8	σ_{0001} 4460	–190
Os	max для W_{110} min для W_{111}	8,5 6,8	σ_{0001} 4210	60
Ir	max для W_{110} min для W_{111}	5,8 4,5	σ_{111} 3569	701
Pt	max для W_{110} min для W_{111}	5,6 2,8	σ_{111} 2633	1637
Au	max для W_{110} min для W_{111}	0,47 Нет данных	σ_{111} 1571	2699

величина ΔE^s мала. Так поверхностная энергия металлов измеряется 400–1000 мДж/м², а ΔE^s не превышает 2–6% общей величины".

Вывод о соответствии максимальной работы адгезии поверхностям с максимальными значениями поверхностной энергии подтверждается и данными о максимальных значениях работы адгезии для границы раздела Al(111)/ α -Al₂O₃ (0001) [12].

Авторы работы [13], исследуя десорбцию атомов металлов с поверхности монокристаллического вольфрама на полевом ионном микроскопе, обнаружили, что максимальные значения относительной полевой десорбции соответствуют десорбции атомов с плоскости (110) вольфрама, что не согласуется с ранее используемой моделью попарного взаимодействия. В табл. 1 нами проанализированы результаты работы [13]. Авторы работы указывали на связь между величиной энергии связи адсорбированных на поверхностях вольфрама атомов металлов со строением их электронных оболочек. Поэтому различия в энергии связи адсорбированных атомов с поверхностью вольфрама были проинтерпретированы авторами в рамках электронно-энергетической зонной модели. Но и эта модель не объяснила экспериментально полученную зависимость энергии связи адсорбированных атомов металлов с кристаллографической поверхностью (110) монокристалла вольфрама. Расчёты показали, что энер-

гия связи атомов металлов с кристаллографически разными гранями монокристалла вольфрама максимальна для грани $W(110)$ и минимальна для грани $W(111)$ (см. таблицу). Поэтому авторы работы [13] считают такую зависимость аномальной.

Однако с применением МКП такая зависимость является естественной, так как объясняется максимальным значением поверхностной энергии вольфрама на поверхности (110), а значит и максимальным значением энергии связи адсорбированных атомов металлов с такой поверхностью.

Кроме того, следует отметить, что энергия связи атомов металлов с поверхностью (110) вольфрама увеличивается по мере уменьшения разности между максимальным значением

поверхностной энергии вольфрама и металла, рассчитанной по МКП. Данная тенденция продолжается при переходе этой разницы в отрицательные значения, то есть при превышении максимальной поверхностной энергией металла значения максимальной поверхностной энергии вольфрама (см. Re в табл. 1.).

Таким образом, применение модели координационного плавления кристаллов указывает на связь адгезионных свойств кристаллографически разных поверхностей монокристаллов с максимальными значениями поверхностных энергий на этих поверхностях.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.П.Бокарев.** Поверхностная энергия и плавление кристаллов // В сборнике: Труды Межведомственного Совета по комплексным проблемам физики, химии и биологии при Президиуме РАН. Москва – Екатеринбург, 1995. С.67–68.
2. **В.П.Бокарев.** Влияние поверхности на свойства макро – и нанокристаллов // РАН, Кристаллография, т. 45, № 3, 2000, С.568–572
3. **Г.Я.Красников, В.П.Бокарев.** Поверхностная энергия и огранка кристаллов элементарных полупроводников и некоторых других веществ. // Доклады академии наук.2002, т. 382, № 2, с.225–229

4. **В.П.Бокарев, Г.Я.Красников.** Оценка изменения физико-химических свойств наноразмерных кристаллических материалов // Доклады академии наук, 2008, т. 420, № 2, с. 186-189
5. **В.П.Бокарев, Е.С.Горнев, П.А.Тодуа.** Оценка температуры поверхностного плавления монокристаллов элементарных веществ // Кристаллография, 2013, том 58, № 1, с. 155-157
6. **Г.Я.Красников, В.П.Бокарев.** Поверхностное плавление кристаллов и спекание порошкообразных веществ // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2015, № 10, с. 109-112
7. **В.П.Бокарев, Е.С.Горнев, Г.Я.Красников, П.А.Тодуа.** Анизотропия работы выхода электронов и поверхностная энергия металлов // "Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника", 2014, № 1 (156), с.18-27
8. **В.В.Наумов, В.Ф.Бочкарев, Э.Ю.Бучин.** Увеличение адгезии металлических пленок к кремнию с помощью ионной бомбардировки в процессе их роста //Журнал технической физики, 2009, том 79, вып. 7, с.146-149.
9. **Matsuo Naoto, Hirofuji Yuichi.** // Extend. Abstracts XVIII Intern. Conf. Solid State Devices and Mater., 20-22 Aug.Tokyo, 1986. P. 41-44.
10. **В.В.Мельников, С.В.Еремеев, С.Е.Кулькова.** Изучение адгезии плёнок ниобия на разно-ориентированных поверхностях $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ // Журнал технической физики, 2011, том 81, вып. 10, с.114-121.
11. **Иноуэ К., Китахара А., Косеки С., Мамамуси Р., Накаса С., Сома Х., Тамару К., Танака Х.** Капиллярная химия: Пер. с японск./ Под ред. К. Тамару. - М.: Мир, 1983. - 272 с.
12. **Batirev I.G., Kleinman L.** In-plane relaxation of Cu (111) and Al (111) / $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (0001) interfaces // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 033410: 1-4.
13. **Plummer E.W., Rhodin H.** Atomic Binding of Transition Metals on Clean Single-Crystal Tungsten Surfaces // J. Chem. Phys, 1968, v. 49, p. 3479

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ

► П.С.Захаров
АО "НИИМЭ"

Исследуется обратимое переключение электрической проводимости в тонких пленках нестехиометрического оксида кремния. Установлено, что эффект переключения связан с образованием и разрушением филаментов в активном слое, поперечное сечение которых не превышает $0,6 \times 0,6$ мкм². Анализ температурных зависимостей характеристик эффекта позволяет предположить, что разрушение канала проводимости – это активационный процесс, обусловленный термическим воздействием на центры пров

RESISTIVE SWITCHING CHARACTERISTICS OF NONSTOICHIOMETRIC SILICON OXIDE THIN FILMS

P.S.Zakharov
JSC "MERI"

Reversible resistive switching of nonstoichiometric silicon oxide thin films is investigated. It has been discovered that resistive switching is due to formation and rupture of conductive filament in the active layer. The cross section upper limit of such filament is $0,6 \times 0,6$ μm². Temperature dependences of main switching characteristics allow proposing that filament rupture is activation process caused by thermal effect on conductive centers.

Резистивная память (Resistive Random Access Memory, ReRAM) – разновидность перспективных энергонезависимых запоминающих устройств. Принцип ее работы основан на эффекте обратимого переключения электрической проводимости (ОПЭП) активного слоя под действием электрических импульсов. Особого внимания заслуживает ReRAM на основе оксида кремния [1, 2], которая отличается идеальной совместимостью с технологическим процессом кремниевой микроэлектроники [3].

Резистивная память с активным слоем в виде стехиометрического оксида кремния (ReRAM SiO₂) обладает высокими функциональными характеристиками, а именно широким "окном памяти" на уровне 10⁵ и временем переключения не более

100 нс [4]. Однако прикладной интерес к ней сдерживается необходимостью вакуумирования активного слоя [5].

В работе [6] было установлено, что вблизи вакуумированной поверхности SiO₂ после электроформовки образуется система кремниевых нанокристаллитов. Этот факт послужил подтверждением гипотезы, согласно которой электроформовка нарушает стехиометрию активного слоя [7].

Таким образом, логическим продолжением стало исследование элементов резистивной памяти на основе нестехиометрического оксида кремния (ReRAM SiO_x, где $x < 2$). Обратимое переключение электрической проводимости активного слоя в таких структурах достигается уже в условиях атмосферного кислорода, а рабочие напряжения не превышают

3 В [8, 9]. Однако ReRAM SiO_x имеет низкую воспроизводимость характеристик. Устранение этого недостатка затруднено слабым пониманием механизма переключения проводимости в тонких пленках SiO_x . В работах [10–12] высказывается предположение о том, что переключение в низкоомное состояние (логическая "1") вызвано образованием в активном слое локальных каналов проводимости (филаментов) под действием электрического поля, а переключение в высокоомное состояние (логический "0") – их разрушением вследствие джоулева тепла. Однако такие модельные представления не подтверждены экспериментально. Отметим также, что до сих пор исследования переключения проводимости SiO_x проводились лишь при комнатной температуре на структурах со сравнительно большими планарными размерами ($\approx 100 \times 100$ мкм²).

Цель настоящей работы – исследование механизма переключения электрической проводимости в тонких пленках нестехиометрического оксида кремния. В работе проводится анализ температурных зависимостей основных характеристик переключения, а также изучение возможности масштабирования ReRAM SiO_x до субмикронных размеров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Тестовые структуры представляют собой плоский конденсатор с алюминиевыми электродами, между которыми располагается активный слой – нестехиометрический оксид кремния толщиной 20 нм. Планарные размеры конденсаторов находятся в диапазоне от $0,6 \times 0,6$ до 60×60 мкм². Для контактирования структуры в своем составе имеют специальные выведенные на второй уровень металлизации контактные площадки (рис.1).

Изготовление тестовых структур происходило по следующему маршруту. На кремниевой подложке последовательно были сформированы: изолирующий диоксид кремния (SiO_2), нижний электрод, активный слой (SiO_x), верхний электрод. Диэлектрические слои получены плазмохимическим осаждением из газовой фазы (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD), электроды – магнетронным распылением алюминиевой мишени. Методами фотолитографии и плазмохимического травления (ПХТ) формировались "островки" из верхнего электрода и активного слоя.

Активный слой осаждался с использованием газовой смеси моносилана (SiH_4) и закиси азота (N_2O) в соотношении 3:10. Температура подложки во время процесса поддерживалась на уровне 400°C.

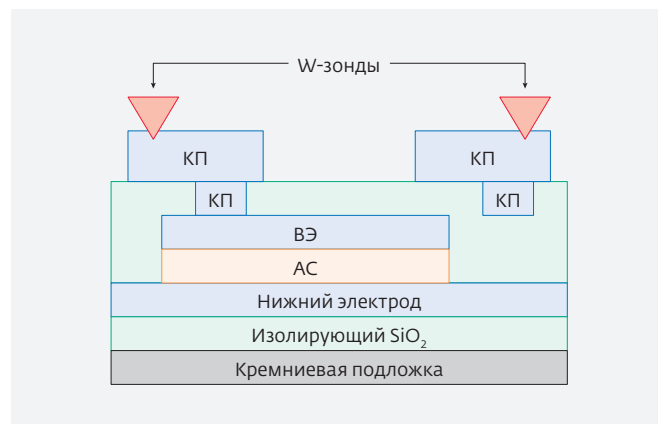


Рис.1. Поперечное сечение тестовой структуры (КП – контактная площадка, ВЭ – верхний электрод, АС – активный слой, W – вольфрамовая перемычка)

Исследование химического состава активного слоя проводилось методом рентгеновского микроанализа на сканирующем электронном микроскопе FEI Quanta 200 3D. Для этого были изготовлены дополнительные структуры SiO_x (1 мкм)/Al (0,6 мкм)/Si. Анализ характеристических пиков рентгеновского излучения проводился при ускоряющем напряжении 7 кВ и токе электронного луча 0,75 нА в растровом режиме. Установлено, что соотношение атомных концентраций кислорода и кремния в активном слое составляет 0,74.

Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) тестовых структур выполнено в атмосферном кислороде с помощью зондовой станции "Cascade Summit 12000 AP" и измерителя характеристик полупроводниковых приборов "Agilent B1500".

Эффект обратимого переключения электрической проводимости активного слоя наблюдается после проведения предварительной процедуры – электроформовки, суть которой состоит в подаче на электроды структуры относительно высокого напряжения порядка 12 В (рис.2). В результате в структуре устанавливается состояние логической "1" с сопротивлением 10–30 Ом. Во избежание протекания больших токов, которые могут привести к разрушению структуры, электроформовку необходимо выполнять источником тока.

Стирание, то есть переключение структуры из логической "1" в логический "0", осуществляется треугольным импульсом напряжения с амплитудой 0,8 В, однако резкое падение проводимости наблюдается уже при 0,3 В (рис.3). В состоянии логического "0" структура характеризуется сопротивлением свыше 50 кОм.

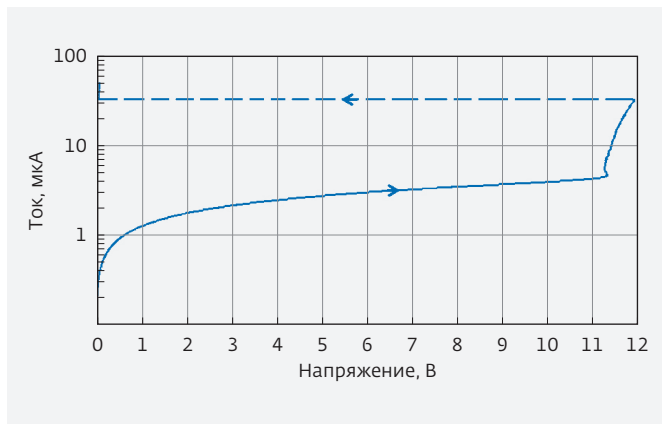


Рис.2. ВАХ-структуры в режиме электроформовки

Запись, то есть переключение в состояние логической "1" выполняется треугольным импульсом тока, амплитудой свыше 100 мкА. Резкий скачок проводимости наблюдается при напряжении примерно 1,6 В.

Чтение, то есть определение состояния структуры без его изменения, может быть выполнено импульсом напряжения не более 50 мВ. В противном случае наблюдается деградация логического "0".

Отметим, что сопротивление структуры в состоянии логической "1" слабо зависит от площади и периметра электродов. Отсюда следует, что канал проводимости в активном слое сильно локализован, то есть представляет собой филамент с поперечным сечением, не превышающим размеры электродов в конденсаторе с наименьшими планарными размерами (0,6×0,6 мкм²).

Для более глубокого понимания механизма переключения проводимости SiO_x выполнено многократное циклическое переключение тестовых структур в диапазоне температур 298–473 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Установлено, что с ростом температуры, во-первых, сопротивление логического "0" увеличивается; во-вторых, напряжение записи растет, в-третьих, сопротивление логической "1", напряжение и ток стирания меняются слабо.

График зависимости сопротивления логического "0" от температуры процесса стирания в аррениусовских координатах $\ln(R_0) \sim e/kT$ имеет вид прямой линии (рис.4). Это дает возможность предположить, что стирание – термоактивационный процесс. Однако вопрос о точном значении энергии активации остается открытым, так как температура проводящего канала в момент стирания превышает

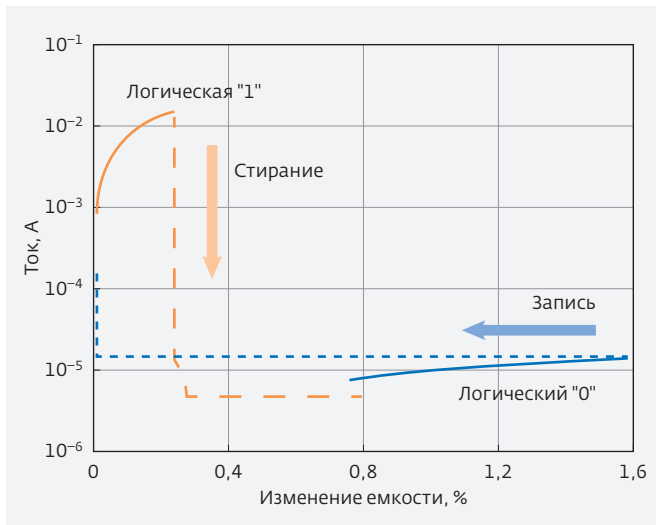


Рис.3. ВАХ-структуры в состоянии логической "1" и "0"

температуру окружающей среды на $R_{ТН} \cdot P_R$, где $R_{ТН}$ – тепловое сопротивление структуры, P_R – тепловая мощность, выделяемая во время стирания. Оценка энергии активации без учета джоулева разогрева дает значение на уровне 0,5 эВ.

Одним из центральных вопросов, связанных с эффектом обратимого переключения проводимости, является вопрос о составе филамента. На основе исследования конденсаторных структур с электродами из различных материалов было показано [9], что образование проводящих каналов не связано с электромиграцией атомов металла из электродов в активный слой. В работе [10] предполагается, что высокая проводимость филамента обусловлена атомами кремния с оборванными химическими связями, возникшими под действием электрического

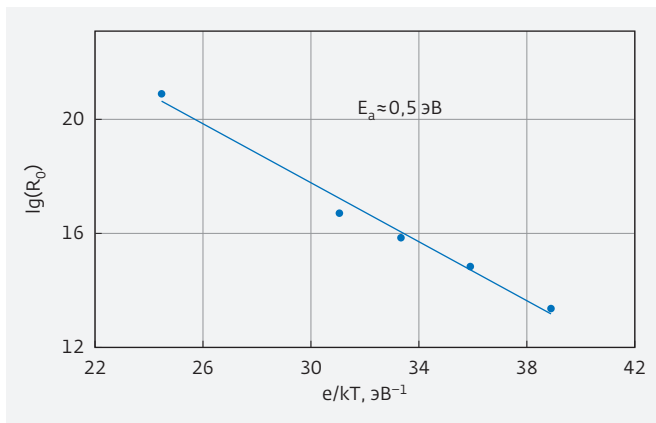


Рис.4. Зависимость проводимости логического "0" от температуры процесса стирания

поля, а в [11] филамент рассматривается как цепь кремниевых нанокластеров в активном слое.

Не опираясь в данной работе на предположения других авторов, введем понятие центра проводимости как элементарной структурной единицы, образующей филамент. При этом сопротивление оксида кремния толщиной 20 нм тем меньше, чем больше центров проводимости в нем.

Тот факт, что с ростом температуры сопротивление логического "0" становится выше, позволяет выдвинуть гипотезу о том, что стирание обусловлено термическим воздействием на центры проводимости. Для ее подтверждения проведены два эксперимента.

В первом эксперименте изучалась устойчивость высоко проводящего состояния при комнатной температуре (298 К). Восемь тестовых структур были установлены в состояние логической "1". При этом их электрическое сопротивление, измеряемое через каждые 8 ч, менялось слабо. В результате установлено, что состояние логической "1" не деградирует при комнатной температуре в течение не менее 72 ч (рис. 5а).

Во втором эксперименте 10 тестовых структур, установленных в состояние логической "1" при комнатной температуре, подвергались термическому отжигу. Нагрев до 573 К происходил ступенчато в течение 4 ч. Измерение сопротивления при максимальной температуре показало, что половина структур находится в состоянии логического "0". После естественного остывания сопротивление структур не изменилось. Кроме того, дегради-

ровавшие ячейки могли обратимо переключаться, однако, первый процесс записи требовал напряжения свыше 5 В. Напомним, что напряжение записи в структурах, не подвергавшихся термической обработке, находится на уровне 1,6 В.

Учитывая результаты первого эксперимента, а также скорость нагрева во втором эксперименте, можно сделать вывод: термический отжиг приводит к переключению структур в состояние логического "0" без протекания через них электрического тока (рис. 5б). Таким образом, проведенные эксперименты находятся в согласии с выдвинутой гипотезой.

Продолжив рассуждения, рассмотрим филамент в качестве источника тепловыделения, а алюминиевые электроды конденсаторной структуры как теплоотводы. В процессе стирания электрический ток разогреет филамент так, что его область, равноудаленная от электродов, будет иметь максимальную температуру, а значит, именно в этой области центры проводимости будут испытывать наибольшее тепловое воздействие. Таким образом, следует ожидать, что в результате стирания равноудаленная от электродов область филамента будет содержать меньше центров проводимости и станет менее проводящей (рис. 6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлено, что площадь поперечного сечения канала проводимости (филамента) в тонких пленках нестехиометрического оксида кремния не превышает $0,6 \times 0,6$ мкм². Данный

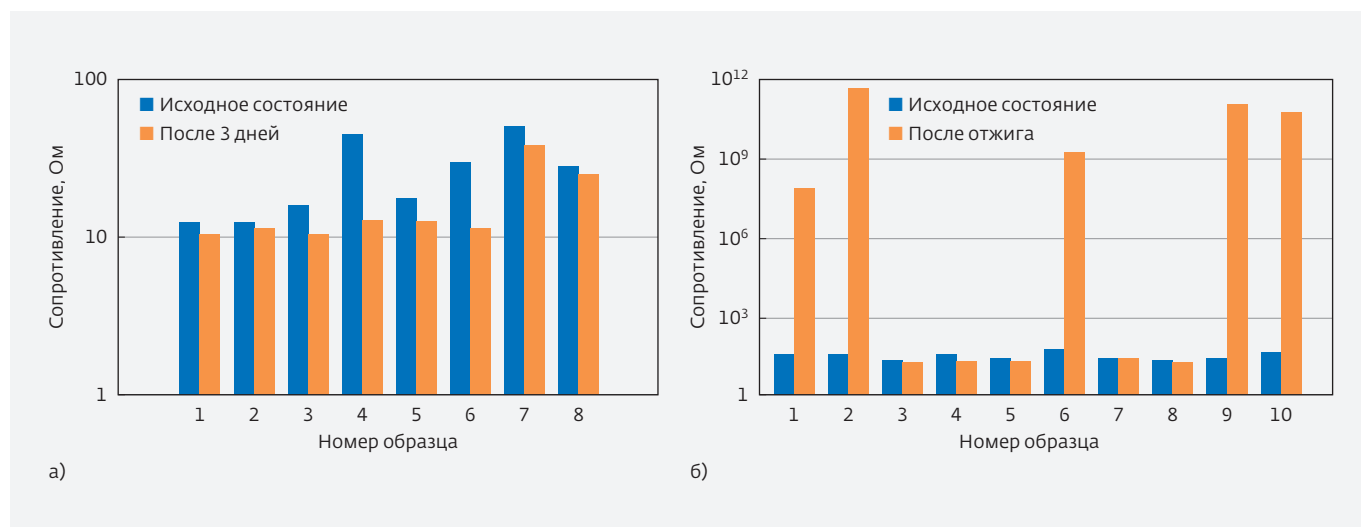


Рис.5. а – устойчивость логической "1" при комнатной температуре и б – деградация логической "1" при термическом отжиге

результат показывает возможность построения устройств энергонезависимой памяти, обладающих высокой плотностью записи и совместимых с технологическим процессом кремниевой микроэлектроники.

На основе анализа температурной зависимости характеристик ReRAM SiO_x установлено, что с ростом температуры, во-первых, сопротивление логического "0" увеличивается, во-вторых, напряжение записи растет, в-третьих, параметры режима стирания (ток и напряжение), а также сопротивление логической "1" меняются слабо. Кроме того, состояние логической "1", устойчивое при комнатной температуре, деградирует при термическом отжиге.

Полученные результаты находятся в согласии с предложенной гипотезой, согласно которой стирание – это активационный процесс, вызванный термическим воздействием на центры проводимости, образующие филамент.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Красников Г.Я., Зайцев Н.А., Матюшкин И.В.** Структурно-примесные комплексы в системе кремний-диоксид кремния // Известия высших учебных заведений. Электроника. 2000. № 3. С. 39-47.
2. **Красников Г.Я., Зайцев Н.А., Матюшкин И.В.** Начальный этап термического окисления кремния и формирование пограничного слоя в системе Si-SiO₂ // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. № 2. С. 98.
3. **Красников Г.Я.** Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов. В 2-х ч. – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2004.
4. **Wang G., Lauchner A. C., Lin J., Natelson D., Palem K. V. and Tour J. M.** High-Performance and Low-Power Rewritable SiO_x 1 kbit One Diode-One Resistor Crossbar Memory Array // Adv. Mater. 2013. V. 25. P. 4789.
5. **Fowler B. W., Chang Y.-F., Zhou F., Wang Y., Chen P.-Y., Xue F., Chen Y.-T., Bringhurst B., Pozder S. and Lee J.C.** Electroforming and resistive

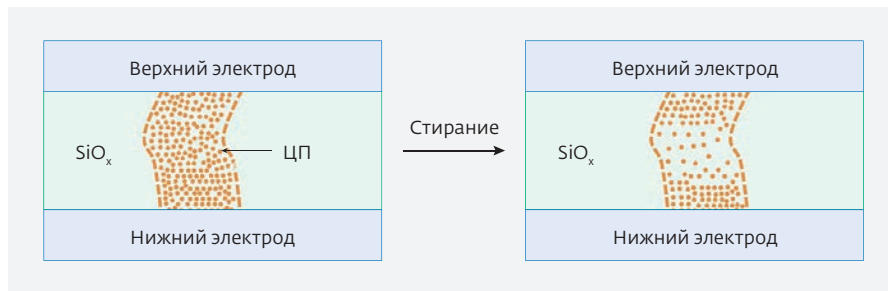


Рис.6. Изменения филамента в процессе стирания (штриховой линией обозначены границы филамента, ЦП – центр проводимости)

switching in silicon dioxide resistive memory devices // RSC Adv. 2015. V. 5, P. 21215.

6. **Yao J., Sun Z., Zhong L., Natelson D., Tour J.M.** Resistive Switches and Memories from Silicon Oxide // Nano Lett., 2010. V. 10, P. 4105.
7. **Yao J., Zhong L., Natelson D., Tour J.M.** Etching-Dependent Reproducible Memory Switching in Vertical SiO₂ Structures // Appl. Phys. Lett., 2008. V. 93. P. 253101.
8. **Mehonic A., Buckwell M., Montesi L., Garnett L., Hudziak S., Fearn S., Chater R., McPhail D. and Kenyon A.J.** Structural changes and conductance thresholds in metal-free intrinsic SiO_x resistive random access memory // J. Appl. Phys. 2015. V. 117, P. 124505.
9. **Захаров П.С., Итальянцев А.Г.** Эффект переключения электрической проводимости в структурах металл-диэлектрик-металл на основе нестехиометрического оксида кремния // Труды МФТИ. 2015. Т. 7, № 2. С. 113.
10. **Wang Y., Qian X., Chen K., Fang Z., Li W. and Xu J.** Resistive switching mechanism in silicon highly rich SiO_x (x < 0.75) films based on silicon dangling bonds percolation model // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 042103.
11. **Mehonic A., Cueff S., Wojdak M., Hudziak S., Labbe C., Rizk R. and Kenyon A. J.** Electrically tailored resistance switching in silicon oxide // Nanotechnology. 2012. V. 23. P. 455201.
12. **Wang Y., Chen K., Qian X., Fang Z., Li W., and Xu J.** The x dependent two kinds of resistive switching behaviors in SiO_x films with different x component // Applied Physics Letters. 2014. V. 104, P. 012112.

КОНЦЕНТРАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В АНОДНОМ ОКСИДЕ АЛЮМИНИЯ С НИТЕВИДНЫМИ ПОРАМИ, ЗАПОЛНЕННЫМИ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДОМ

► Г.Я.Красников¹, В.В.Бардушкин², М.В.Силибин², Ю.И.Шилыева², В.Б.Яковлев²
¹ОАО "НИИМЭ и Микрон", ²НИУ "МИЭТ"

Решается задача численного моделирования операторов (тензоров) концентрации напряжений и деформаций в матричных композитах, представляющих собой анодный оксид алюминия с порами, заполненными поливинилиденфторидом. Исследованы зависимости компонент указанных тензоров от параметра структуры композитов, связанного с концентрацией элементов неоднородности.

STRESS AND STRAIN CONCENTRATIONS IN THE POROUS ANODIC ALUMINA FILLED WITH POLYVINYLIDENE FLUORIDE

G.Ya.Krasnikov¹, V.V.Bardushkin², M.V.Silibin², Yu.I.Shilyaeva², V.B.Yakovlev²
¹JSC MERI, ²NRU MIET

The present work focuses on numerical simulation of the stresses and strains concentration operators (tensors) of nanocomposites based on anodic aluminium oxide with unidirectional filamentary pores filled with polyvinylidene fluoride. The dependences of the tensors components on the structure parameter and the concentration of polymer nanofibers are investigated.

ВВЕДЕНИЕ

Возможность сочетания свойств функциональных материалов с технологическими характеристиками полимеров привлекает внимание исследователей к полимерсодержащим композитам. Известно, что методом инфильтрации полимерного расплава в поры анодного оксида алюминия можно получать материалы с ценными для практического применения свойствами. Массивы полимерных нановолокон с контролируемыми размерами, полученные таким методом, потенциально применимы для самоочищающихся [1] и супергидрофобных [2] поверхностей, а также в биомедицинских целях [3]. Индивидуальные полимерные волокна используются для некоторых специфических приложений, например, для фотосенсоров [4]. Ожидаемыми направлениями применения наноструктурированных электроактивных полимеров, например, поливинилиденфторида (ПВДФ) и сополимеров на его основе, являются

системы аккумулирования и преобразования энергии, устройства с энергонезависимой памятью [5, 6], сверхчувствительные пьезоэлектрические датчики для использования в медицине и робототехнике [7], датчики давления и датчики удара (шок-сенсоры) [8, 9]. Другим актуальным на сегодняшний день направлением является реализация различных оптических функций, таких как спектральная селекция, поляризация и оптическое переключение, путем заполнения пор металлами или полимерами [10].

Широкий спектр планируемых в перспективе направлений применения требует уже на стадии проектирования делать правильные прогнозы о поведении материалов при нагрузках (особенно экстремальных), давать рекомендации по подбору состава компонентов. А значит, необходимо наличие достоверных данных по механическим характеристикам нанокомпозитов, содержащих полимерные частицы. Задача численного моделирования эффек-

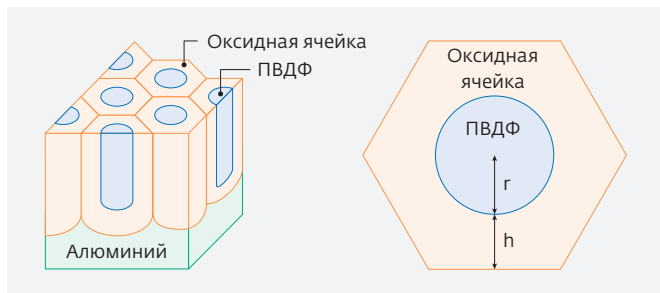


Рис.1. Схематическое представление структуры материала: а – несколько элементарных объемов; б – элементарный объем в плоскости поперечного сечения

тивных и локальных упругих характеристик композитов на основе анодного оксида алюминия с однонаправленными нитевидными порами, заполненными металлом (олово, цинк и индий), была решена в [11-16].

В настоящей работе сделан один из шагов в решении проблемы прогнозирования локальных (внутренних) упругих характеристик матричных композитов, содержащих диспергированную полимерную фазу, на примере анодного оксида алюминия с порами, заполненными ПВДФ. Предложенный в работе подход основан на анализе значений операторов концентрации напряжений и деформаций в обобщенном сингулярном приближении теории случайных полей [17]. Такой подход позволяет учитывать реальную структуру композитных материалов с упорядоченной структурой (в частности, размер элементов неоднородности и их концентрацию) и получать удобные численные соотношения для прогнозирования их локальных физико-механических характеристик.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

При исследовании физико-механических характеристик композитов, представляющих собой пористый анодный оксид алюминия (ПАОА), заполненный поливинилиденфторидом (ПАОА-ПВДФ), важным является прогнозирование их локальных (внутренних) напряжений и деформаций в результате воздействия внешних нагрузок. Для решения задачи численного моделирования локальных упругих характеристик композита ПАОА-ПВДФ существуют две проблемы. Во-первых, необходимо связать расстояние между полимерными волокнами с параметрами структуры, которые можно непосредственно измерить. Во-вторых, требуется представить локальные напряжения и деформации в удобной для анализа

форме, не потеряв при этом информации о структуре композита. Решению этих проблем посвящена настоящая работа.

Известно, что ПАОА представляет собой пористую структуру, состоящую из плотно упакованных ячеек шестиугольной формы с цилиндрической порой в центре, примыкающих друг к другу своими сторонами. Это было многократно подтверждено многими авторами на основании данных, полученных методом растровой электронной микроскопии [12]. Поэтому при проведении моделирования будем считать, что положение волокон ПВДФ в объеме матрицы ПАОА является случайным, однако в целом материал предполагается статистически однородным. Это приводит к наличию среднего расстояния между волокнами, которое может быть связано с их концентрацией. Рассмотрим некоторый усредненный элементарный объем в виде правильной шестиугольной призмы, в центре которого находится одно цилиндрическое волокно, ориентированное вдоль оси z лабораторной системы координат. На рис.1а изображены несколько таких элементарных объемов, а на рис.1б сечение в одном элементарном объеме, перпендикулярное к оси z.

Пусть отдельное волокно имеет средний радиус r , а расстояние от центра правильного шестиугольника до его стороны равно $r + h$. Тогда площадь основания элементарной ячейки будет $S = 2\sqrt{3}(r + h)^2$, а площадь поперечного сечения волокна $S_B = \pi r^2$. Считая, что концентрация волокон $V_B = S_B/S$ (здесь и далее индекс "в" обозначает величины, относящиеся к волокнам, а "м" – к матрице), получим

$$V_B = \frac{\pi}{2\sqrt{3}(1 + h/r)^2}, \quad V_M = 1 - V_B.$$

Отсюда параметр h/r , характеризующий структуру композита, может быть выражен через концентрацию волокон в виде

$$\frac{h}{r} = \sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{3} \cdot V_B}} - 1. \quad (1)$$

Максимально возможное значение концентрации волокон в данной модели будет в случае, когда $h/r \rightarrow 0$,

что соответствует $V_B \rightarrow \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \approx 0,9$. Минимальное значение

характеризует случай, когда $h/r \rightarrow \infty$, откуда $V_B \rightarrow 0$. Данный диапазон соответствует границам применимости метода расчета свойств подобных материалов.

Для анализа распределения локальных значений напряжений (деформаций) необходимо установление связи между напряжениями $\sigma_{ij}(r)$ (деформациями

$\varepsilon_{ij}(\mathbf{r})$ в каждом элементе неоднородности и средними (внешними) напряжениями $\langle \sigma_{kl}(\mathbf{r}) \rangle$ (деформациями $\langle \varepsilon_{kl}(\mathbf{r}) \rangle$), приложенными ко всему композиту. Здесь и далее по тексту \mathbf{r} – радиус-вектор случайной точки неоднородной среды, угловые скобки определяют процедуру статистического усреднения, которая при выполнении гипотезы эргодичности совпадает с усреднением по объему [18]. Подобную связь можно установить с помощью безразмерных операторов концентрации напряжений $K^\sigma(\mathbf{r})$ и деформаций $K^\varepsilon(\mathbf{r})$ (тензоров четвертого ранга) [17]:

$$\sigma_{ij}(\mathbf{r}) = K_{ijkl}^\sigma(\mathbf{r}) \langle \sigma_{kl}(\mathbf{r}) \rangle, \quad \varepsilon_{ij}(\mathbf{r}) = K_{ijkl}^\varepsilon(\mathbf{r}) \langle \varepsilon_{kl}(\mathbf{r}) \rangle, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Для проведения корректного анализа локальной концентрации напряжений и деформаций в композите, позволяющего учитывать взаимодействие элементов неоднородности, состав, структуру материала, форму и концентрацию включений, необходимо решать уравнения равновесия упругой неоднородной среды. Однако в общем случае получить соотношения для численных расчетов операторов концентрации напряжений $K^\sigma(\mathbf{r})$ и деформаций $K^\varepsilon(\mathbf{r})$ не удастся. Поэтому для их вычисления используются различные приближения. Одним из таких приближений, учитывающих перечисленные выше факторы, является обобщенное сингулярное приближение теории случайных полей [18]. В его рамках используется только сингулярная составляющая тензора Грина уравнений равновесия, зависящая лишь от дельта-функции Дирака, а также вводится однородное тело сравнения, материальные константы которого входят в окончательные выражения для вычисления $K^\sigma(\mathbf{r})$ и $K^\varepsilon(\mathbf{r})$. Физический смысл обобщенного сингулярного приближения заключается в предположении однородности полей напряжений и деформаций в пределах элемента неоднородности. В этом случае выражения для операторов $K^\sigma(\mathbf{r})$ и $K^\varepsilon(\mathbf{r})$ имеют следующий вид (индексы опущены) [17]:

$$K^\sigma(\mathbf{r}) = c(\mathbf{r})(I - g(\mathbf{r})c''(\mathbf{r}))^{-1} \langle c(\mathbf{r})(I - g(\mathbf{r})c''(\mathbf{r}))^{-1} \rangle^{-1}, \quad (3)$$

$$K^\varepsilon(\mathbf{r}) = (I - g(\mathbf{r})c''(\mathbf{r}))^{-1} \langle (I - g(\mathbf{r})c''(\mathbf{r}))^{-1} \rangle^{-1}, \quad (4)$$

где I – единичный тензор четвертого ранга; $c(\mathbf{r})$ – тензор модулей упругости; $c''(\mathbf{r}) = c(\mathbf{r}) - c^c$ – разность между соответствующими параметрами неоднородной среды и однородного тела сравнения, характеристики которого обозначаются верхним индексом "с"; $g(\mathbf{r})$ – интеграл от сингулярной составляющей вто-

рой производной тензора Грина уравнений равновесия, являющийся тензором четвертого ранга. Для вычисления компонент g_{ijkl} тензора $g(\mathbf{r})$ необходимо вначале осуществить расчеты компонент a_{ijkl} тензора четвертого ранга A , а затем в a_{ijkl} по двум парам индексов (i, j и k, l) провести операцию симметризации [18]. Компоненты a_{ijkl} тензора A вычисляются с помощью следующего соотношения:

$$a_{ijkl} = -\frac{1}{4\pi} \int n_k n_j t_{il}^{-1} d\Omega, \quad (5)$$

где $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ – элемент телесного угла в сферической системе координат, t_{il}^{-1} – элементы матрицы, обратной матрице T с элементами $t_{il} = c_{ijkl}^c n_k n_j$, а n_k и n_j ($k, j = 1, 2, 3$) – компоненты вектора внешней нормали к поверхности включения. Для эллипсоидальных включений с главными полуосями l_1, l_2 и l_3 компоненты вектора нормали определяются соотношениями:

$$n_1 = \frac{1}{l_1} \sin\theta \cos\phi, \quad n_2 = \frac{1}{l_2} \sin\theta \sin\phi, \quad n_3 = \frac{1}{l_3} \cos\theta.$$

Анализ соотношений (3) и (4) показывает, что операторы концентрации зависят только от материальных параметров среды и структуры материала. Таким образом, исключается информация о виде среднего (внешнего) напряженно-деформированного состояния композита. Отсюда вытекает удобство оценки локального напряженно-деформированного состояния неоднородной среды при помощи операторов концентрации напряжений и деформаций.

Как указывалось, в случае выполнения условия эргодичности можно использовать усреднение по объему (для каждого компонента неоднородного материала). Тогда операция усреднения по всему объему материала для некоторой случайной величины $a(\mathbf{r})$ сводится к интегрированию, а для многокомпонентного материала к суммированию средних значений по компонентам:

$$\langle a(\mathbf{r}) \rangle = \sum_s V_s \langle a_s(\mathbf{r}) \rangle,$$

где V_s и $a_s(\mathbf{r})$ – объемная концентрация компонента s -го типа и соответствующая этому компоненту случайная величина, $\sum_s V_s = 1$ [17, 18].

В частности, для двухкомпонентного композита, содержащего изотропные включения и матрицу, процедура усреднения сводится к суммированию:

$$\langle a(\mathbf{r}) \rangle = V_B a_B + V_M a_M, \quad (6)$$

где $V_B + V_M = 1$.

При рассмотрении включений в форме волокон с главными полуосями $l_1 = l_2 = r$, $l_3 \rightarrow \infty$ для компонент вектора нормали будут выполняться соотношения:

$$n_1 = \frac{1}{r} \sin \theta \cos \phi, \quad n_2 = \frac{1}{r} \sin \theta \sin \phi, \quad n_3 \rightarrow 0.$$

Возьмем далее для волокнистых матричных композитов с изотропными компонентами в качестве параметров тела сравнения упругие характеристики матрицы [19]. Тогда в выражениях (3) и (4) $c''(r) = c(r) - c_B$, причем $c''(r) = c_B - c_M$ при расчетах в волокне, $c''(r) = 0$ - в матрице. Отсюда, учитывая (6), выражения для операторов концентрации напряжений и деформаций в волокне примут следующий вид:

$$K_B^\sigma = c_B (I - g(c_B - c_M))^{-1} (V_B c_B (I - g(c_B - c_M))^{-1} + V_M c_M)^{-1}, \quad (7)$$

$$K_B^\epsilon = (I - g(c_B - c_M))^{-1} (V_B (I - g(c_B - c_M))^{-1} + V_M I)^{-1}. \quad (8)$$

Аналогичные выражения для операторов концентрации в матрице примут следующий вид:

$$K_M^\sigma = c_M (V_B c_B (I - g(c_B - c_M))^{-1} + V_M c_M)^{-1}, \quad (9)$$

$$K_M^\epsilon = (V_B (I - g(c_B - c_M))^{-1} + V_M I)^{-1}. \quad (10)$$

В формулах (7) - (10) g - это тензор $g(r)$ для волокон, ориентированных вдоль оси z лабораторной системы координат, вычисляемый при помощи соотношения (5).

2. ПРОВЕДЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

В работе для композитов типа волокна ПВДФ (модуль Юнга 1,5 ГПа, коэффициент Пуассона 0,29 [20]) в матрице ПАОА (модуль Юнга 140 ГПа, коэффициент Пуассона 0,32 [21, 22]) были проведены модельные вычисления операторов концентрации напряжений и деформаций.

В численных расчетах при операциях над тензорами использовалась их матричная форма записи. При этом ненулевые элементы c_{ij} ($i, j = 1, \dots, 6$) симметрической матрицы тензора модулей упругости c для изотропного материала выражаются через модуль Юнга E и коэффициент Пуассона ν следующим образом [18]:

$$c_{11} = c_{22} = c_{33} = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \quad c_{44} = c_{55} = c_{66} = \frac{E}{2(1+\nu)};$$

$$c_{12} = c_{13} = c_{23} = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}.$$

Взяв в качестве волокон эллипсоиды вращения с полуосями $l_1 = l_2 = r = 1$, $l_3 \rightarrow \infty$, по формулам (7) - (10) были проведены вычисления операторов концентрации в волокне и в матрице в зависимости от параметра структуры h/r , определяемого соотношением (1).

Основным фактором возникновения механических напряжений и деформаций в волокнах ПВДФ и тугоплавкой матрице ПАОА является термодинамический, обусловленный различием их термических коэффициентов линейного расширения (особенно при температурах, близких к температуре плавления ПВДФ) [16]. Поэтому в работе при проведении численных расчетов особое внимание было уделено анализу только компонент 1111, 1133, 3311 и 3333 тензоров $K^\sigma(r)$ и $K^\epsilon(r)$. Это связано с тем, что в рассматриваемых материалах именно данные компоненты при термодинамических воздействиях "отвечают" за связь между локальными (в направлении, задаваемом двумя первыми индексами операторов концентрации) и средними (в направлении, задаваемом двумя их последними индексами) напряжениями и деформациями.

На рис.2, 3 представлены зависимости компонент тензоров $K^\sigma(r)$ и $K^\epsilon(r)$ от параметра структуры h/r . Отметим, что на всех графиках параметр h/r варьировался в пределах от 0 до 5. Это обусловлено тем, что при дальнейшем увеличении h/r значения компонент $K^\sigma(r)$ и $K^\epsilon(r)$ изменяются незначительно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- при $h/r > 5$ значения компонент тензоров $K^\sigma(r)$ и $K^\epsilon(r)$ стабилизируются;
- для оператора K_B^σ увеличение параметра структуры h/r (соответственно, уменьшение концентрации V_B волокон ПВДФ) приводит к значительному уменьшению (до нуля) значений его компонент 1111, 3333 и 3311 и к незначительному увеличению (до нуля) значений компоненты 1133. Особенно ярко эта тенденция проявляется при $h/r < 1$;
- для оператора K_B^ϵ уменьшение концентрации V_B приводит к довольно значительному росту значений его компонент 1111 и 1133. При этом значения компоненты 3333 близки к единице, а 3311 - к нулю;

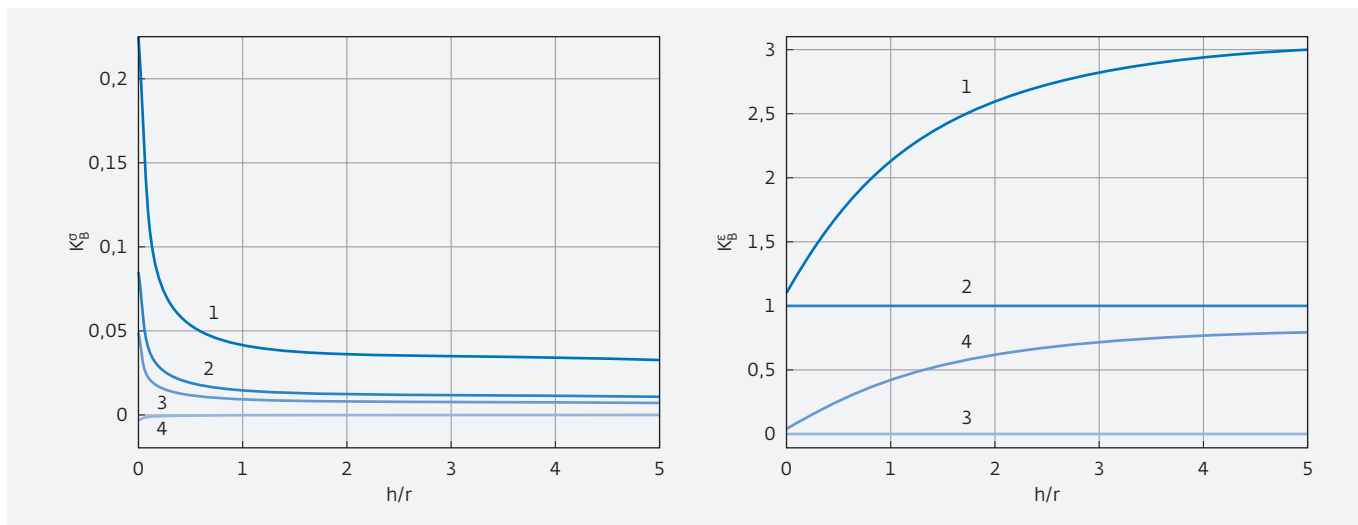


Рис.2. Зависимости компонент K_B^σ (а) и K_B^ϵ (б) от параметра h/r . Номера кривых соответствуют следующим компонентам операторов: 1 – 1111; 2 – 3333; 3 – 3311; 4 – 1133

- численное моделирование показало, что для тензора K_M^σ пары компонент 1111 и 3333, 3311 и 1133 принимают равные значения;
- при увеличении параметра структуры значения компонент 1111 и 3333 операторов K_M^σ и K_M^ϵ стремятся к единице, а значения компонент 1133 и 3311 – к нулю.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственное задание № 2014/101).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Lee J.A., McCarthy T.J.** Polymer surface modification: topography effects leading to extreme wettability behavior // *Macromolecules*. 2007. Vol. 40. No. 11. P. 3965–3969.
2. **Sheng X., Zhang J.** Superhydrophobic behaviors of polymeric surfaces with aligned nanofibers // *Langmuir*. 2009. Vol. 25. No. 12. P. 6916–6922.
3. **Tao S.L., Desai T.A.** Aligned arrays of biodegradable poly (ϵ -caprolactone) nanowires

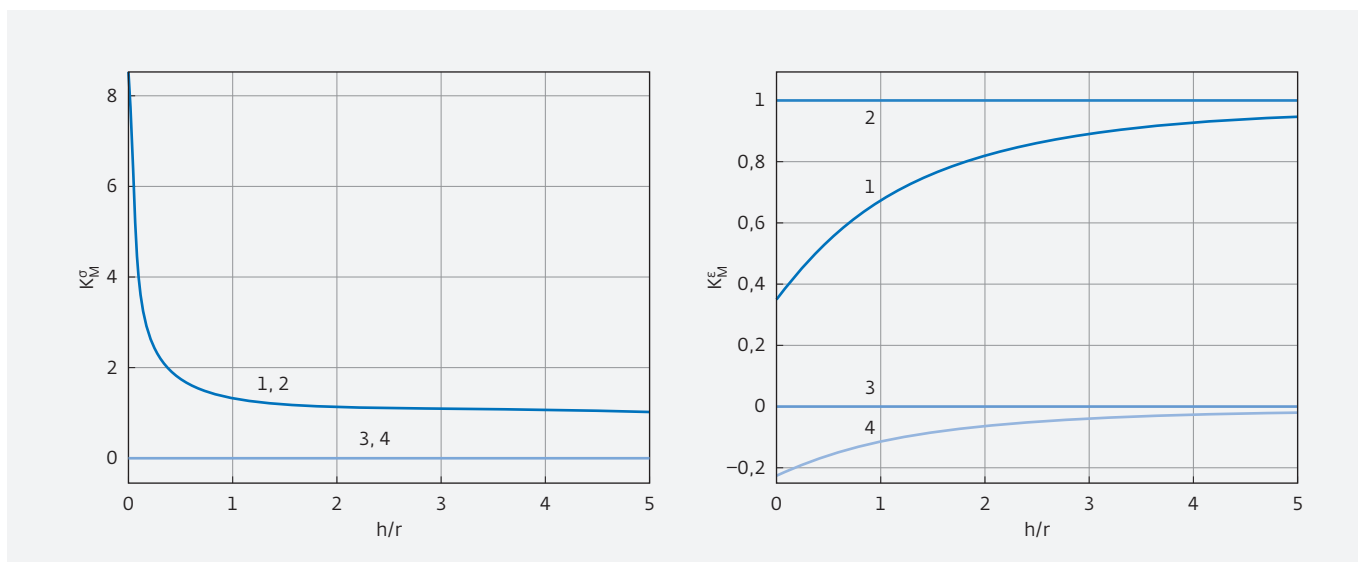


Рис.3. Зависимости компонент K_M^σ (а) и K_M^ϵ (б) от параметра h/r . Номера кривых соответствуют следующим компонентам операторов: 1 – 1111; 2 – 3333; 3 – 3311; 4 – 1133

- and nanofibers by template synthesis // Nano letters. 2007. Vol. 7. No. 6. – P. 1463–1468.
4. **Long Y.Z., Li M.M., Gu C., Wan M., Duvail J.L., Liu Z., Fan Z.** Recent advances in synthesis, physical properties and applications of conducting polymer nanotubes and nanofibers // Progress in Polymer Science. 2011. Vol. 36. No. 10. P. 1415–1442.
 5. **Lu M.S., Lu C., Li M.H., Liu C.L., Chen W.C.** Nonvolatile organic transistor memory devices based on nanostructured polymeric materials // In SPIE Organic Photonics + Electronics. – International Society for Optics and Photonics. 2014. P. 91850N–91850N.
 6. **Persano L., Dagdeviren C., Su Y., Zhang Y., Girardo S., Pisignano D., Huang Y., Rogers J.A.** High performance piezoelectric devices based on aligned arrays of nanofibers of poly (vinylidene fluoride-co-trifluoroethylene) // Nature communications. 2013. No. 4. P. 1633.
 7. **Красников Г.Я., Зайцев Н.А., Красников А.Г.** Современное состояние разработок в области энергонезависимой памяти // Нано- и микросистемная техника. 2015. № 4 (177). С. 60–64.
 8. **Liu Y., Weiss D.N., Li J.** Rapid nanoimprinting and excellent piezoresponse of polymeric ferroelectric nanostructures // ACS nano. 2009. Vol. 4. No. 1. P. 83–90.
 9. **Ren G., Cai F., Li B., Zheng J., Xu C.** Flexible Pressure Sensor Based on a Poly (VDF-TrFE) Nanofiber Web // Macromolecular Materials and Engineering. 2013. Vol. 298. No. 5. P. 541–546.
 10. **Сокол В.А., Яковцева В.А., Шиманович Д.Л.** Особенности применения пористых оксидов алюминия // Доклады БГУИР. 2012. № 2 (64). С. 21–27.
 11. **Бардушкин В.В., Шиляева Ю.И., Яковлев В.Б.** Эффективные упругие характеристики пористо-заполненного металлическими нитевидными нанокристаллами анодного оксида алюминия // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2013. № 2. С. 21–26.
 12. Избранные задачи современного материаловедения: кластеры, покрытия, порошки, композиты, неразъемные соединения // Под ред. Лозована А.А. – М.: Пробел-2000, 2014. 484 с.
 13. **Бардушкин В.В., Шиляева Ю.И., Яковлев В.Б.** Концентрация напряжений и деформаций в пористо-заполненном металлическими нитевидными нанокристаллами анодном оксиде алюминия // Деформация и разрушение материалов. 2013. № 10. С. 24–29.
 14. **Шиляева Ю.И., Бардушкин В.В., Силибин М.В., Гаврилов С.А., Яковлев В.Б., Пятилова О.В.** Влияние структуры и термоупругих свойств компонентов на средние напряжения в анодном оксиде алюминия с порами, заполненными металлическими нитевидными нанокристаллами // Неорганические материалы. 2013. Т. 49. № 7. С. 723–728.
 15. **Шиляева Ю.И., Бардушкин В.В., Гаврилов С.А., Силибин М.В., Яковлев В.Б., Пятилова О.В.** Объемная плотность энергии деформации в пористо-заполненном металлическими нитевидными нанокристаллами анодном оксиде алюминия // Журнал физической химии. 2013. Т. 87. № 11. С. 1889–1893.
 16. **Шиляева Ю.И., Бардушкин В.В., Гаврилов С.А., Силибин М.В., Яковлев В.Б., Боргардт Н.И., Волков Р.Л., Смирнов Д.И.** О прогнозировании температуры плавления металлических нитевидных нанокристаллов, электрохимически осажденных в поры анодного оксида алюминия // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2014. № 3. С. 84–94.
 17. **Колесников В.И., Яковлев В.Б., Бардушкин В.В., Сычев А.П.** О прогнозировании распределений локальных упругих полей в неоднородных средах на основе обобщенного сингулярного приближения // Вестник Южного научного центра РАН. 2015. Т. 11. № 3. С. 11–17.
 18. **Шермергор Т.Д.** Теория упругости микронеоднородных сред. – М.: Наука, 1977. 399 с.
 19. **Хорошун Л.П., Маслов Б.П., Лещенко П.В.** Прогнозирование эффективных свойств пьезоактивных композитных материалов. – Киев: Наукова думка, 1989. 207 с.
 20. **Liu Y., Sun Y., Zeng F., Chen Y., Li Q., Yu B., Liu W.** Morphology, crystallization, thermal, and mechanical properties of poly (vinylidene fluoride) films filled with different concentrations of polyhedral oligomeric silsesquioxane // Polymer Engineering & Science. 2013. Vol. 53. No. 7. P. 1364–1373.
 21. **Xia Z., Riester L., Sheldon B.W., Curtin A., Liang J., Yin A., Xu J.M.** Mechanic properties of highly ordered nanoporous anodic alumina membranes // Reviews on advanced materials science. 2004. Vol. 34. No. 6. P. 131–139.
 22. **Gu P., Miao H., Liu Z.T., Wu X.P., Zhao J.H.** Investigation of elastic modulus of nanoporous alumina membrane // Journal of Materials Science. 2004. Vol. 39. No. 10. P. 3369–3373.

МОДЕЛЬ СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СОЗУ С ФУНКЦИЕЙ ИСПРАВЛЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ СБОЕВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

► В.Д.Мещанов, А.С.Лушников, Е.С.Рыбалко, Н.Н.Фомичева
ООО "СИТРОНИКС-микродизайн"

Представлена модель сбоеустойчивости СОЗУ с функцией исправления одиночных сбоев. Модель определяет частоту сбоев в СОЗУ при воздействии тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) в зависимости от параметров микросхемы, временных параметров ее работы и параметров действующего на микросхему потока частиц. Предложена удобная для практического применения методика управления частотой регенерации, обеспечивающая поддержание заданного значения сбоеустойчивости СОЗУ при изменяющейся плотности потока частиц. Приведен пример расчета сбоеустойчивости СОЗУ.

THE MODEL OF SRAM WITH EMBEDDED CIRCUIT ERROR DETECTION AND CORRECTION AGAINST SINGLE EVENT UPSET

V.D.Meschanov, A.S.Lushnikov, E.S.Rybalko, N.N.Fomitcheva
LLC "SITRONICS-microdesign"

The model of SEU-hardened SRAM with EDAC is introduced. This model determines the SEU frequency SRAM depending on circuit parameters, timing parameters and heavy charged particles flux parameters affecting SRAM. The method of control of refresh frequency, which is convenient for practical application, is proposed. This method provides the maintenance of preset SEU rate at the changing density of a flux of heavy charged particles influencing integrated circuit. The example of calculation of hardness SRAM against single event upset is presented.

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие на СОЗУ космических частиц (ТЗЧ) приводит к появлению сбоев информации в ячейках памяти. Одиночные сбои (ОС) в многозарядных словах микросхем СОЗУ исправляются, если в составе микросхемы реализована схема их обнаружения и коррекции, благодаря чему при считывании на выход СОЗУ выдается достоверная информация. Для предотвращения накопления в словах ОС и появления не поддающихся исправлению множественных сбоев (МС) в СОЗУ с функцией исправления ОС производится регенерация хранимой информации. При определенном значении плотности воздействующего на микросхему потока частиц увеличение частоты регенерации информации снижает вероят-

ность возникновения неисправимых МС в словах данных, увеличивая одновременно долю времени, в течение которого микросхема СОЗУ занята регенерацией информации и недоступна для записи и чтения.

Для характеристики сбоеустойчивости СОЗУ с функцией исправления ОС при воздействии ТЗЧ необходима модель, позволяющая вычислять вероятность МС в зависимости от определяющих сбоеустойчивость параметров микросхемы и параметров внешнего воздействия.

В [1] приведены оценочные соотношения, связывающие сбоеустойчивость микросхем СОЗУ при наличии и отсутствии исправления ОС, которые математически не обоснованы и не позволяют characterizo-

вать сбоеустойчивость СОЗУ под воздействием потока частиц произвольной плотности в течение определенного интервала времени.

В работе для СОЗУ с функцией исправления ОС представлена модель сбоеустойчивости, которая определяет вероятность и среднее количество МС, возникающих в процессе эксплуатации или испытаний микросхемы СОЗУ при воздействии ТЗЧ, в зависимости от определяющих сбоеустойчивость параметров, представленных в виде следующих трех групп:

- собственные параметры микросхемы,
- временные параметры работы микросхемы,
- параметры действующего на микросхему потока частиц.

Модель сбоеустойчивости СОЗУ с функцией коррекции ОС является востребованной на этапе проектирования для расчета условий эксплуатации, планирования и обработки результатов испытаний.

Модель разработана в предположении, что периферийные схемы управления СОЗУ спроектированы с использованием сбоеустойчивых технических решений таким образом, что сбои информации в СОЗУ при воздействии ТЗЧ могут происходить только в ячейках памяти.

2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СОЗУ

Собственные параметры микросхемы

- N – количество слов в микросхеме СОЗУ;
- σ [см²] – сечение насыщения одиночного сбоя микросхемы.

Временные параметры работы микросхемы

- t_r [нс] – длительность цикла регенерации информации одного слова,
- $t_r = t_{ra} + t_{rp}$, где:
- t_{ra} – длительность активного интервала цикла регенерации, в течение которого выполняется регенерация информации одного слова – постоянная величина, имеющая минимальное для данной микросхемы значение;
- t_{rp} – длительность пассивной части интервала цикла регенерации, в течение которого могут выполняться циклы записи/чтения – величина, которая может изменяться в широком диапазоне значений от минимального значения $t_{rp(min)}$;
- $T_r = t_r \cdot N$ [нс] – длительность одного цикла регенерации информации всех N слов микросхемы;
- $t_{w/r}$ [нс] – длительность цикла чтения/записи информации по одному адресу;
- t_{ra}/t_r – относительное время недоступности микросхемы СОЗУ.

Параметры действующего на микросхему потока частиц

- V [см⁻²] – поток частиц (флюенс), действующий на микросхему;
- G [см⁻²·с⁻¹] – плотность действующего на микросхему потока частиц.

3. СООТНОШЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА ВОЗНИКАЮЩИХ В СОЗУ ОС И МС

Поток частиц плотностью G , проходящий через перпендикулярную ему поверхность в течение времени T_r , определяется равенством:

$$V(T_r) = G \cdot T_r \text{ [см}^{-2}\text{]}.$$

В результате воздействия на микросхему потока частиц $V(T_r)$ в ее разрядах происходит количество сбоев, равное m , где

$$m = V(T_r) \cdot \sigma = G \cdot \sigma \cdot T_r. \quad (1)$$

Вероятность того, что в результате воздействия потока частиц плотностью G на микросхему в течение времени T_r все m сбоев, возникших в словах микросхемы, окажутся одиночными, при $m < N$ может быть определена из выражения:

$$P_1(T_r) = \prod_{k=2}^m \left[1 - \frac{(k-1)}{N} \right]. \quad (2)$$

Возникновение в словах микросхемы множественных сбоев кратностью два и более является событием, противоположным (2), вероятность $P_m(T_r)$ которого определяется выражением:

$$P_m(T_r) = 1 - \prod_{k=2}^m \left[1 - \frac{(k-1)}{N} \right]. \quad (3)$$

В практическом плане при эксплуатации микросхемы важно поддерживать такое соотношение плотности потока частиц и частоты регенерации, при которых значение (3) равно или близко к нулю, то есть неисправимые множественные сбои, возникающие в течение времени цикла регенерации T_r , не накапливаются или накапливаются, но очень медленно. Очевидно, что это возможно при условии, когда в течение времени цикла регенерации T_r количество одиночных сбоев m существенно меньше количества слов N . Полученный вывод позволяет, полагая $m \ll N$, выражение (3) привести к виду:

$$M_r = m \cdot (m - 1) / 2N. \quad (4)$$

В [1] для вычисления вероятности множественных сбоев кратностью два и более, возникающих в словах микросхемы СОЗУ при воздействии ТЗЧ, использовано выражение:

$$P_m(T_r) = N \cdot \left[\sum_{k=2}^m \binom{m}{k} (1/N)^k \left(1 - \frac{1}{N}\right)^{m-k} \right]. \quad (5)$$

Выражение (5) так же, как и (4), определяет вероятность возникновения в микросхеме множественных сбоев, соответствующую m ОС, зарегистрированных за время T_r .

Значение $P_m(T_r)$, получаемое в соответствии с (5), имеет такой же смысл, как и в (3).

Полагая $m \ll N$ выражение (5) приводится к виду (4).

Выражение (4) определяет количество МС в микросхеме СОЗУ "на фоне" m ОС, возникающих за время одного цикла регенерации T_r .

Оценка погрешности выражения (4) может быть сделана сравнением результатов вычислений с использованием выражений (3) или (5) и (4).

Для СОЗУ информационной емкостью 4 Мбит, содержащего $N=131072$ слова разрядностью 32 бита, погрешность выражения (4) по сравнению с (3) или (5) при значении $m \leq 100$ составляет менее 1,1%.

В (4) линейному уменьшению m соответствует более быстрое – квадратичное – уменьшение M_r , что обеспечивает возможность увеличения сбоеустойчивости СОЗУ путем периодической регенерации ОС.

Например, для СОЗУ 4 Мбит, содержащего 131072 слова, при количестве возникающих за время одного цикла регенерации T_r ОС, $m=52$, количество МС будет равно:

$$M_r = 52 \cdot 51 / (2 \cdot 131072) = 0,010.$$

Это означает, что за время 100 циклов регенерации, в течение которых в микросхеме произойдет 5200 ОС, в одном из ее 32 разрядных слов будет зафиксирован один некорректируемый МС.

Если требуется обеспечить более высокую устойчивость микросхемы СОЗУ к МС, время периода регенерации необходимо снизить, уменьшив тем самым количество возникающих за это время ОС (m).

Если значение времени цикла регенерации соответствует значению $m=1$, МС в таком случае не возникнет вообще, каждый ОС будет скорректирован до того, как в СОЗУ возникнет второй ОС.

В [1] для M_r в качестве приближения при $m \ll N$ используется оценочное соотношение:

$$M_r \approx m^2 / N. \quad (6)$$

При больших значениях m ($1 \ll m \ll N$) результат вычислений с использованием выражения (6) из-за отсутствия коэффициента "2" в знаменателе приводит к двукратному завышению значения M_r по сравнению с выражением (4). При небольших значениях m , близких к единице, замена в числителе выражения (4) произведения $m \cdot (m-1)$ на m^2 приводит, например, при $m=2$ дополнительно еще к двукратному завышению M_r .

4. МОДЕЛЬ СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СОЗУ С ФУНКЦИЕЙ ИСПРАВЛЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ СБОЕВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЗЧ

Выражение (4) определяет количество M_r МС кратностью 2, возникающих в микросхеме за время T_r одного цикла регенерации информации. Возникновение МС в каждом цикле регенерации являются независимыми событиями, поэтому общее количество M_{rs} МС за несколько циклов регенерации пропорционально количеству циклов регенерации N_T . При этом количество множественных сбоев M_{rs} в словах микросхемы, регенерируемых с периодом T_r , возникающих за полное время T_s воздействия на нее потока частиц V с плотностью G определяется выражением:

$$M_{rs} = M_r \cdot N_T = [m(m-1)/2N] \cdot N_T. \quad (7)$$

Подставляя в (7) выражение (1) для m и выражение для N_T , равное $N_T = T_s / T_r = V / GT_r$, получаем:

$$M_{rs} = \frac{VG\sigma^2}{2N} (T_r - T_1), \quad (8)$$

$$\text{где } T_1 = 1 / (G \cdot \sigma). \quad (9)$$

T_1 – время, в течение которого в микросхеме при воздействии на нее потока частиц плотностью G возникает один одиночный сбой.

Выражение (8) определяет количество множественных сбоев M_{rs} , которое возникает в СОЗУ с сечением одиночного сбоя σ и количеством информационных слов N , регенерируемых с временем цикла регенерации T_r при воздействии на СОЗУ потока частиц плотностью G до величины флюенса V (в течение времени T_s).

4.1. Количество ОС и МС в СОЗУ при выполнении регенерации информации и без регенерации информации

Сравним количество M_{rs} МС, которое возникает в микросхеме за время T_s воздействия на нее

флюенса V в случае, когда в микросхеме выполняются циклы регенерации с временем цикла T_r , и количество M_s МС в случае, когда в течение времени T_s регенерация не выполняется.

Поскольку время T_s , в течение которого регенерация не проводилась, и длительность цикла регенерации эквивалентны друг другу, подставляя в (8) T_s вместо T_r и учитывая, что $T_1/T_s \ll 1$, получаем:

$$M_s = \frac{VG\sigma^2 T_s}{2N} \left(1 - \frac{T_1}{T_s}\right) = \frac{VG\sigma^2 T_s}{2N}. \quad (10)$$

Разделив (8) на (10), получаем:

$$M_{rs} = M_s \frac{1}{N_r} \left(1 - \frac{T_1}{T_r}\right), \quad (11)$$

где $N_t = T_s/T_r = V/GT_r$.

В соответствии с (11), при длительности цикла регенерации T_r , равном или меньшем времени T_1 , в течение которого возникает один сбой, количество МС в микросхеме будет равно нулю за весь период воздействия независимо от величины флюенса. Вывод очевидный, поскольку каждый одиночный сбой оканчивается исправленным циклом регенерации до того, как в микросхеме произойдет второй сбой.

При большом значении времени цикла регенерации $T_r \gg T_1$ (что соответствует $m \gg 1$) в случае регенерации информации количество МС за время воздействия T_s уменьшается, по сравнению с отсутствием регенерации, в количество раз, пропорциональное количеству циклов регенерации $N_r = T_s/T_r$.

В отсутствии регенерации в микросхеме с сечением одиночного сбоя σ , равным, например, $0,05 \text{ см}^2$, при значении флюенса $V = 10^5 \text{ см}^2$ произойдет пять тысяч ОС ($m = \sigma V = 5 \cdot 10^3$), среди которых, в соответствии с (7), будет 96 МС.

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СОЗУ

При использовании СОЗУ в составе бортовых блоков памяти, или при планировании испытаний необходимо определить условие обеспечения заданной сбоеустойчивости СОЗУ. Это условие может быть определено, например, в виде времени цикла T_r , с которым необходимо выполнять регенерацию информации для того, чтобы при воздействии на СОЗУ в течение времени T_s потока частиц плотностью G количество МС не превышало заданного ограничения M_{rs} .

Преобразовывая выражение (8), получаем:

$$T_r = T_1 (1 + 2M_{rs}N / \sigma G T_s). \quad (12)$$

В соответствии с (12), при значении второго слагаемого в скобках меньше единицы время цикла регенерации информации должно быть близким к T_1 . Значение T_r , близкое к T_1 , может быть обусловлено большими значениями расположенного в знаменателе произведения параметров σ , G , и T_s , при которых M_{rs} может иметь также достаточно большое значение, существенно большее 1.

Требование минимального значения T_{rs} , равного T_1 , возникает при заданном ограничении $M_{rs} = 0$.

При этом, очевидно, что T_1 не может быть меньше времени цикла регенерации информации по всем адресам СОЗУ $T_{r(\min)}$, то есть должно выполняться условие:

$$T_{1(\min)} \leq T_{r(\min)}, \text{ или } T_{1(\min)} \leq N t_{w/r}.$$

Для следующих типовых соотношений минимальных величин параметров, определенных в разделе 2 ($t_{ra} = 2t_{w/r}$, $t_{rp} = 4t_{w/r}$), получаем:

$$T_{1(\min)} \leq N t_{r(\min)} = 6 N t_{w/r}. \quad (13)$$

При этом относительное время недоступности СОЗУ будет максимальным и равным $t_{ra} / (t_{ra} + t_{rp}) = 2 / (2 + 4) = 0,33$.

Максимальное значение плотности потока $G = G_{\max}$, при воздействии которого на СОЗУ в течение времени T_s еще может быть обеспечена требуемая сбоеустойчивость СОЗУ, соответствующая значению $M_{rs} = 0$, за счет проведения регенерации с минимальным периодом регенерации $T_{r(\min)}$, определяется из выражения для T_1 (9) при минимальном значении T_1 (13) и равно:

$$G_{\max} = 1 / (6 \sigma N t_{w/r}).$$

При $t_{w/r} = 25 \text{ нс}$, $\sigma = 0,05 \text{ см}^2$ и $N = 131072$, что соответствует СОЗУ 4 Мбит с 32-разрядной организацией,

$$G_{\max} = 1 / (6 \cdot 131072 \cdot 0,05 \text{ см}^2 \cdot 25 \cdot 10^{-9} \text{ с}) = 10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$$

Полученное значение G_{\max} не получается в реальных условиях, но может быть использовано для минимизации времени испытаний, при котором значение флюенса $V = 10^7 \text{ см}^2$ может быть достигнуто менее чем за 3 ч.

5.1. Пример применения модели для расчета количества МС в СОЗУ

Применим полученные соотношения для расчета характеристик сбоеустойчивости микросхемы СОЗУ емкостью 4 Мбит с функцией исправления сбоев.

Таблица 1. Значения параметров для расчета характеристик сбоеустойчивости СОЗУ с функцией исправления сбоев

Nw, шт.	σ , см ²	$t_{r(min)}$, нс	t_{ra} , нс	$t_{rp(min)}$, нс	$T_{r(min)}$, мс	V, см ⁻²	G, см ⁻² с ⁻¹	$T_s = V/G$, ч
131 072	0,04	400	100	300	52,4288	10 ⁸	200	13,9

Примем следующие значения параметров модели сбоеустойчивости СОЗУ, приведенные в разделе 2 (табл.1).

Характеристика сбоеустойчивости для вышеприведенных значений параметров микросхемы, временных параметров ее работы и параметров внешнего воздействия, рассчитанная как зависимость числа множественных сбоев от длительности цикла регенерации T_r , приведена в табл.2.

6. ПОДДЕРЖАНИЕ СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СОЗУ ПРИ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ПЛОТНОСТИ ВОЗДЕЙСТВУЮЩЕГО ПОТОКА ЧАСТИЦ

Эксплуатация бортовых блоков памяти происходит в условиях изменения на несколько порядков плотности G потока космических частиц и изменения их спектрального состава. Для поддержания в этих условиях заданного требования по количеству множественных сбоев M_{rs} , в соответствии с (12), вслед за каждым изменением G необходимо пересчитывать и изменять длительность периода регенерации T_r .

Выполнение такого пересчета на практике требует наличия в составе аппаратуры следящей системы, контролирующей спектральный состав ТЗЧ и плотность потока каждого типа частиц в спектре.

Таблица 2. Зависимость числа множественных сбоев M_{rs} в СОЗУ 4 Мбит с функцией исправления одиночных сбоев и относительного времени недоступности t_{ra}/t_r от времени цикла регенерации информации T_r

Параметр					
m	1	2	4	10	100
$T_r = m / (G \cdot \sigma)$ [с]	0,125	0,25	0,5	1,25	12,5
M_r	0	$7,63 \cdot 10^{-6}$	$4,58 \cdot 10^{-5}$	$3,43 \cdot 10^{-4}$	$3,78 \cdot 10^{-2}$
$N_T = T_s / T_r$	$4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^3$
$M_{rs} = M_r \cdot N_T$	0	1,52	4,58	13,72	151
$t_r = T_r / N$ [нс]	953,7	1 907	3 814	9 536	95 360
$100 \cdot t_{ra} / t_r$ [%]	10%	5,2%	2,6%	1%	0,1%

Решение задачи существенно упрощается в случае использования в качестве такой следящей системы самой микросхемы СОЗУ следующим образом.

Преобразуем (7), подставив в него выражение для $N_T = T_s / T_r$ и выразив из него T_r :

$$T_r = \left(\frac{T_s}{2M_{rs}N} \right) m(m-1) . \quad (14)$$

Выражение (14) определяет величину периода T_r , в течение которого в СОЗУ, содержащем N многорядных слов, происходит m ОС и с которым в течение времени эксплуатации T_s должна регенерироваться информация для того, чтобы было выполнено заданное ограничение на количество МС, равное M_{rs} .

Подставляя в (1) выражение (14) для T_r , получаем соотношение, связывающее плотность потока частиц с количеством ОС, возникающих в СОЗУ за время T_r :

$$N_T = T_s / T_r . \quad (15)$$

В соответствии с (15), при заданном ограничении на количество возникающих в СОЗУ МС M_{rs} меньшему количеству ОС m в течение периода регенерации T_r соответствует большее значение плотности воздействующего на СОЗУ потока частиц G.

Из выражения (15) следует, что чем больше плотность воздействующего потока частиц G на СОЗУ, тем меньшее количество ОС m допускается иметь за время периода регенерации T_r для того, чтобы в течение времени эксплуатации T_s количество МС не превышало заданного ограничения M_{rs} .

Соответственно, чем больше G, тем с большей частотой (меньшим значением T_r) должна выполняться регенерация информации для того, чтобы поддерживать в течение времени T_r допустимое количество ОС m, соответствующее заданному ограничению на число МС M_{rs} .

С использованием выражений (14), (15) методика управления значением периода регенерации T_r , при котором обеспечивается поддержание заданного ограничения на количество МС M_{rs} в течение времени эксплуатации T_s при изменяющейся плотности потока частиц G , может быть представлена в следующем удобном для практического применения виде.

6.1. Методика поддержания заданной сбоеустойчивости СОЗУ при изменяющейся плотности потока частиц

1. Для минимума солнечной активности (что соответствует минимуму значения плотности потока частиц $G=G_0$) при заданных значениях параметров СОЗУ σ , N и ограничении на допустимое количество МС M_{rs} за время эксплуатации T_s на этапе разработки, используя выражения (1) и (12), определяются расчетные значения количества ОС $m=m_0$ и периода регенерации $T_r=T_{r0}$. Эксплуатация СОЗУ начинается с расчетными значениями $T_r=T_{r0}$ и $m=m_0$.
2. В каждом очередном цикле регенерации, выполняемом со значениями параметров m и T_r , производится подсчет фактического количества ОС m_1 и вычисляется фактическое значение плотности потока частиц $G_1=m_1/(\sigma \cdot T_r)$.
3. В случае если полученное в п. 2 значение фактического количества ОС m_1 отличается от m на допустимую величину погрешности, алгоритм возвращается к п.2 и регенерация продолжается с теми же значениями параметров T_r и m .
- 3.1. Если отличие m_1 от m превышает допустимую величину погрешности, из выражения (15) определяется расчетное значение m_{01} , соответствующее фактическому значению плотности потока частиц G_1 и равное:

$$m_{01} = 1 + (2N / \sigma T_s) \cdot [M_{rs} / G_1].$$

Далее, используя полученное значение m_{01} из (14), определяется соответствующее m_{01} значение T_{r1} . Параметру периода регенерации T_r присваивается значение $T_r=T_{r1}$, параметру m – значение m_{01} .

4. Управление регенерацией с новыми значениями параметров T_r и m передается к п.2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Представленная модель сбоеустойчивости СОЗУ с функцией исправления ОС определяет количество сбоев, возникающих в СОЗУ при воздей-

ствии ТЗЧ, в зависимости от собственных параметров микросхемы, временных параметров ее работы, параметров действующего на микросхему потока частиц.

- Получено математически обоснованное, удобное для использования соотношение количества ОС и МС, возникающих в СОЗУ при воздействии ТЗЧ, обеспечивающее по сравнению с известным соотношением, четырехкратное увеличение точности вычислений.
- Предложенная простая и удобная для практического применения методика управления частотой регенерации информации в СОЗУ обеспечивает поддержание заданного постоянного значения сбоеустойчивости СОЗУ при произвольно изменяющейся плотности воздействующего на микросхему потока частиц и основана на использовании в качестве источника информации об изменяющемся внешнем воздействии данных функционирования самой микросхемы СОЗУ.
- Приведенный пример применения модели показывает возможность существенного сокращения, вплоть до нескольких десятков минут, времени испытаний микросхем СОЗУ на сбоеустойчивость при воздействии ТЗЧ без уменьшения достоверности их результатов с использованием плотностей потоков частиц, существенно превышающих их значения в реальных условиях применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hafer C., Marba J., Slocum D., Farris T., Jordan A.** SEE and TID Results for a RadHard-by-Design 16Mbit SRAM with Embedded EDAC // IEEE 2006.
2. **Peter Milliken, Radu Dumitru, Craig Hafer, Wu T.W., Rominger R., Bruno K., Farris T.** Single Event Effects of Commercial and Hardened by Design SRAM. RADECS 2011 Proceedings-DW-23
3. UT8ER512K32 Monolithic 16M SRAM Data Sheet www.aeroflex.com/memories.
4. **Боруздина А.Б.** Методики экспериментальных исследований многократных сбоев в КМОП микросхемах статических оперативных запоминающих устройств при воздействии отдельных ядерных частиц // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Библиотека НИЯУ МИФИ. На правах рукописи.
5. **Петров К.А., Стенин В.Я.** Помехоустойчивое кодирование в КМОП ОЗУ, устойчивых к одиночным воздействиям ядерных частиц // Микроэлектроника. 2015. Т. 44 № 5. С. 359–367.

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ К СБОЯМ СЧЕТНОГО ТРИГГЕРА

► М.С.Темирбулатов¹, В.И.Эннс¹, Д.В.Бобровский²
АО "НИИМЭ"¹, НИЯУ "МИФИ"²

Статья посвящена эффекту кратковременного возникновения неопределенного состояния во внутренних цепях триггера и его влиянию на уровень бессбойной работы при воздействии импульса ионизирующего излучения. Представлены рекомендуемые схемотехнические решения при разработке современных микросхем. Определены рекомендации по обнаружению эффекта при моделировании цифровых схем.

COUNTABLE TRIGGER FAULT LEVEL IMPROVEMENT METHODS

M.S.Temirbulatov¹, V.I.Enns¹, D.V.Bobrovsky²

JSC MERI¹, МЕРНИ²

The paper presents flip-flop internal circuits' short-term indeterminate state dose rate effect and its influence on the flip-flop fault level. Advices on modern IC's schematic design are presented. Digital IC's simulation recommendations are identified to reveal the effect.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современная субмикронная технология КНИ [1] позволяет создавать цифровые и аналоговые [2] микросхемы КМОП космического назначения, выдерживающие уровень накопленной дозы более 100 крад. Эффекта снижения стойкости при низкой интенсивности облучения для микросхем КМОП не наблюдается. По мощности дозы такие изделия также имеют высокий уровень стойкости. Возникновение тиристорного эффекта в них крайне маловероятно, а катастрофические отказы обычно не возникают до уровней 10^{12} рад в секунду. По структурным повреждениям, вызываемым нейтронами, самой технологией КМОП гарантируется стойкость до уровня 10^{14} частиц/см².

Наряду с обозначенными требованиями, ряд космических приложений обязывает обеспечить достаточно высокий уровень бессбойной работы сложных цифровых схем. На уровне схемотехники это достигается следующими путями:

- применением двухтактных схем синхронизации;
- проведением верификации схемы в условиях флуктуации задержек по внутренним цепям;
- использованием мажорирования при формировании ответственных сигналов (особенно сигнала,

предназначенных для асинхронного запуска встроенных автоматов);

- введением DICE ячеек в качестве элементов памяти;
- кодированием информации с возможностью исправления подавляющего числа ошибок.

Стойкость к возникновению сбоев в микросхемах повышают полным комплексом мер. Схемотехнические приемы являются лишь их частью. Разработчики цифровых изделий учитывают влияние кратковременных эффектов, увидеть которые при схемотехническом моделировании трудно.

К таким эффектам относятся:

- импульс напряжения в цепях земли и питания при возникновении импульса тока;
- вызываемый импульсом ионизации kink-эффект;
- импульс тока утечки в р-п-переходах;
- импульс тока утечки в плавающем затворе ячейки EEPROM.

Одним из эффектов, который также учитывается при разработке цифровых микросхем является описанный в статье эффект кратковременного возникновения неопределенного состояния во внутренних цепях триггера.

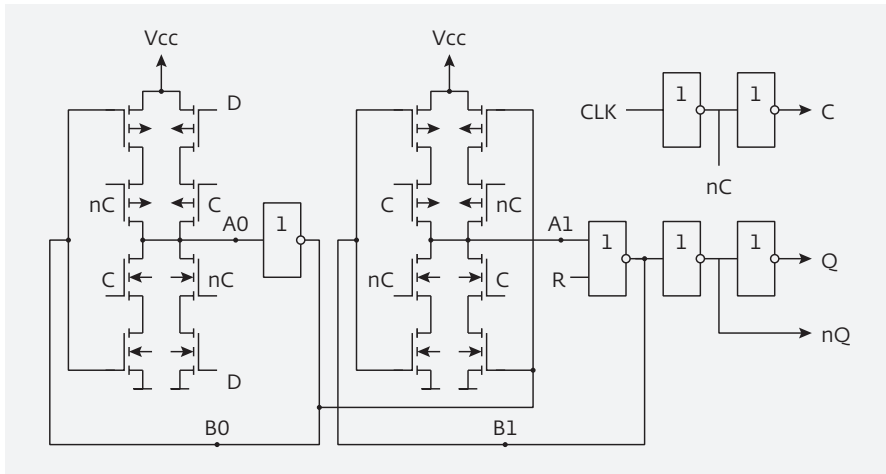


Рис.1. Электрическая схема испытанного D-триггера на 15 парах транзисторов

2. ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОГО СОСТОЯНИЯ ВО ВРЕМЯ ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА НА УРОВЕНЬ БЕССБОЙНОЙ РАБОТЫ СЧЕТНОГО ТРИГГЕРА

Сбоестойчивость цифровых микросхем в большинстве случаев ограничена эффектами наложения импульса ионизирующего излучения на переходные процессы в электрических цепях. Один из таких эффектов – кратковременное возникновение состояния высокого сопротивления во внутренних цепях схемы при наличии генерируемого тока утечки.

На рис.1 представлена схема классического D-триггера [3], на базе которого был построен про-

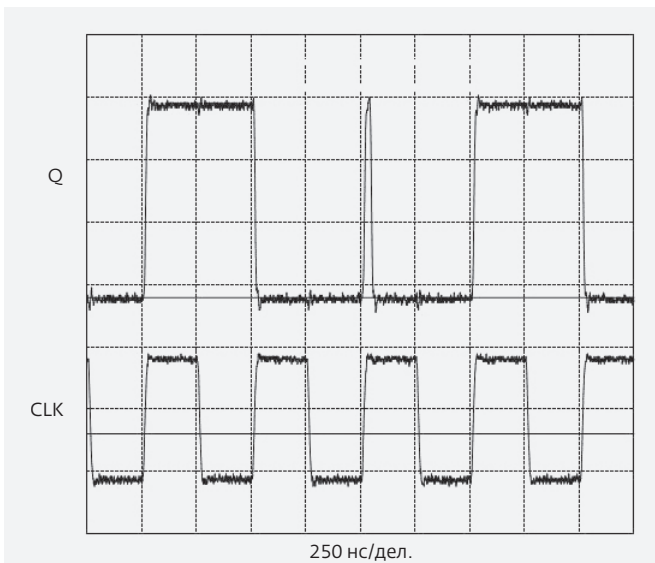


Рис.2. Эпюры сигналов со сбоем в точке A₀ схемы

шедший испытания счетный T-триггер. Элемент был реализован на стандартных транзисторах, выполненных по субмикронной технологии КНИ.

На T-триггер подавались импульсы тактирования длительностью 250 нс с периодом 0,5 мкс. Исследования и локализация слабого места проводились с применением пикосекундного лазерного имитатора со следующими используемыми параметрами лазерного излучения: диаметр лазерного пятна 100 мкм, энергия лазерного импульса до 2000 нДж [4].

Энергия лазерного импульса при обнаружении сбоя составляет 500 нДж.

Характер обнаруживаемого типового сбоя – перевод состояния на выходе Q из "1" в "0" в момент прихода положительного фронта на входе CLK, одновременно с лазерным импульсом (рис.2).

Эффект, иллюстрируемый на рис.2 объясняется тем, что при наличии на входе D "1", непосредственно после прихода положительного фронта на входе CLK, в точке A₀ кратковременно устанавливается неопределенное состояние (высокоомное состояние Z).

Это связано с задержкой распространения сигнала, приводящей к такому положению, когда, непосредственно после переключения потенциала

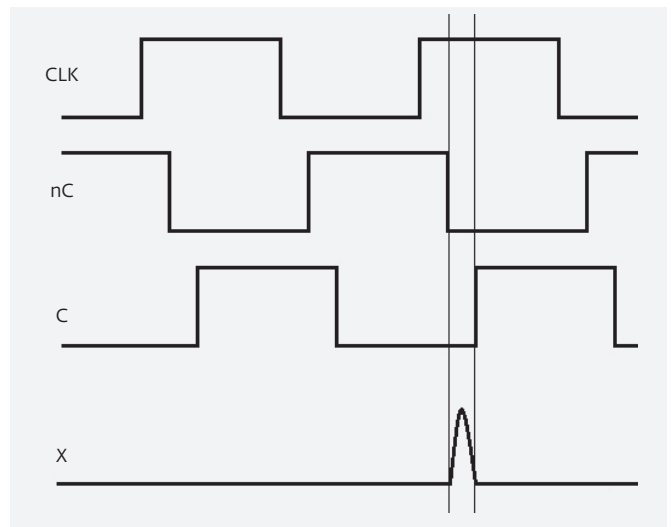


Рис.3. Временная диаграмма с появлением приводящей к сбою утечки X транзистора проводимости p

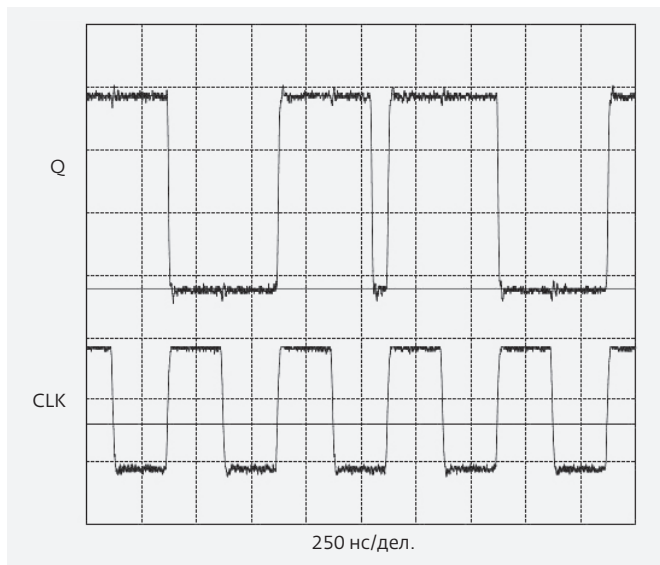


Рис.4. Эпюры сигналов со сбоем в точке A₁ схемы

из "0" в "1" на входе CLK, появляется одновременно в цепях распространения сигналов C и nC кратковременный потенциал "0" (рис.3). В это время в узле B₀, в соответствии с потенциалом на входе D, присутствует "1". Все это приводит к возникновению состояния Z в узле A₀. Для обычной работы микросхемы это допустимо – потенциал в узле A₀ во время таких переходных процессов сохраняется благодаря его паразитной электрической емкости. При воздействии импульса ионизирующего излучения в транзисторах проводимости p создается утечка X быстро перезаряжающая емкость в узле A₀ до уровня, повышающая потенциал до уровня, воспринимаемого входом подключенного инвертора как "1".

При энергии лазерного импульса 2000 нДж сброс с защелок в "0" – вероятно из-за возникновения кратковременной утечки в точке A₀ или в точке A₁ через

транзисторы проводимости p – происходил независимо от фронта.

Сбой, иллюстрируемый на рис.4, – еще одна фиксируемая при исследованиях ситуация, когда импульс лазерного излучения непосредственно перед передним фронтом на входе CLK создает утечку в точке A₁, переключающую выходную (вторую) защелку в "0". Входная защелка по цепи связи nQ-D счетного триггера тут же переключается в "1". Этому дополнительно помогает появление утечки в точке A₀ и повышение напряжения на выходе первой защелки. Далее следует положительный фронт CLK, по которому выходная защелка снова переключается в "1".

3. МЕТОДЫ УСТРАНЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОГО СОСТОЯНИЯ, СНИЖАЮЩЕГО УРОВЕНЬ СТОЙКОСТИ К ВОЗДЕЙСТВИЮ ИМПУЛЬСНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Радикальный способ устранения проблемы – проектирование цифровых изделий с двухтактной схемой синхронизации: все D триггеры должны быть собраны из пары защелок, срабатывающих по двум неперекрывающимся синхросигналам разных полярностей.

Один из вариантов схемы построения D-триггера, при которой исключается кратковременное состояние Z в точке A₀ во время положительного фронта CLK, приведен на рис.5.

Здесь во время переходного процесса, когда входная защелка переходит в режим хранения, внутренними сигналами C* и nC* происходит гарантированное удержание состояния, определяемого потенциалом на входе D. В это время в точке A₁ кратковременно появляется состояние Z. Но, в слу-

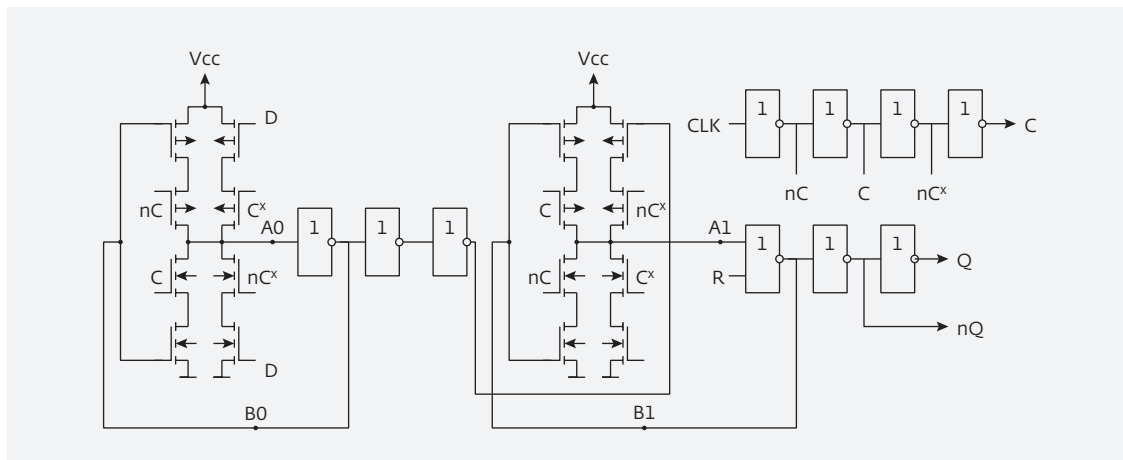


Рис.5. Электрическая схема модифицированного D-триггера на 19 парах транзисторов

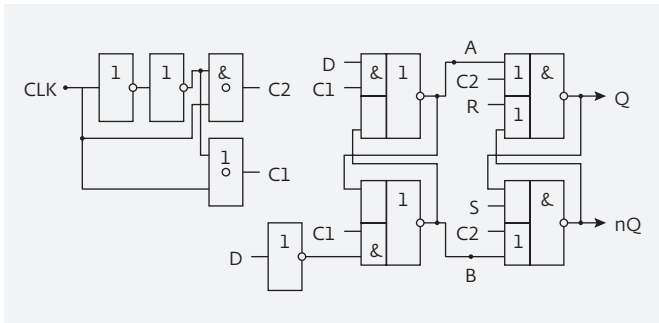


Рис.6. Электрическая схема D-триггера на 2Т1 паре транзисторов

чае сбоя, пока искаженное состояние через nQ достигнет D, переходный процесс уже закончится. Симметричная ситуация для выходной защелки наблюдается во время отрицательного фронта CLK. Недостатками схемы являются некоторое снижение быстродействия (примерно на 35%) и увеличение потребляемого тока при переключении любой из защелок в противоположное состояние. Еще одним недостатком схемы является то, что условия для сбоя, отраженного на рис.4, не устраняются.

Второй вариант схемы построения D-триггера, исключающий кратковременное возникновение состояний Z во внутренних цепях, приведен на рис.6.

Кроме того, по оценке схема должна быть минимум в 1,5 раза более быстродействующей, чем схема на рис.1. Моделирование в системе CADENCE показывает, что задержка переключения выхода Q относительно фронта CLK составляет 610 и 480 пс (при переключении в "1" и "0", соответственно). Предельная частота работы триггера оценивается на уровне 920 МГц.

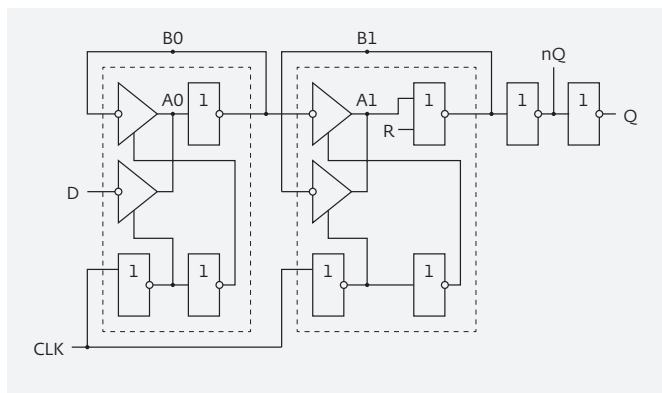


Рис.7. Преобразованная схема исходного D-триггера для момента времени со сбоем

Для полноты необходимо отметить, что данный вариант триггера имеет свою уязвимость, связанную с возможной гонкой фронтов и неверным переключением первого RS-триггера при положительном фронте сигнала CLK и отрицательном фронте сигнала C₁. Возникновение такого события возможно при выполнении следующих условий: на входе D присутствует "1", и задержка распространения сигнала от C₁ до точки В существенно больше, чем до А. (Последнее условие определяется топологией триггера, или тем, как САПР разместит его по базовым ячейкам БМК.) Неверное защелкивание при этом произойдет, если утечка через транзистор проводимости p совпадет с положительным фронтом на входе CLK.

Триггер должен показать уровень стойкости выше по сравнению с первоначальным вариантом реализации, так как схема приближается к дифференциальному решению, и сбой, изображенный на рис.4, маловероятен.

Для возможности применения триггера в космических аппаратах, выходной RS-триггер подлежит модификации по принципу ячейки памяти DICE. Модифицированный таким образом элемент предполагается испытать и включить в библиотеку для разработки компонентов, используемых в космических аппаратах.

4. ОБЩИЙ ПОДХОД ДЛЯ ПРЕДУПРЕЖДЕНИЯ ЭФФЕКТА НЕОПРЕДЕЛЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Схема D-триггера, показанная на рис.1, может быть преобразована в вид, показанный на рис.7. Элемент включает два похожих мультиплексора, каждый из них имеет два поочередно включаемых на одну линию шинных формирователей.

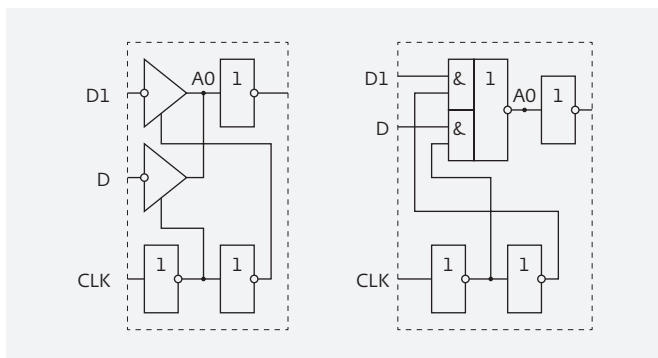


Рис.8. Вариант преобразования схемы входного мультиплексора по рис.7 для исключения внутренних шинных формирователей

Для предупреждения рисков, связанных с эффектом неопределенного состояния, достаточно ввести ограничение на использование шинных формирователей внутри схемы.

Мультиплексор, включающий внутреннюю шину, может быть преобразован, например, как это показано на рис.8. Ограниченная работоспособность исходной схемы будет обнаружена при моделировании после такого преобразования.

После преобразования мультиплексора пропадут нежелательные кратковременные состояния Z. Но вместо этого появятся короткие импульсы напряжения. Избавиться от них практически невозможно, но они доступны для контроля при моделировании.

Приведенный на рис.8 пример преобразования мультиплексора характерен тем, что он для схемы на рис.1 приводит к ситуации, идентичной сбою, показанному на эюре рис.2. При наличии "1" на входах D и D₁ (для изображенного на рис.8 примера) сразу после перехода сигнала на входе CLK из "0" в "1" в точке A₁ будет кратковременное появление "1". Моделирование даст однозначную информацию о потенциальной опасности применения исходной схемы.

Эффект кратковременного неопределенного состояния может и не приводить к отказам. Эффект возникает на выходах мультиплексоров, составленных из шинных формирователей (в точках A₀ и A₁ по рис.7). После локализации точек возможного появления эффекта рекомендуется провести моделирование, присоединив их через сопротивление к потенциалу GND, затем – подключив к потенциалу Vcc. Величина сопротивления рассчитывается исходя из величины электрической емкости проводника и длительности переключения транзисторов. Отсутствие влияния эффекта на работоспособность схемы подтверждается полной идентичностью результатов моделирования.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При разработке цифровых схем следует учитывать эффект кратковременного возникновения неопределенных состояний во внутренних цепях триггера. Наличие таких состояний может привести к значительному снижению уровня бесбойной работы разрабатываемой микросхемы. Данные явления характерны для решений с шинными формирователями в ядре схемы. Для устойчивой работы создаваемых цифровых микросхем с триггерами разработчику необходимо пользоваться преимущественно двухтактной схемой синхронизации и в процессе моделирования во всех проблемных точках разметить детекторы возможного сбоя.

С уменьшением проектных норм снижается напряжение питания микросхем, что приводит к падению уровня стойкости при воздействии импульсного ионизирующего излучения. Перспективным решением для этого случая является переход к полностью дифференциальным электрическим схемам.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Красников Г.Я., Орлов О.М.** Отличительные особенности и проблемы КМОП-технологии при уменьшении проектной нормы до уровня 0.18 мкм и меньше // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3. № 7-8. С. 124-128.
2. **Эннс В.И., Кобзев Ю.М.** Проектирование аналоговых КМОП-микросхем. Краткий справочник разработчика. – М.: Горячая Линия – Телеком, 2005. 456 с. ISBN: 5-93517-238-0.
3. **Строгонов А.В.** Проектирование топологии КМОП заказных БИС // Компоненты и технологии. 2007. № 4. С. 206-209.
4. **Egorov A.N.** "PICO-4" Single Event Effects Evaluation and Testing Facility Based on Wavelength Tunable Picosecond Laser // IEEE Radiation Effects DataWorkshop 2012, pp. 69-72.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА РЕАЛЬНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

В настоящей работе сформулированы основные положения квантовой электродинамики в представлении об электроны как реальной волне электронной плотности. Определено сечение рассеяния свободными и связанными в атомах электронами. Рассмотрена реальная роль эффекта Комптона и Доплера в процессах, происходящих в высокотемпературной плазме. Обсуждаются особенности установления термодинамического равновесия при рассеянии излучения свободными и связанными электронами. Обсуждается физический смысл брэгговской дифракции.

Ключевые слова: квантовая механика, электрон, фотон, эффект Комптона, функция вероятности, уравнение Шредингера, скрытые параметры

Сведения об авторах

Виталий Васильевич Аристов, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук, 142432, Московская обл., Ногинский р-н, Черноголовока, Институтская ул, д. 6; aristov@iptm.ru

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА РЕАЛЬНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

Сформулированы основные принципы новой квантовой теории, базирующейся на представлении о существовании реальных встречных сферических волн электронной плотности, при интерференции которых образуется элементарный заряд. В основу теории положены экспериментальные исследования по комптоновскому рассеянию и идеи о наличии "скрытых параметров", определяющих свойства квантовых объектов, обсуждавшихся на протяжении многих десятилетий различными авторами. Показано, что гносеологические проблемы и трудности современной квантовой теории обусловлены выбором системы координат, описывающих движение волн электронной плотности. Обсуждается физический смысл уравнений Шредингера и "скрытых параметров", определяющих свойства квантовых объектов. Приведены примеры новой интерпретации известных решений уравнений квантовой механики, в том числе новая модель строения атома. Предложены эксперименты, в которых подтверждается новая теория.

Ключевые слова: квантовая механика, электрон, фотон, эффект Комптона, функция вероятности, уравнение Шредингера, скрытые параметры

Сведения об авторах

Виталий Васильевич Аристов, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук, 142432, Московская обл., Ногинский р-н, Черноголовока, Институтская ул, д. 6; aristov@iptm.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТОПОЛОГИИ В ТОЛСТЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ БЕНЗОЦИКЛОБУТЕНА (BCB)

В данной работе исследуются процессы нанесения и травления толстых пленок полимерного материала на базе мономера – бензоциклобутена (BCB). Получены высоко равномерные пленки толщиной 26 мкм, достигнута высокая скорость локального, равномерного травления – 1 мкм/мин с помощью технологии реактивно-ионного травления в ICP реакторе высокоплотной плазмы.

Ключевые слова: бензоциклобутен (BCB), термообработка, профилометр Альфа степ, эллипсометрия, интерферометрия, реактивное ионное травление, жесткая маска, реактор высокоплотной плазмы, аутгазинг, пересаживание, микрострипер

Сведения об авторах

Геннадий Яковлевич Красников, академик РАН, АО "НИИ молекулярной электроники", 124460, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; gkrasnikov@mikron.ru

Олег Павлович Гуцин, Акционерное Общество "НИИ молекулярной электроники", 124460, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; ogushin@mikron.ru

Павел Игоревич Кузнецов, АО "НИИ молекулярной электроники", 124460, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; pkuznecov@mikron.ru

Кирилл Сергеевич Есенкин, АО "Зеленоградский нанотехнологический центр", 124527, Москва, Зеленоград, ул. Солнечная аллея, д. 6.; esenkin@zntc.ru

Ольга Рахардовна Рубинас, АО "НИИ молекулярной электроники", 124460 Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; rubinas@phystech.edu

Евгений Сергеевич Горнев, д.т.н., Акционерное Общество "НИИ молекулярной электроники", 124460, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; egornev@mikron.ru

Павел Анатольевич Каширин, ОАО "НИИМЭ и Микрон", 124460 Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; pkashirin@mikron.ru

Людмила Александровна Колобова, ОАО "НИИМЭ и Микрон", 124460, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; lkolobova@mikron.ru

Константин Васильевич Руденко, д.ф.-м.н., Физико-технологический институт Российской академии наук 117218, Москва, Нахимовский проспект, 36/1; rudenko@ftian.ru

Андрей Валерьевич Мяконких, к.ф.-м.н., Физико-технологический институт Российской академии наук 117218, Москва, Нахимовский проспект, 36/1; amiakonkikh@gmail.com

QUANTUM ELECTRODYNAMICS OF REAL WAVES OF ELECTRON DENSITY

In this work the fundamental principles of quantum electronics are formulated based on the concept of an electron as a real wave of electron density. The cross-section of scattering by free and bound-in-atom electrons is determined. The real role of the Compton and Doppler effect in the processes in high-temperature plasma is considered. Specific features of achieving a thermodynamic equilibrium during radiation scattering by free and bound electrons are analyzed. The physical sense of the Bragg diffraction is discussed.

Keywords: quantum mechanics, electron, photon, Compton effect, the probability function of the schrödinger equation, the hidden parameters

Data of authors

Vitalii V. Aristov, Sc.D., Corresponding Member of the RAS, Institute of Microelectronics Technology and High-Purity Materials, Russian Academy of Sciences, 142432, Moscow reg., Noginsk distr., Chernogolovka, Institutskaya st., 6; aristov@iptm.ru

QUANTUM MECHANICS OF REAL WAVES OF ELECTRON DENSITY

The basic principles of a novel quantum theory founded on the notion of existence of real spherical waves of electron density converging and diverging at the same point are formulated. The interference of these waves leads to the formation of an elementary charge. The theory is based on the experimental studies of the Compton scattering and the idea of existence of "hidden parameters" which determine the properties of quantum objects. The theory and the idea have been discussed by many authors for several decades. It is shown that gnosiological and modern quantum theory problems are connected with the choice of a coordinate system to describe the motion of electron density waves. The physical sense of the Schroedinger equations and "hidden parameters" determining the properties of quantum objects is discussed. Examples are given for the novel interpretation of the solutions of well-known equations of quantum mechanics, the new model of an atom structure included. Experiments are proposed which could substantiate the novel theory.

Keywords: quantum mechanics, electron, photon, Compton effect, the probability function of the schrödinger equation, the hidden parameters

Data of authors

Vitalii V. Aristov, Sc.D., Corresponding Member of the RAS, Institute of Microelectronics Technology and High-Purity Materials, Russian Academy of Sciences, 142432, Moscow reg., Noginsk distr., Chernogolovka, Institutskaya st., 6; aristov@iptm.ru

RESEARCH AND DEVELOPMENT OF PROCESSES OF FORMATION OF TOPOLOGY IN THICK FILMS OF BISBENZOCYCLOBUTENE POLYMER (BCB)

In this paper we investigate the application and etching of thick films bisbenzocyclobutene (BCB). Get high uniform film 26 microns thick, reached a sufficiently high etch rate – 1 μm/min using a reactive ion etching technique to ICP high-density plasma reactor.

Keywords: bisbenzocyclobutene (BCB), curing, Alpha Step profilometer, ellipsometry, interferometry, reactive ion etching, hard mask, high-density plasma reactor, autgazing, reprecipitation, mikrostriper

Data of authors

Gennadii Yakovlevich Krasnikov, academician of the RAS, JSC "Molecular Electronics Research Institute", 124460 Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; gkrasnikov@mikron.ru

Oleg Pavlovich Gushchin, JSC "Molecular Electronics Research Institute", 124460 Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; ogushin@mikron.ru

Pavel Igorevich Kuznetsov, JSC "Molecular Electronics Research Institute", 124460 Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; pkuznecov@mikron.ru

Kirill Sergeevich Esenkin, Joint-stock company "Zelenograd nanotechnology center", 124527, Moscow, Zelenograd, Solnechnaya Alleya, d. 6; esen-kin@zntc.ru

Olga Rakhardovna Rubinas, JSC "Molecular Electronics Research Institute", 124460 Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; rubinas@phystech.edu

Eugene Sergeevich Gornev – Ph. D., JSC "Molecular Electronics Research Institute", 124460 Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; egor-nev@mikron.ru

Pavel Anatolievich Kashirin, Joint-stock company "NIIME and Micron", 124460 Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; pkashirin@mikron.ru

Ludmila Aleksandrovna Kolobova, Joint-stock company "NIIME and Micron", 124460 Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; lkolobova@mikron.ru

Konstantin Vasilievich Rudenko, Dr. Sci., Physico-technological Institute, Russian Academy of Sciences, 117218, Moscow, Nakhimovskiy prospect, 36/1; rudenko@ftian.ru

Andrey Valerievich Myakonkih – Ph.D., Physico-technological Institute, Russian Academy of Sciences, 117218, Moscow, Nakhimovskiy prospect, 36/1; amia-konkikh@gmail.com

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ЭЛЕМЕНТОВ КМОП СБИС, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

В данной статье рассматриваются основные причины нарушения функционирования КМОП СБИС в условиях воздействия космической радиационной среды. В работе представлены основные методы повышения стойкости ИС к космическим ионизирующим излучениям, описаны их достоинства и недостатки, даны рекомендации по проектированию КМОП СБИС космического назначения.

Ключевые слова: Космические ионизирующие излучения, КМОП СБИС

Сведения об авторах

Селецкий Андрей Валерьевич, к.т.н. АО "Научно-исследовательский институт молекулярной электроники" (АО "НИИМЭ"), научный сотрудник ОПТУП. 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; Тел: (495) 229-70-39; aseletskiy@mikron.ru

Шелепин Николай Алексеевич, д.т.н., АО "Научно-исследовательский институт молекулярной электроники" (АО "НИИМЭ"), первый заместитель генерального директора. 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1 Тел: (495) 229-71-07; nchelepin@mikron.ru

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА ПОДКЛЮЧЕНИЯ ОБОРУДОВАНИЯ НАНОЭЛЕКТРОННОГО ПРОИЗВОДСТВА

Обобщен и систематизирован практический опыт подключения производственного оборудования для изготовления кристаллов интегральной нанoeлектроники. В процессе реализации проекта подключения применен комплексный подход, учитывающий требования к технологическим процессам, к условиям установки и функционирования оборудования, а также требования к монтажу, испытаниям и квалификации линий подключения. Раскрыто содержание предпроектных работ, а также особенности этапов проектирования, монтажа и испытаний линий технологических газов, жидкостей и энергоносителей; приведены примеры монтажа узлов. Даны структура и содержание основных этапов работ, контролируемых менеджментом проекта подключения.

Ключевые слова: подключение оборудования, монтаж, испытания, квалификация, организация работ

Сведения об авторах

Евдокимов Владимир Лукьянович, ОАО "Научно-исследовательский институт молекулярной электроники и завод "Микрон", 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; vevdokimov@mikron.ru

Ранчин Сергей Олегович, ОАО "Научно-исследовательский институт молекулярной электроники и завод "Микрон", 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1; sranchin@mikron.ru

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И АДГЕЗИОННЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Рассмотрена связь адгезионных свойств кристаллов с их кристаллической структурой. На примерах теоретических расчетов и экспериментально измеренных адгезионных свойств кристаллов металлов, полупроводников и диэлектриков показано, что максимальная работа адгезии кристаллов соответствует граням с максимальными значениями поверхностной энергии, рассчитанной с применением модели координационного плавления кристаллов.

Ключевые слова: адгезионные свойства, кристаллическая структура, поверхностная энергия, модель координационного плавления кристаллов

Сведения об авторах

Бокарев Валерий Павлович, к.х.н., АО "Научно-исследовательский институт молекулярной электроники", Москва, Зеленоград, РФ, 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1; vbokarev@mikron.ru

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ

Исследуется обратимое переключение электрической проводимости в тонких пленках нестехиометрического оксида кремния. Установлено, что эффект переключения связан с образованием и разрушением филаментов в активном слое, поперечное сечение которых не превышает $0,6 \times 0,6 \text{ мкм}^2$. Анализ температурных зависимостей характеристик эффекта позволяет предположить, что разрушение канала проводимости – это активационный процесс, обусловленный термическим воздействием на центры проводимости, образующие филамент.

Ключевые слова: нестехиометрический оксид кремния, филамент, электрическая проводимость

Сведения об авторе

Захаров Павел Сергеевич, АО "НИИ молекулярной электроники", 124482, РФ, Москва, Зеленоград; к.138, кв.118, pzakharov@mikron.ru.

DESIGN AND DEVELOPMENT ELEMENTS OF CMOS VLSI DESTINED TO FUNCTION IN CONDITIONS OF EXPOSURE TO COSMIC IONIZING RADIATIONS

This article discusses the main causes of malfunction of CMOS VLSI under the impact of space radiation environment. The paper presents the basic methods of increasing the resistance of integrated circuits to cosmic ionizing radiations, describes their advantages and disadvantages, provides recommendations for the design of CMOS VLSI space purposes.

Keywords: Cosmic ionizing radiations, CMOS VLSI

Data of authors

Andrey V.Seletskiy, PhD in Technical Sciences. "Molecular Electronics Research Institute", JSC ("MERI", JSC), – research associate. 124460, 1-y Zapadny Proezd 12/1, Zelenograd, Moscow, Russia, Phone: +7 (495) 229-70-39; aseletskiy@mikron.ru

Nikolay A.Shelepin, Doctor in Technical Sciences. "Molecular Electronics Research Institute", JSC ("MERI", JSC), – 1st Deputy of General Director. 124460, 1-y Zapadny Proezd 12/1, Zelenograd, Moscow, Russia, Phone: +7 (495) 229-71-07; nchelepin@mikron.ru

AN INTEGRATED APPROACH IN THE IMPLEMENTATION OF THE PROJECT TO CONNECT THE EQUIPMENT NANO-ELECTRONIC PRODUCTION

The generalization and systematization of practical experience in connecting the production equipment for the manufacture of crystals integrated nanoelectronics. In process of implementation of the project connecting the complex approach, taking into account the process requirements, the conditions of the installation and operation of the equipment, as well as the requirements for the installation, testing and qualification of connecting lines. The content of pre-work, as well as the features of the design stage, the installation and testing process gas lines, liquids and energy; examples of installation sites. Given the structure and content of the general stages under the control of the management of the connection project.

Keywords: hook up to tools, construction, testing, qualification, the sequence of hook up

Date of authors:

Evdokimov Vladimir Lukjanovich – JSC Molecular Electronic Research Institute, 124460, Russian Federation, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; vevdokimov@mikron.ru

Ranchin Sergey Olegovich, JSC Molecular Electronic Research Institute, 124460, Russian Federation, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; sranchin@mikron.ru

MATERIALS CRYSTAL STRUCTURE AND ADHESIVE PROPERTIES

Correlation of adhesive properties of materials with their crystal structure has been studied. Based on theoretical estimation of crystal properties measured experimentally for metals, semiconductors and dielectrics it has been shown that the maximum adhesion of crystals complies with the maximum surface energy edges calculated with the method of crystals coordinating melting.

Keywords: adhesive properties, crystal structure, surface energy, method of crystals coordinating melting

Data of authors

Bokarev Valery Pawlowich. Ph.d., Molecular electronics research institute JSC, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, 12/1; vbokarev@mikron.ru

RESISTIVE SWITCHING CHARACTERISTICS OF NONSTOICHIOMETRIC SILICON OXIDE THIN FILMS

Reversible resistive switching of nonstoichiometric silicon oxide thin films is investigated. It has been discovered that resistive switching is due to formation and rupture of conductive filament in the active layer. The cross section upper limit of such filament is $0,6 \times 0,6 \text{ μm}^2$. Temperature dependences of main switching characteristics allow proposing that filament rupture is activation process caused by thermal effect on conductive centers.

Keywords: nonstoichiometric silicon oxide, filament, electrical conductivity

Data of author

Zakharov Pavel Sergeevich, JSC Molecular Electronic Research Institute; Zelenograd, Moscow, Russian Federation; Russian Federation, Moscow, Zelenograd, 1-y Zapadny proezd, d. 12/1, 124460; pzakharov@mikron.ru.

КОНЦЕНТРАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В АНОДНОМ ОКСИДЕ АЛЮМИНИЯ С НИТЕВИДНЫМИ ПОРАМИ, ЗАПОЛНЕННЫМИ ПОЛИВИНИЛДЕНФТОРИДОМ

Решается задача численного моделирования операторов (тензоров) концентрации напряжений и деформаций в матричных композитах, представляющих собой анодный оксид алюминия с порами, заполненными поливинилиденфторидом. Исследованы зависимости компонент указанных тензоров от параметра структуры композитов, связанного с концентрацией элементов неоднородности.

Ключевые слова: анодный оксид алюминия, поливинилиденфторид, матричные композиты, операторы концентрации напряжений и деформаций, моделирование

Сведения об авторах

Геннадий Яковлевич Красников, д.т.н., академик РАН, АО "Научно-исследовательский институт молекулярной электроники", 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1, gkrasnikov@mikron.ru;

Владимир Валентинович Бардушкин, д.ф.-м.н., Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, МИЭТ, bardushkin@mail.ru;

Максим Викторович Силибин, к.т.н., Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, МИЭТ, sil_m@mail.ru

Юлия Игоревна Шилиева, Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, МИЭТ, shyliaeva@gmail.com;

Виктор Борисович Яковлев, д.ф.-м.н., Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, МИЭТ, yakovlev@miee.ru

МОДЕЛЬ СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СОЗУ С ФУНКЦИЕЙ ИСПРАВЛЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ СБОЕВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Представлена модель сбоеустойчивости СОЗУ с функцией исправления одиночных сбоев. Модель определяет частоту сбоев в СОЗУ при воздействии тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) в зависимости от параметров микросхемы, временных параметров ее работы и параметров действующего на микросхему потока частиц. Предложена удобная для практического применения методика управления частотой регенерации, обеспечивающая поддержание заданного значения сбоеустойчивости СОЗУ при изменяющейся плотности потока частиц. Приведен пример расчета сбоеустойчивости СОЗУ.

Ключевые слова: СОЗУ, тяжелые заряженные частицы, однократные сбои, множественные сбои, обнаружение и коррекция ошибок в СОЗУ

Сведения об авторах

Мещанов Владимир Дмитриевич, КТН, ООО "СИТРОНИКС-микродизайн", 124527, РФ, Москва, г. Зеленоград, аллея. Солнечная, к.6; sitmd11@smd-001.ru

Лушников Александр Сергеевич, ООО "СИТРОНИКС-микродизайн", 124527, РФ, Москва, г. Зеленоград, аллея. Солнечная, к.6; sitmd88@smd-001.ru

Рыбалко Егор Сергеевич, Общество с ограниченной ответственностью "СИТРОНИКС-микродизайн", 124527, РФ, Москва, г. Зеленоград, аллея. Солнечная, к.6; rybalko@smd-001.ru

Фомичева Надежда Николаевна, ООО "СИТРОНИКС-микродизайн", 124527, РФ, Москва, г. Зеленоград, аллея. Солнечная, к.6; fomitcheva@smd-001.ru

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ К СБОЯМ СЧЕТНОГО ТРИГГЕРА

Статья посвящена эффекту кратковременного возникновения неопределенного состояния во внутренних цепях триггера и его влиянию на уровень бессбойной работы при воздействии импульса ионизирующего излучения. Представлены рекомендуемые схемотехнические решения при разработке современных микросхем. Определены рекомендации по обнаружению эффекта при моделировании цифровых схем.

Ключевые слова: космическая аппаратура, уровень бессбойной работы, счетный триггер

Сведения об авторах

Марат Салимович Темирбулатов, к.т.н., АО "Научно-исследовательский институт молекулярной электроники", 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1, mtemirbulatov@mikron.ru

Виктор Иванович Эннс, к.т.н., заместитель генерального директора по новым продуктам, АО "НИИМЭ"

Дмитрий Владимирович Бобровский, к.т.н., младший научный сотрудник Национального исследовательского ядерного университета "МИФИ" (Московский инженерно-физический институт), заместитель начальника НТК-2 АО "ЭНПО СПЭЛС"

STRESS AND STRAIN CONCENTRATIONS IN THE POROUS ANODIC ALUMINA FILLED WITH POLYVINYLIDENE FLUORIDE

The present work focuses on numerical simulation of the stresses and strains concentration operators (tensors) of nanocomposites based on anodic aluminium oxide with unidirectional filamentary pores filled with polyvinylidene fluoride. The dependences of the tensors components on the structure parameter and the concentration of polymer nanofibers are investigated.

Keywords: anodic alumina, polyvinylidene fluoride, matrix composites, operators of stresses and strains concentrations, simulation

Data of authors

G.Ya.Krasnikov, Dr. Sci., JSC Molecular Electronic Research Institute, 124460, Russian Federation, Moscow, Zelenograd, 1-y Zapadnyy proezd, d. 12/1, gkrasnikov@mikron.ru, 124460; V.V.

Bardushkin, D. SC.MD, National Research University of Electronic Technology, Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, bardushkin@mail.ru;

M.V.Silibin, Ph. D., National Research University of Electronic Technology, Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, sil_m@mail.ru;

Yu.I.Shilyaeva, National Research University of Electronic Technology, Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, shilyaeva@gmail.com;

V.B.Yakovlev, D. SC.MD, National Research University of Electronic Technology, Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, yakovlev@miee.ru

THE MODEL OF SRAM WITH EMBEDDED CIRCUIT ERROR DETECTION AND CORRECTION AGAINST SINGLE EVENT UPSET

The model of SEU-hardened SRAM with EDAC is introduced. This model determines the SEU frequency SRAM depending on circuit parameters, timing parameters and heavy charged particles flux parameters affecting SRAM. The method of control of refresh frequency, which is convenient for practical application, is proposed. This method provides the maintenance of preset SEU rate at the changing density of a flux of heavy charged particles influencing integrated circuit. The example of calculation of hardness SRAM against single event upset is presented.

Keywords: SRAM, heavy charged particles, single event upset (SEU), multi bit upset (MBU), error detection and correction (EDAC) in SRAM

Data of authors

Vladimir Dmitrievich Meschanov, The limited liability company "SITRONICS-microdesign", 124527, RF, Moscow, Zelenograd, Solnechnaya Alley, K. 6; ; sitmd11@smd-001.ru

Aleksandr Sergeevich Lushnikov, The limited liability company "SITRONICS-microdesign", 124527, RF, Moscow, Zelenograd, Solnechnaya Alley, K. 6; ; sitmd88@smd-001.ru

Egor Sergeevich Rybalko, The limited liability company "SITRONICS-microdesign", 124527, RF, Moscow, Zelenograd, Solnechnaya Alley, K. 6; ; rybalko@smd-001.ru

Nadezhda Nikolaevna Fomitcheva, The limited liability company "SITRONICS-microdesign", 124527, RF, Moscow, Zelenograd, Solnechnaya Alley, K. 6; ; fomitcheva@smd-001.ru

COUNTABLE TRIGGER FAULT LEVEL IMPROVEMENT METHODS

The paper presents flip-flop internal circuits' short-term indeterminate state dose rate effect and its influence on the flip-flop fault level. Advices on modern IC's schematic design are presented. Digital IC's simulation recommendations are identified to reveal the effect.

Keywords: space equipment, fault level, flip-flop, countable trigger

Data of authors

Marat Salimovich Temirbulatov, PhD, Joint-stock company "Scientific-research Institute of molecular electronics", 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1-St Zapadnyy proezd, d. 12/1; mtemirbulatov@mikron.ru

Viktor Ivanovich Enns, PhD, Joint-stock company "Scientific-research Institute of molecular electronics", 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1-St Zapadnyy proezd, d. 12/1; venns@mikron.ru

Dmitry Vladimirovich Bobrovsky, PhD, National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), SPELS, 115409, Russia, Moscow, Kashirskoe highway, 31; dvbob@spels.ru