

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОДНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ
ТВЕРДОГО ЭЛЕКТРОЛИТА $RbCu_4Cl_3I_2$

© 2001 Г.И. Остапенко

Ульяновское отделение Института радиотехники и электроники РАН

Исследован процесс электрохимического разложения твердого электролита $RbCu_4Cl_3I_2$ на стеклоуглеродном электроде. Анодное разложение электролита происходит в две стадии. Сначала имеет место электродная реакция окисления Cu^+ -ионов до Cu^{2+} -ионов при потенциалах выше 0,57 В и на поверхности электрода выделяется слой продуктов разложения, включающий соединение двухвалентной меди $RbCuCl_3$. Затем происходит реакция окисления I^- -ионов при потенциалах выше 0,67 В с осаждением слоя иода на поверхности электрода. Скорость осаждения слоев продуктов разложения обеих стадий контролируется мгновенной нуклеацией и двухмерным разрастанием осадков на поверхности электрода. Суммарная толщина пассивирующего слоя продуктов разложения на аноде составляет около 1 мкм.

Введение

Твердый электролит $RbCu_4Cl_3I_2$ имеет высокую Cu^+ -ионную проводимость (около 0,47 См/см [1]) при комнатной температуре. Поэтому на базе этого электролита возможны батареи с высокой плотностью тока. Например, резервная ячейка *Коллектор/ $RbCu_4Cl_3I_2$ /Коллектор*, которая перед использованием преобразуется в первичный химический источник тока *Коллектор Cu / $RbCu_4Cl_3I_2$ /Коллектор* посредством электрохимического разложения электролита. Следовательно, исследование кинетики электрохимического разложения $RbCu_4Cl_3I_2$ актуально.

При разложении $RbCu_4Cl_3I_2$ на катоде происходит выделение металлической меди, которое подробно исследовано [2, 3]. На аноде имеет место более сложный двухстадийный процесс [4]. Сначала выделяется соединение двухвалентной меди $RbCuCl_3$, а затем - иод.

В этой работе представлены результаты исследования кинетики анодного электрохимического разложения твердого электролита $RbCu_4Cl_3I_2$.

Эксперимент

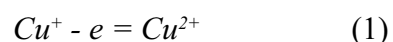
Твердый электролит $RbCu_4Cl_3I_2$ готовили по способу, описанному в [5]. Структуры: - С (графит) / $RbCu_4Cl_3I_2$ / С (стеклоуглерод) + приготавливали в атмосфере сухого воздуха

(осушитель P_2O_5) путем прессования при давлении $2,2 \times 10^8$ Па порошков $RbCu_4Cl_3I_2$ и графита к плоскому стеклоуглеродному диску диаметром 12 мм. Толщина слоя электролита составляла около 1 мм. В электролит помещали электрод сравнения из медной проволоки диаметром 0,2 мм. Поджим ячеек составлял около 3×10^6 Па. Перед измерениями ячейки прокачивали при температуре 130 °С в течение нескольких часов.

Поляризацию ячеек осуществляли с помощью потенциостата П-5848 (Россия) при комнатной температуре. Скорость сканирования потенциала при циклической хроноамперометрии составляла 5 мВ/с.

Результаты и дискуссия

На рис.1 видно, что в общем случае циклическая вольтамперограмма анодного разложения $RbCu_4Cl_3I_2$ имеет два пика. По-видимому, на первой стадии разложения (пик 1) происходит реакция окисления одновалентной меди:



с образованием $RbCuCl_3$, т.к. равновесный потенциал $\phi_{d,1}$ этой реакции равен 0,58 В при реверсе потенциала после первого пика (рис.1, кривая 1). Действительно, этот потенциал близок к стандартному потенциалу $\phi_1^0 = 0,624$ В реакции (1). Различие $\phi_{d,1}$ и ϕ_1^0 можно объяснить несоответствием реальных

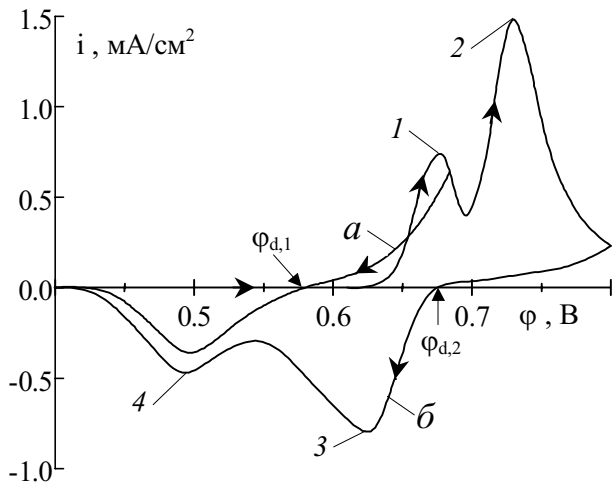
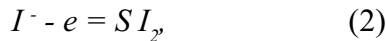


Рис. 1. Циклические вольтамперограммы анодного электрохимического разложения твердого электролита $RbCu_4Cl_3I_2$

и стандартных условий при разложении.

На второй стадии разложения (пик 2), по-видимому, имеет место реакция окисления иодид-ионов:



т.к. равновесный потенциал $\phi_{d,2}$ реакции (2) составляет $(0,67 \pm 0,01)$ В (рис.1, кривая 2). Этот потенциал близок к стандартному потенциалу $\phi^0_2 = 0,72$ В реакции (2).

Очевидно, что пик 3 на рис.1 характеризует протекание реакции (2) в обратном направлении, а пик 4 – протекание реакции (1) также в обратном направлении.

На рис.2 показаны типичные анодные гальваностатические (при постоянном по величине токе) переходные характеристики при разложении электролита. Эти переходы соответствуют указанному выше механизму реакции разложения. При включении тока потенциал электрода быстро возрастает до 0,64...0,66 В и затем начинается первая стадия реакции разложения. Разность 0,64...0,66 - $\phi_{d,1} = 0,07...0,09$ В есть перенапряжение образования фазы $RbCuCl_3$ на стеклоуглероде.

Первое "седло" на переходных характеристиках соответствует выделению этой фазы на электроде. Количество электричества q_1 , которое соответствует этому процессу, составляет $(7 \pm 0,5)$ мКл/см². Это соответствует десяткам монослоев галогенидов меди на электроде. Следовательно, толщина слоя про-

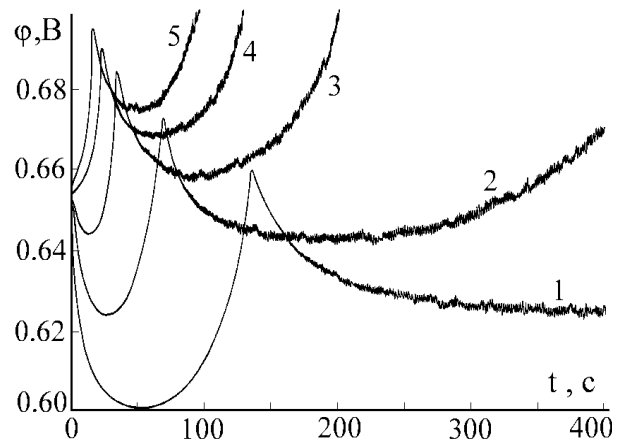


Рис. 2. Гальваностатические переходные характеристики анодного разложения твердого электролита $RbCu_4Cl_3I_2$ при плотностях тока, мА/см²: 1 – 0,05; 2 – 0,1; 3 – 0,2; 4 – 0,3; 5 – 0,4

дуктов разложения после первой стадии составляет около 0,1 мкм.

Второе "седло" соответствует второй стадии реакции разложения, т.е. выделению иода. При локализации процесса выделения газообразного иода в приэлектродном слое толщиной около 1 мкм развивается давление около 10^7 Па. Это давление превышает упругость насыщенного пара иода на пять порядков величин. Поэтому иод должен кристаллизоваться на поверхности электрода. Количество электричества q_2 , которое соответствует этому процессу, составляет (32 ± 2) мКл/см². Следовательно, суммарная толщина слоя продуктов разложения не превышает 1 мкм.

На рис.3 показана зависимость минимальных потенциалов "седел" ϕ_{min} от плотности тока. Эти зависимости описываются уравнением:

$$\ln i_g = a + b\phi_{min}. \quad (3)$$

Для первой стадии разложения:

$$a_1 = -22,9, \quad b_1 = 33 \text{ В}^{-1},$$

для второй стадии:

$$a_2 = -30,6, \quad b_2 = 44 \text{ В}^{-1}.$$

При идентифицировании закона образования и роста новых фаз на поверхности электрода необходимо учитывать, что эти фазы являются диэлектриками. Это должно при вести к постепенному уменьшению во времени рабочей площади электрода и его пассивации. В этом случае анодная электрокри-

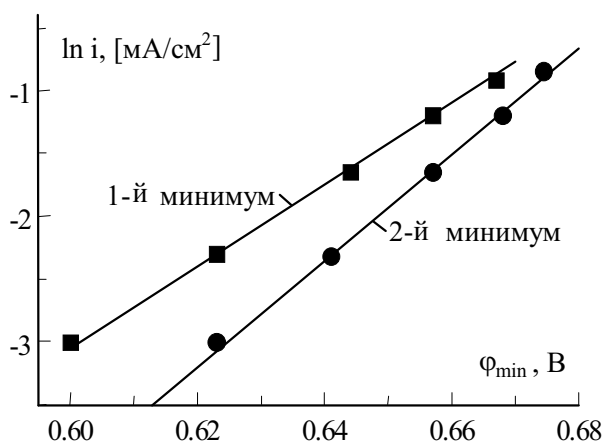


Рис. 3. Зависимость потенциалов минимумов на гальваностатических переходных характеристиках от плотности тока

сталлизация слоев непроводящих соединений может происходить двумя путями: прогрессирующая нуклеация и двухмерное разрастание слоя по поверхности электрода и мгновенная нуклеация и двухмерное разрастание. В гальваностатических условиях [6] для первого случая:

$$\varphi = \frac{-a + \ln i_g + 2/3[\ln(2/3) - 1]}{b} - \frac{-\ln\{(1-\theta)[-\ln(1-\theta)]^{2/3}\}}{b} \quad (4)$$

и для второго случая:

$$\varphi = \frac{-a + \ln i_g + 1/2[\ln(1/2) - 1]}{b} - \frac{-\ln\{(1-\theta)[-\ln(1-\theta)]^{1/2}\}}{b}, \quad (5)$$

где относительное покрытие поверхности электрода слоем осадка:

$$\theta = \frac{i_g t}{q}$$

На рис.4 линиями показаны гальваностатические переходы из рис.2 в координатах ур.(4) и (5). Крестиками обозначен расчет по ур.(4) для плотности тока $i_g = 0,05 \text{ mA/cm}^2$, другие значки – расчет по ур.(5) для различных плотностей тока. Здесь относительное покрытие θ_1 - при первой стадии разложения и θ_2 - при второй стадии разложения.

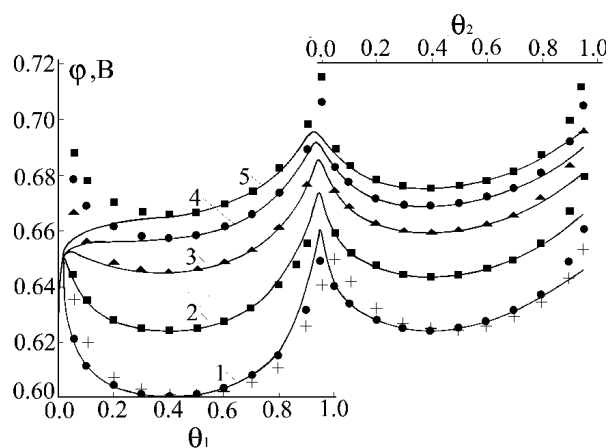


Рис. 4. Зависимость потенциала электрода от относительного покрытия поверхности электрода слоем осадка. Пояснения в тексте

Видно, что обе стадии анодного разложения $RbCu_4Cl_3I_2$ лучше соответствуют ур.(5) и, следовательно, контролируются мгновенной нуклеацией и двухмерным разрастанием слоев продуктов реакции разложения.

Необходимо отметить, что образование слоя иода начинается, когда слой подпродуктов первой стадии разложения сформирован примерно на 90%.

Выделившиеся согласно реакциям (1) и (2) фазы, по-видимому, не являются конечными продуктами разложения, т.к. иод может вступать в химическую реакцию со свежим $RbCu_4Cl_3I_2$ [4].

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки", проект № А-0066.

Выводы

Анодное электрохимическое разложение твердого электролита $RbCu_4Cl_3I_2$ происходит в две стадии. Скорость обеих стадий лимитируется мгновенной нуклеацией и двухмерным разрастанием слоев продуктов реакции разложения.

Толщина пассивирующего слоя продуктов разложения на аноде составляет менее 1 мкм.

Кинетика разложения определяется только кристаллизационными эффектами и не зависит от транспорта ионов в твердом электролите.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Geller S., Akridge J.R., Wilber S.A.* Crystal structure and conductivity of the solid electrolyte $\alpha\text{-RbCu}_4\text{Cl}_3\text{I}_2$ // *Phys. Rev. B.* V.19. 1979.
2. *Armstrong R.D., Dickinson T., Taylor K.* The kinetics of the Cu/Cu⁺ electrode in solid electrode systems // *J. Electroanal. Chem.* V.57. 1974.
3. *Кукоз Ф.И., Коломоец А.М., Кузьмин В.П.* Электрохимическое поведение меди в твердом электролите $\text{RbCu}_4\text{Cl}_3\text{I}_2$ // *Электрохимия.* Т.16. 1980.
4. *Швецов В.С.* Электрохимическое и химическое разложение твердых катионпроводящих электролитов // Тр. второго Всес. симп. "Твердые электролиты и их аналитическое применение". Свердловск, 1985.
5. *Громов О.Г., Калинин В.Т., Кузьмин А.П., Кунишина Г.Б.* Способ получения твердого электролита для химического источника тока // Авт. свид. СССР №1124832, МКИ H01M 6/18, 01.07.1983.
6. *G.J.Hills, L.M.Peter, B.R.Sharifker, M.I.Da Silva Pereira,* The nucleation and growth of two-dimensional anodic under galvanostatic conditions // *J.Electroanal.Chem.* V.124. 1981.

**INVESTIGATION OF ANODIC DECOMPOSITION
OF THE SOLID ELECTROLYTE $\text{RbCu}_4\text{Cl}_3\text{I}_2$**

© 2001 G.I. Ostapenko

Ul'yanovsk Branch of Institute Radio Engineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences

The process of electrochemical decomposition of the solid electrolyte $\text{RbCu}_4\text{Cl}_3\text{I}_2$ on the vitreous carbon electrode has been investigated. The anodic decomposition of the electrolyte occurs in two steps. At first the oxidizing electrode reaction of Cu⁺ ions up to Cu²⁺ ions takes place at potentials higher than 0,57 V and onto the electrode surface the layer of decomposition products is formed, including the compound of divalent copper RbCuCl_3 . Then the oxidizing reaction of I⁻ ions occurs at potentials higher than approximately 0,67 V with a deposition of the iodine layer onto the electrode surface. Deposition rate of the layers of decomposition products is controlled by instantaneous nucleation and two-dimensional growth of the deposit. Summarized thickness of the passivating layer of decomposition products on the anode is equal approximately to 1 micron.

УДК 669.71

ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ УДАРНОСЖАТЫХ ПЛЕНОЧНЫХ МДМ-СТРУКТУР В РЕЖИМЕ СТАЦИОНАРНОГО СВЕЧЕНИЯ ПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА

© 2001 В.Л. Балакин, И.В. Белоконов, Н.Д. Семкин

Самарский государственный аэрокосмический университет

В работе приведены результаты экспериментов по воздействию частиц на пленочные МДМ-структуры (металл-диэлектрик-металл) с помощью электростатического ускорителя. Проведено дальнейшее исследование эффекта стационарного свечения ударносжатого проводящего канала. Рассчитана температура ударносжатого канала, получены ионные спектры масс материалов и сквозная проводимость МДМ-структуры. Показаны перспективы использования результатов в различных областях техники.

Исследуемые МДМ-структуры находят широкое применение в фундаментальных областях астрофизики, космохимии и ряде прикладных задач [1, 2, 3].

В [4, 5] были приведены некоторые соотношения для пленочной МДМ-структуры (металл-диэлектрик-металл), находящейся в ударносжатом состоянии, а также результаты ударных экспериментов с помощью импульсного лазера. Изучение электропроводности ударносжатых МДМ-структур проводилось авторами [6] путем совместного решения систем уравнений гидродинамики и электродинамики. При проведении ударных экспериментов с помощью электростатического ускорителя авторами [7] был обнаружен эффект стационарного свечения канала проводимости ударносжатого диэлектрика МДМ-структуры. Эффект свечения ударносжатого канала возникает при напряженности электрического поля, приложенного к МДМ-структуре, выше $2 \cdot 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ и воздействии на нее частицы из алюминия массой $(1 \dots 5) \cdot 10^{-14}$ грамм со скоростью $2 \dots 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Было отмечено, что интенсивность свечения канала проводимости определенным образом связана с подаваемым на конденсатор напряжением, сопротивление канала проводимости составляет $10^4 \dots 10^6 \text{ Ом}$, а ток через канал - $10^{-4} \dots 10^{-3} \text{ А}$.

С помощью известных теорий электропроводности твердых диэлектриков указанный эффект авторам [4] объяснить не удалось. В данной работе экспериментально рассмот-

рено влияние электрического поля, приложенного к исследуемой МДМ-структуре, на процессы возникновения вспышки и вторично-заряженных частиц (ионов, электронов), изменения электропроводности органических и неорганических диэлектриков при высокоскоростном соударении, а также приведен расчет температуры светящегося канала проводимости в стационарном режиме.

Эксперименты выполнялись с помощью экспериментальной установки, показанной на рис.1 и содержащей электростатический ускоритель 1, цилиндр Фарадея 2, усилители

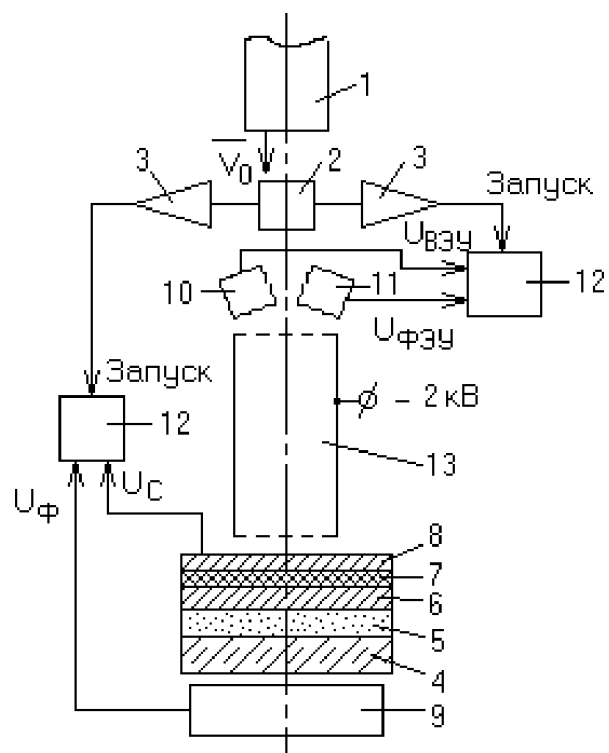


Рис. 1. Блок-схема экспериментального стенда

3, люминесцентно-конденсаторные датчики 4-8, фотоэлектронные умножители (ФЭУ) 9 и 11, вторичноэлектронный умножитель 10, запоминающие осциллографы 12, пылеударный масс-спектрометр 13. Люминесцентно-конденсаторный датчик состоит из стеклянной подложки 4, люминофора 5, медной обкладки 6, диэлектрической пленки 7, верхней обкладки конденсатора 8.

Вспышка, возникающая в момент высокоскоростного взаимодействия в материале люминофора, регистрируется с помощью ФЭУ (9, рис.1). Импульсные сигналы U_c (с МДМ-структуры) и U_ϕ (с ФЭУ) поступают на осциллограф 12. Информация с люминесцентного датчика и системы регистрации 2, 3, 12 необходима для определения характеристик (скорость, масса) взаимодействующей с МДМ-структурой частицы. Изготовленные образцы МДМ-структур используют в качестве диэлектрика пленки полиметилметакрилата, полученные методом полимеризации в ВЧ-разряде в вакууме. МДМ-структуры нанесены на защитную пленку 6 люминофора 5. В целом такая многослойная мишень является полубес-конечной преградой с точки зрения высокоскоростного удара. В режиме стационарного свечения регистрируются сквозной ток через МДМ-структуру и свет – фотоэлектронным умножителем 11.

На рис.2 показана экспериментальная зависимость сквозного тока I_c через МДМ-структуру и напряжения фотоэлектронного умножителя U_ϕ от подаваемого на нее напряжения U_c . Характеристики снимались в диапазоне напряжений 0...400В в прямом и обратном направлении. Характеристики обла-

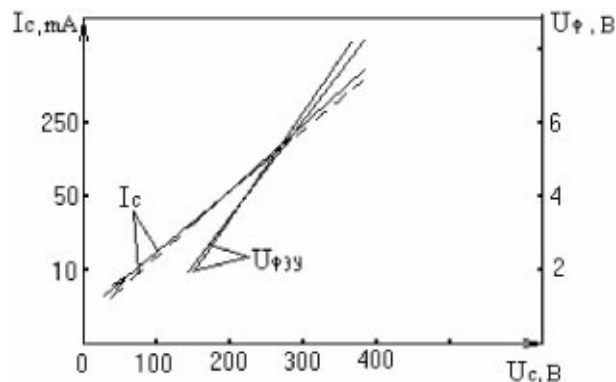


Рис.2. Зависимость сквозного тока ударносжатой МДМ-структуры от напряжения

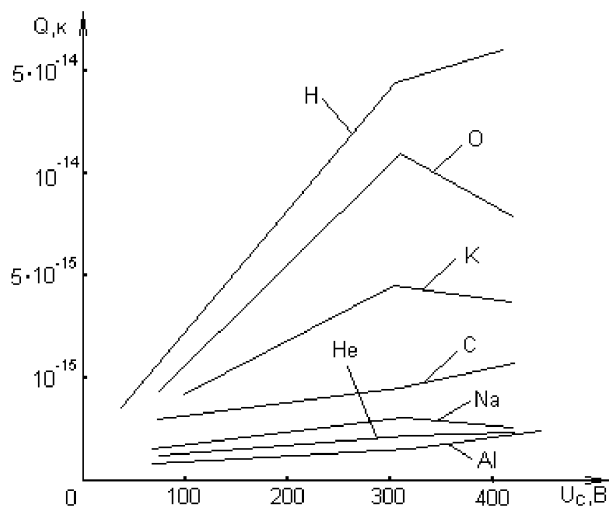


Рис.3. Зависимость зарядов элементов ударносжатого канала проводимости от напряжения на МДМ-структуре

дают достаточно высокой линейностью и повторяемостью. При напряжении более 400В происходит электрический пробой МДМ-структуры. При этом резко повышается (более чем на порядок) количество ионов, регистрируемых вторично-электронным умножителем (ВЭУ), и интенсивность света (вспышки). На рис.3 представлены зависимости зарядов различных элементов, присутствующих в проводящем канале МДМ-структуры, от напряжения на конденсаторе. Известно из экспериментов [2], что материал ударяющей частицы остается в кратере мишени (в рассматриваемом случае в канале проводимости МДМ-структуры) в диапазоне скоростей частиц 0,5...15 км·с⁻¹.

На рис.3 видно, что количество эмитируемых с нагретой поверхности ионов Н, О, К, С, Al, Na, He увеличивается с повышением напряжения. Также наблюдаются ионы алюминия, принадлежащие как частице, так и верхней обкладке МДМ-структуры (Al).

При соударении частицы хрома (Cr) с поверхностью МДМ-структуры с помощью масс-спектрометра 13 (рис.1) наблюдались ионы Cr и также ионы О, К, Na, Н, С.

Таким образом, путем выбора материалов диэлектрика, частицы и верхней обкладки структуры можно получать каналы проводимости с различными свойствами. Температура ударносжатого канала проводимости в режиме стационарного свечения зависит от геометрии и материалов частицы и МДМ-

структуры. Знание температуры ударножато-го канала проводимости позволяет понять некоторые его свойства.

При ударном воздействии частицы температура в зоне контакта нагревает верхнюю обкладку и диэлектрик конденсатора (МДМ-структуры). При этом увеличивается количество свободных носителей (электроны, ионы) в области ударножато-го канала проводимости диэлектрика, а приложенная энергия электрического поле к МДМ-структуре превращает кратковременный процесс взаимодействия в стационарный режим свечения, при котором в канале проводимости выделяется энергия порядка $10^{-2} \dots 0,5$ Вт, что является достаточным, учитывая низкую теплопроводность диэлектрика и малые геометрические размеры канала, для того, чтобы нагреть ударножаты-й участок диэлектрика до температур порядка $500 \dots 1000$ °С.

Для нахождения температуры ударножато-го канала проводимости рассмотрим случай стационарного теплообмена в МДМ-структуре, изображенной на рис.4. Она состоит из верхней алюминиевой обкладки 1, диэлектрика 2 (полиметилметакрилата), нижней медной обкладки 3, регистратора 4. При соударении частицы с обкладкой 1 образуется кратер, а в диэлектрике распространяется ударная волна, энергия которой совместно с энергией электрического поля, приложенно-го к конденсатору, переводит диэлектрик в полупроводящее состояние.

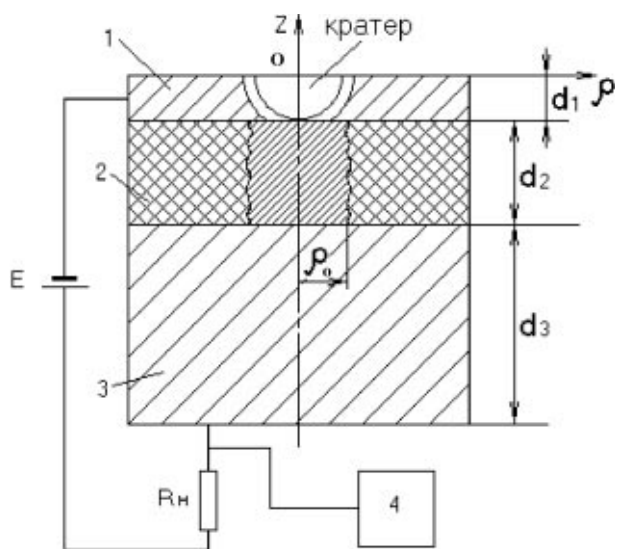


Рис. 4. Общий вид МДМ - структуры

Исследование стационарного теплообмена в ударножато-й МДМ-структуре, как и любой метод исследования теплофизических свойств различных классов материалов, основано на решении дифференциального уравнения теплопроводности при определенных начальных и граничных условиях. Так как исследуемый процесс является стационарным, то уравнение устанавливает связь между пространственными изменениями температуры T .

Уравнение теплопроводности запишем в виде:

$$\nabla^2 T = -\frac{\sigma(\vec{\rho}, t) E^2}{\lambda}, \quad (1)$$

где $\nabla^2 T$ - температурный поток, E - напряженность электрического поля, λ - коэффициент теплопроводности материала, $\sigma(\vec{\rho}, t)$ - проводимость материала:

$$\sigma(\rho, t) = \begin{cases} \sigma_0 e^{\frac{U}{kT}}, & \rho \leq \rho_0, \\ \sigma_0, & \rho > \rho_0, \end{cases} \quad (2)$$

где σ_0 - проводимость материала без внешнего воздействия, U - энергия активации (эВ), k - коэффициент Больцмана, ρ - координата (рис.4).

Краевые условия имеют вид:

$$\lambda \frac{dT}{dZ} \Big|_{Z=0} = \varepsilon \sigma_{CB} \left(T^4(z=0) - T_0^4 \right), \quad (3)$$

$$\lambda \frac{dT}{dZ} \Big|_{Z=d} = \alpha (T_{II} - T), \quad (4)$$

где ε - коэффициент черноты, σ_{CB} - постоянная Стефана-Больцмана, α - коэффициент теплоотдачи, T_{II} - температура подложки, T_0 - температура окружающей среды, d - толщина диэлектрика МДМ - структуры, Z - координата (рис.4).

Перейдем к другой системе координат

$$\bar{\xi} = \frac{\vec{\rho}}{d}, \quad \bar{\rho} = \bar{\xi} d. \quad (5)$$

Для определенности положим

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_0}, T = T_0(1 + \theta),$$

$$\alpha = -\arctg \frac{H}{\mu},$$

тогда

$$\lambda \frac{dT}{dz} \Big|_{z=0} = \varepsilon \sigma_{CB} (T(z) - T_0) (T(z \neq 0) + T_0) (T_0^2(z=0) + T_0^2), \quad (6)$$

$$\lambda \frac{T_0}{d} \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = \varepsilon \sigma_{CB} T_0 \theta (T_0(2 + \theta) T_0^2 ((1 + \theta)^2 + 1)). \quad (7)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = \theta H \Big|_{\xi=0},$$

где

$$H \Big|_{\xi=0} = \frac{\varepsilon \sigma_{CB} d T_0^3}{\lambda} ((2 + \theta) ((1 + \theta)^2 + 1)). \quad (8)$$

На подложке (3, рис.4)

$$\frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=1} = -\gamma \theta, \quad \text{где } \gamma = \frac{\alpha d}{\lambda}.$$

Окончательно уравнение теплопроводности запишем в виде:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d\theta}{d\rho} \right) + \frac{d\theta}{d\xi} = -\frac{\sigma(\rho, t) E^2 d^2}{\lambda T_0} \quad (9)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=0} &= H\theta, \\ \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=1} &= -\gamma\theta. \end{aligned} \quad (10)$$

После ряда преобразований получим выражение для температуры в виде:

$$\theta(\rho, z) = C_1^2 \cos(\mu_1 z + \alpha_1) \frac{E^2 d^2}{\lambda T_0} A \cdot B \cdot C. \quad (11)$$

Здесь $C \cos(\mu z + \alpha)$ - базисная функция,

где α - фаза базисной функции, μ - собственное значение базисной функции, C - нормировочный коэффициент.

$$A = \sin[(\mu_1 + \alpha_1) - \sin \alpha_1],$$

$$B = K_0 (\mu_1 \rho) \int_0^{\rho} d\rho' \rho' I_0(\mu_1 \rho') \sigma(\rho'), \quad (12)$$

$$C = I_0(\mu_1 \rho) \int_{\rho}^{\infty} d\rho' \rho' K_0(\mu_1 \rho') \sigma(\rho'),$$

где индекс "1" относится к первому члену ряда.

Выражение (11) использовалось для следующей модели МДМ-структуры: толщина верхней обкладки (алюминий) $d_1=1$ мкм, толщина диэлектрического слоя (полиметилметакрилат) $d_2=1$ мкм, толщина нижней обкладки (медь) в одном случае $d_3=50$ мкм, в другом - $d_3=2$ мкм. Моделирование на ЭВМ показало, что температура сужающегося канала сильно зависит от его размеров. Чем больше радиус светового пятна, тем ниже температура канала, причем внутри канала наблюдается резкое падение температуры в направлении к медной подложке (рис.5) в связи с хорошим отводом тепла. Если же толщину нижней обкладки уменьшить ($d_3=2$ мкм), то температура по вертикали будет в 2-3 раза выше, чем в первом случае ($d_3=50$ мкм). Установлено, что характер зависимости не изменяется от напряжения, а меняется только абсолютный уровень температуры. По горизонтальной оси температура в соответствии с расчетами находится в пределах 400...1500 °С в зависимости от приложенной энергии к МДМ-структуре от источника постоянного тока и сопротивления канала, обусловленного процессами диффузии атомов нагретой зоны, верхней обкладки и частицы в зону ударносжатого диэлектрика, а также процессом его деструкции.

Очевидно, что при таких температурах происходят химические изменения внутри диэлектрика с образованием высокотемпературного соединения. Известно [6], что диэлектрическая пленка полиметилметакрилата

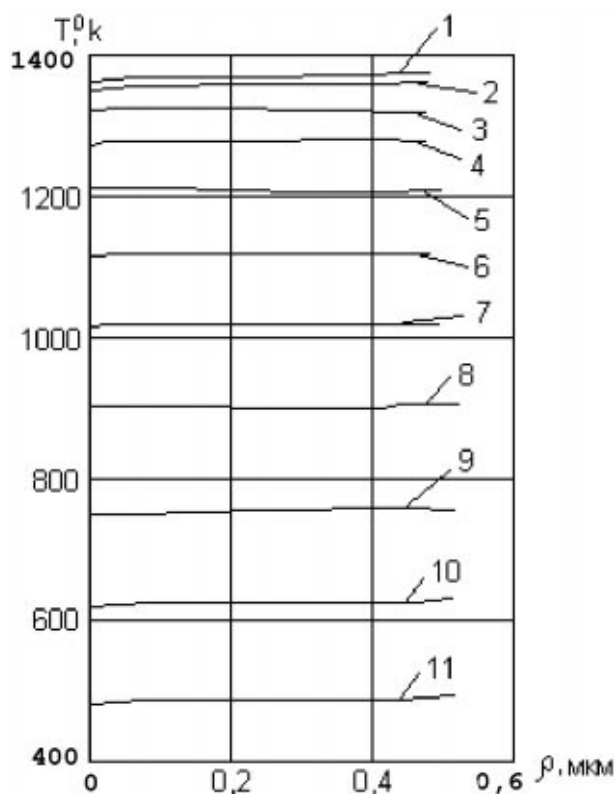


Рис. 5. Зависимость температуры светящего канала от радиуса и координаты Z при напряжении 100 В

та выдерживает температуры порядка 250...300 °С, а далее происходит разрушение полимерной структуры и начинают рваться связи О-О, С-С, С-Н, О-Н. Совместно с процессом диффузии атомов происходит образование нового металлоорганического соединения. При разрывах межатомных связей возможно образование новых химических соединений: Al_4C_3 , Al_2O_3 , $Al(OH)_3$. Молекулы H_2 , C_2 , O_2 могут испаряться с поверхности нагретого кратера. При взаимодействии частиц из других материалов могут образоваться другие соединения. Другими словами, при определенных условиях (материалы частицы и МДМ-структуры, напряжения на ней, скорость частицы) высокоскоростного взаимодействия частицы с МДМ-структурой может произойти синтез какого-либо химического соединения, причем его размеры составляют доли и единицы микрон. Из возможных вариантов соединений алюминия (с учетом полученных удельных сопротивлений канала проводимости) расчетные температуры может выдерживать соединение Al_4C_3 – карбид алюминия. На основании проведенных исследований в дальнейшем представляется

возможным получение металлоорганических соединений с заранее заданными свойствами на малых площадях (менее 1 мкм), что может, например, найти применение в микроэлектронике. Условия получения ударносжатого канала проводимости зависят от ряда факторов, основными из которых являются соотношение энергии частицы и электрического поля конденсатора, их геометрии. Результаты использованы при создании датчиков для регистрации и измерения физико-химических свойств мелкодисперсных частиц и микрометеороидов [8].

Полученные ударносжатые каналы проводимости могут использоваться как ячейки памяти, поскольку они в течение длительного времени не меняют свои свойства, а также как преобразователи "напряжение – свет" (рис.2). Дальнейшее продолжение исследований ударносжатых МДМ и МДП-структур (металл-диэлектрик-полупроводник) [7] предполагает более детальное изучение процессов химической кинетики в ударносжатых диэлектриках в момент их перехода в новое состояние. Для этого необходимо совместное решение уравнений гидродинамики, электродинамики и химической кинетики. Проводимые исследования ударносжатых структур имеют перспективы для различных областей науки и техники, например, при создании пленочных датчиков [8] и космического аппарата [9] для регистрации микрометеороидов и частиц космического мусора, получения металлоорганических полупроводниковых соединений с заданными свойствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Твердые тела под высоким давлением / Под ред. А.П. Виноградова. М.: Мир, 1966.
2. Rauser P. Microparticle detector based on the energy gap disappearance of semiconductors (Se, J, Te, Bi, Ge, Sm, Si, and In, Sb) at high pressure. J. Appl Phys. 1974. V.45. №11.
3. Апати И., Васюкова З.В., Кащеев Б.Л. "Интеркосмос-14" и сопутствующие наземные наблюдения метеоров // Космические исследования. 1981. Вып.5.
4. Семкин Н.Д. Исследование характеристик конденсаторного датчика для регистрации

- твёрдых частиц с помощью импульсного лазера // Известия вузов СССР. Приборостроение. 1986. № 8.
5. Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Кондратов В.Н. Исследование характеристик ионизационно-конденсаторного преобразователя пылевых частиц, полученных с помощью импульсного лазера. Препринт ТРИНИТИ 0040-А. ЦНИИАТОМИНФОРМ. 1998.
 6. Семкин Н.Д., Воронов К.Е. Проводимость ударносжатых МДМ-структур на основе полиметилметакрилата // ЖТФ. Т.68. 1998. № 8.
 7. Семкин Н.Д., Семенчук С.М., Юсупов Г.Я. Эффект стационарного свечения канала проводимости ударносжатого диэлектрика МДМ-структуры // Письма в ЖТФ. Т.14. 1988. Вып.6.
 8. Semkin N.D., Novikov J.S., Voronov K.E. Enather. Measurement of Solid Micro-Particle Fluxes in Geosynchronous Orbit. Proceedings of symp. on Environment Modelling for Space-based Application. ESTEC Nordwik. 18-20. Nov. 1996. ESA. SP-392. 1996.
 9. Balakin V.L., Shakhmistrov V.M., Semkin N.D., Chochua G.G., Voronov K.E.. Prospects of study of pollution of terrestrial space by natural and artificial particles. Proceeding of the Second European conference on Space Debris. ESOC. Darmstadt. Germany. 17-19 March, 1997 (ESA SP-393, May, 1997).

WAYS OF STUDYING SHOCK - COMPRESSED FILM MDM - FRAMES IN THE STATIONARY GLOW CONDITION OF THE CONDUCTING CHANNEL

© 2001 V.L. Balakin, I.V. Belokonov, N.D. Semkin

Samara State Aerospace University

Experiment results are given describing the influence of particles on film MDM (metal-dielectric-metal)-frames by means of electrostatic accelerator. The stationary glow effect of the shock-compressed conducting channel is investigated. The temperature of shock-compressed channel is calculated, ion spectres of material masses and through conduction of MDM-frames are obtained. Possibilities of profiting by the results for different fields of technology are described.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ СДВИГОВОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ДВИЖЕНИЕМ УДЕРЖИВАЮЩЕЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

© 2001 Е.А. Вилков¹, В.Г. Шавров², Н.С. Шевяхов¹

¹ Ульяновское отделение Института радиотехники и электроники РАН

² Институт радиотехники и электроники РАН, г. Москва

Рассмотрено параметрическое преобразование в кубическом ферромагнетике сдвиговой поверхностной волны равномерным движением 180-градусной доменной границы.

Доменные границы (ДГ) сегнетоэлектриков и ферромагнетиков способны, как известно [1,2], удерживать соответственно электростатические и магнитоупругие сдвиговые поверхностные волны (СПВ). Параметрическое преобразование в сегнетоэлектрике электростатических СПВ движением ДГ обсуждалось недавно в работах [3 – 5]. В настоящей работе предпринимается аналогичная попытка в отношении магнитоупругих СПВ в ферромагнетике.

Обобщение результатов работы [2] на случай равномерного движения 180-градусной ДГ типа блоховской стенки основано ниже на использовании простейшей модели геометрической ДГ. Уточним ограничения, вносимые ею в связи с действием дополнительного фактора – движения ДГ.

Принято считать, что инициированное внешним управляющим воздействием движение ДГ не сопровождается структурными изменениями последней, если скорость ДГ $V_D < v_w$, где v_w – предельная Уокеровская скорость [6]. Следует, однако, заметить, что структурная устойчивость ДГ при стационарных режимах движения определяется, во-первых, равновесными термодинамическими условиями, в которых находится кристалл, а во-вторых, – его технологическими качествами (наличие дефектов, примесей и пр.). Поэтому она по-разному проявляет себя в массивных и пленочных образцах.

Вышеуказанное ограничение на скорость ДГ характерно, как раз, для массивных образцов вдали от фазового перехода. Учитывая обычное для кубических ферромагнетиков

неравенство $v_w > c_t$, где c_t – скорость сдвиговых волн без учета магнитострикции, дополнительное к требованию геометричности ДГ в масштабе длин волн $k\Delta \ll 1$ ограничение на ее скорость примем в виде $V_D < c_t$. Кроме этого, подразумевая использование безобменного магнитостатического приближения, условимся, что $k < k_{\max}$, $k_{\max}^2 D \ll H_a$, где D – обменная константа ферромагнетика, H_a – поле анизотропии, k – волновое число СПВ, не превосходящее порогового значения k_{\max} , Δ – фактическая толщина ДГ.

Положим, что (010)-ориентированная 180-градусная ДГ движется вдоль оси y лабораторной системы отсчета $xOyz$ и имеет текущую координату $y_D = V_D t$, t – время. Распространение сдвиговых волн в плоскости xOy со смещениями \vec{u}_j в доменах ($j = 1$ при $y > y_D$, $j = 2$ при $y < y_D$) подчиним условиям:

$$\vec{u}_j \parallel z \parallel \vec{M}_s^{(j)}, \vec{M}_s^{(1)} \uparrow \downarrow \vec{M}_s^{(2)}.$$

Замечая, что внутренние магнитные поля доменов $\vec{H}_i^{(j)} \parallel z$ – есть поля анизотропии, напомним

$$M_s^{(j)} = (-1)^{j+1} M_s, \quad H_i^{(j)} = (-1)^{j+1} H_a, \quad (1)$$

где M_s – спонтанная намагниченность. С учетом (1) и оговоренных условий распространения из уравнений Максвелла, линейри-

зованного уравнения движения магнитного момента и уравнения движения теории упругости получим в безобменном магнитостатическом приближении следующие уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} &= c_t^2 \nabla^2 u_j + \frac{(-1)^{j+1} \beta}{4\pi M_s \rho} \nabla^2 \varphi_j, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_k^2 \right) \nabla^2 \varphi_j &= -4\pi\gamma\beta\omega_0 (-1)^{j+1} \nabla^2 u_j. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ∇ - оператор Гамильтона в плоскости xOy , φ_j - магнитостатический потенциал, $\omega_0 = \gamma H_a$ - частота однородной прецессии, $\omega_k = [\omega_0(\omega_0 + \omega_M)]^{1/2}$ - частота магнитоакустического резонанса, $\omega_M = 4\pi\gamma M_s$ - частота намагничения, γ - гиромагнитное отношение, β - магнитоупругий коэффициент, ρ - плотность.

Для построения решения уравнений (2), описывающего СПВ на движущейся ДГ, воспользуемся аналогично [3 – 5] приемом перехода в сопутствующую ДГ систему отсчета с применением преобразования Галилея. Поскольку в безобменном магнитостатическом приближении имеет смысл рассматривать только низкочастотную ветвь спектра магнитоупругих сдвиговых волн при

$$\omega > \omega_L, \quad \omega_L = (\omega_k^2 - \chi\omega_0^2)^{1/2},$$

$\chi = \gamma\beta^2 / \lambda M_s \omega_0$ - безразмерная константа магнитоупругой связи, λ - модуль сдвига, то ввиду требования ограниченности решения уравнений (2) приходим к единственной возможности представления СПВ на движущейся ДГ:

$$\begin{aligned} \varphi_j &= \Phi_j - \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0 (-1)^{j+1}}{\bar{\omega}^2 + i2\omega s V_D (-1)^j} u_j, \\ u_j &= U_j e^{i(kx + py - \omega t)} e^{(-1)^j s (y - y_D)}, \quad (3) \\ \Phi_j &= F_j e^{i(kx - \Omega t)} e^{(-1)^j |k| (y - y_D)}. \end{aligned}$$

В выражениях (3) Φ_j - потенциалы полей рассеяния магнитных полюсов, инду-

цируемых на ДГ распространяющейся СПВ, $\bar{\omega}^2 = \omega_k^2 - \omega^2 + s^2 V_D^2$, k и p имеют смысл продольной и поперечной ДГ компонент полного волнового вектора СПВ $\vec{K} = \vec{k} + \vec{p}$, s - коэффициент амплитудного спадания, Ω и ω - частоты колебаний СПВ в сопутствующей ДГ и лабораторной системах отсчета, связанные соотношением

$$\omega = \Omega + \vec{K} \vec{V}_D = \Omega + p V_D. \quad (4)$$

Вытекающие из (2), (3) связи величин K , p , s между собой выглядят следующим образом

$$p = \frac{V_D}{c_t} \frac{\omega}{c_t} \frac{2\bar{\omega}^2 - \omega_k^2 + c_t^2 (K^2 - s^2)}{\bar{\omega}^2 - \chi\omega_0^2}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} K^2 &= \bar{\omega}^2 \frac{\bar{\omega}^2 (\bar{s}^2 + \omega^2 / c_t^2) - \chi\omega_0^2 s^2}{\bar{\omega}^4 + 4s^2 \omega^2 V_D^2} + \\ &+ 4s^2 \omega^2 \frac{V_D^2}{c_t^2} \frac{\omega^2 - \chi\omega_0^2 + \bar{s}^2 c_t^2}{\bar{\omega}^4 + 4s^2 \omega^2 V_D^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

В формулах (5), (6) обозначено:

$$\bar{\omega}^2 = \omega_k^2 - \omega^2 + s^2 V_D^2,$$

$$\bar{s}^2 = s^2 (1 - V_D^2 / c_t^2),$$

$$\bar{\omega}^2 = \bar{\omega}^2 - \chi\omega_0^2.$$

Полное спектральное представление СПВ завершает дисперсионное соотношение

$$s + \chi\omega_0 \sigma \frac{G(\omega, V_D)}{1 + \chi\omega_0^2 F(\omega, V_D)} |k| = 0. \quad (7)$$

Оно следует из равенства нулю детерминанта системы однородных алгебраических уравнений, образующихся при подстановке выражений (3) в стандартные граничные условия непрерывности на ДГ сдвиговых смещений, напряжений, потенциалов и нормальных компонент магнитной индукции. В уравнении (7) $\sigma = k / |k|$ - знаковая константа, вводимая с целью явного описания невзаимных эффектов при распространении СПВ, а функция $F(\omega, V_D)$ задается равенством

$$F(\omega, V_D) = -\frac{\bar{\omega}^2 + 2pV_D\omega}{\bar{\omega}^4 + 4s^2V_D^2\omega^2} \quad (8)$$

Что касается функции $G(\omega, V_D)$, описывающей реакцию магнитной подсистемы посредством полей рассеяния, то она имеет громоздкий вид и поэтому в явном виде не приводится. Достаточно заметить, что ее полюса определяют частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) на полях рассеяния

$$\omega = \sigma\omega_0 + \frac{\sigma\omega_M \pm \sqrt{\omega_M^2 - 4s^2V_D^2}}{2}, \quad (9)$$

а нули указывают на наличие антирезонансного отклика магнитной подсистемы.

В частном случае статичной ДГ $V_D = 0$ имеем согласно (8) $F(\omega, 0) = -1/\bar{\omega}^2$, где $\bar{\omega}^2 = \omega_k^2 - \omega^2$. Функция $G(\omega, V_D)$ при этом существенно упрощается и принимает вид

$$G(\omega, 0) = -\left(\omega - \frac{\omega_0\omega_M}{\omega - \sigma\omega_0}\right) \frac{1}{\bar{\omega}^2}.$$

Как следовало ожидать, дисперсионное уравнение (7) переходит в итоге в дисперсионное соотношение работы [2]

$$s + |k| \frac{\sigma\chi\omega_0}{\omega^2 - \omega_L^2} \left(\omega - \frac{\omega_0\omega_M}{\omega - \sigma\omega_0}\right) = 0. \quad (10)$$

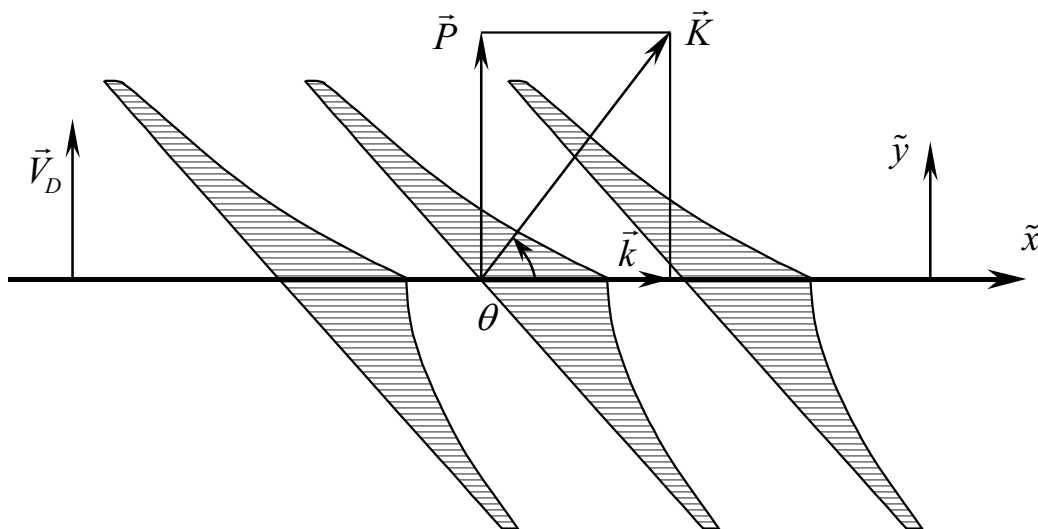


Рис. 1. Схематическая картина распределения сдвиговых смещений в неколлинеарной ($0 < \theta < \pi / 2$) СПВ на движущейся блоховской стенке. Угол θ между волновым вектором K СПВ и его проекцией k на ДГ характеризует поворот волновой нормали под влиянием движения ДГ - "флюгерный" эффект

Характерной особенностью СПВ при $V_D = 0$ является наличие верхней точки обреза спектра обратных ($k < 0$) волн в условиях антирезонансного отклика магнитной подсистемы на частоте

$$\omega^* = \omega_0 (\sqrt{1 + 4\omega_M / \omega_0} - 1) / 2. \quad (11)$$

Ветвь прямых ($k > 0$) СПВ также ограничена сверху. Однако это ограничение носит асимптотический (в коротковолновом пределе $k \rightarrow \infty$) характер и, ввиду близости ограничительной частоты спектра $\omega_0(1 - \chi)$ низкочастотной линии спектрального дуплета (9), имеет явно резонансную природу. Благодаря тому, что ω_L заметно превышает ω^* из (11), спектр обратных СПВ не выходит за пределы линейного (квазиакустического) участка. Отсюда вытекает, что возможные преобразования обратных волн движением ДГ будут заведомо слабыми (нерезонансными). В дальнейшем, поэтому, ограничимся рассмотрением только прямых волн.

Выражения (3) – (6) показывают, что аналогично электрорезонансным волнам [3 – 5] волновая нормаль магнитоупругой СПВ подвержена ориентирующему действию со стороны движущейся ДГ. Типичная картина волновых фронтов и распределения вдоль них сдвиговых смещений (3) СПВ на движущей-

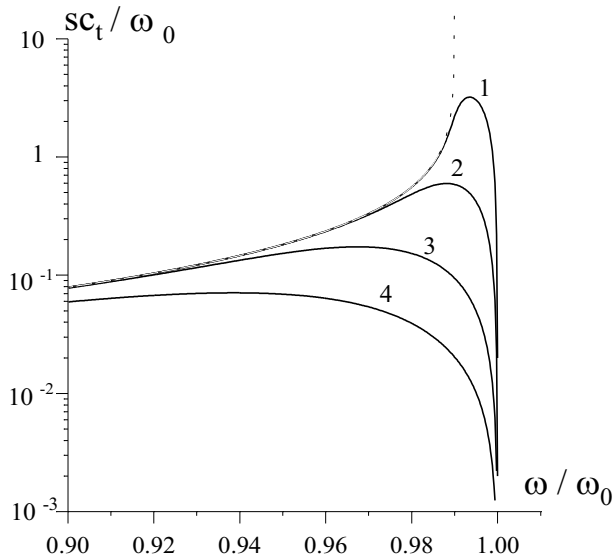


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента локализации СПВ для случая $\chi=0,01$ и $\omega_m/\omega_0=0,5$: 1 - $V_D/c_t=0,001$; 2 - $V_D/c_t=0,01$; 3 - $V_D/c_t=0,1$; 4 - $V_D/c_t=0,5$

ся ДГ представлена на рис.1. Угловое отклонение волновой нормали при такого рода "флюгерном эффекте" составляет величину $\theta = \arctan(p/k)$. Неколлинеарность полного волнового вектора \vec{K} направлению вдоль границы в сочетании с сохранением граничной локализации и стационарности распространения ($\text{Im}(k)=0, \omega > 0$) позволяет классифицировать СПВ как специфическую разновидность граничных волн – неколлинеарную граничную волну.

Прямым следствием неколлинеарности СПВ является вытекающее из (4) неравенство частот колебаний сдвиговых смещений и потенциалов полей рассеяния: $\omega > \Omega, pV_D > 0$. Существует, поэтому, принципиальная возможность регистрации неколлинеарной СПВ по биению результирующих магнитостатических колебаний (описываются потенциалом Φ_j) в момент пересечения приемником линии движущейся ДГ.

Спектральные характеристики СПВ получаются численным решением уравнений (5) – (7). При выборе ω в качестве независимой переменной и учете в (7) представления $|k|$ формулой $|k|=(K^2 - p^2)^{1/2}$, в результате последовательного исключения p и K^2

согласно (5), (6) приходим к одномерному нелинейному уравнению для определения s . Последующей подстановкой ω и s в (5), (6) можно легко найти все остальные параметры СПВ.

Расчеты показывают, что основные изменения спектра СПВ под влиянием движения ДГ происходят в полосе частот $\omega_0(1-\chi) \leq \omega \leq \omega_0$ с относительной шириной, равной χ . Как видно из рис. 2, 3, здесь СПВ имеет тем большую степень граничной локализации и тем более глубокий минимум частотной зависимости фазовой скорости продольного распространения $v = \omega/k$, чем меньше V_D/c_t . Вследствие неограниченности возрастания s при $V_D/c_t \rightarrow 0$ (см. штриховую кривую на рис. 2) СПВ прямого распространения не существует на статичной ДГ при частотах $\omega > \omega_0(1-\chi)$. Пороговое значение частоты $\omega = \omega_0(1-\chi)$ выступает при этом коротковолновой ($k \rightarrow \infty, v \rightarrow 0$, см. штриховую кривую рис.3) асимптотической границей спектра СПВ [2].

Движение ДГ снимает данное ограничение на спектр СПВ и ввиду существенного (при $V_D/c_t \leq 10^{-3}$, см. кривую 1 рис.3) за-

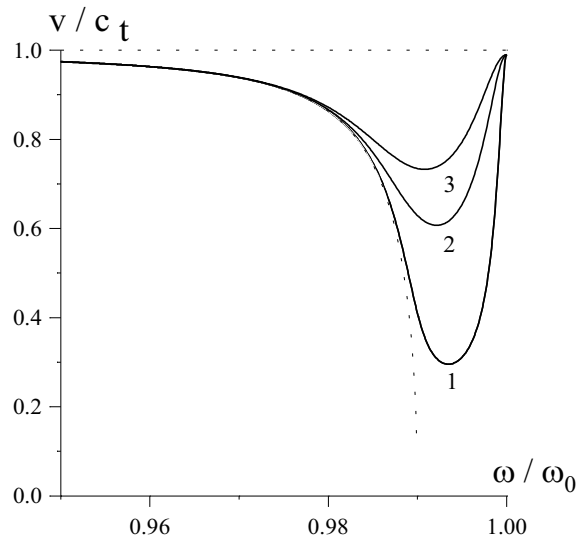


Рис. 3. Частотные зависимости углового фазовой скорости СПВ при $\chi=0,01$ и $\omega_m/\omega_0=0,5$: 1 - $V_D/c_t=0,001$; 2 - $V_D/c_t=0,003$; 3 - $V_D/c_t=0,005$

медления продольного распространения СПВ вынуждает здесь считаться с возможностью нарушения условия геометричности ДГ из-за роста $|k|$. Впрочем незначительное увеличение скорости ДГ (кривые 2, 3 рис.3) позволяет легко избежать указанной неадекватности модели.

Кривые 1 – 3 рис.3 лежат выше штриховой кривой, что свидетельствует об увеличении фазовой скорости СПВ в результате движения ДГ. Аналогичным образом из рис.2 заключаем о делокализации колебаний СПВ под влиянием движения ДГ. Установленные закономерности преобразования спектра СПВ объясняются увеличением ее средней энергии в результате работы, совершаемой внешним источником над системой "волна – граница" в процессе вынужденного перемещения ДГ. Образование минимума частотной зависимости фазовой скорости СПВ в интервале $[\omega_0(1-\chi), \omega_0]$ можно при этом рассматривать как следствие типичного вырождения выходящей на асимптотический предел своего спектра ветви СПВ для статичной ДГ с линией ФМР полей рассеяния. Заметим, что аналогичное вырождение линий ФМР полей рассеяния (соответствуют частотам (9) при $V_D = 0$) под влиянием движения ДГ отмечалось для магнитоэластических поверхностных волн [7]. Формула (9) описывает указанный вырожденный спектр магнитоэластических поверхностных волн на движущейся ДГ при отсутствии магнитной диссипации.

Угловые отклонения волновой нормали СПВ, вызванные движением ДГ, обычно невелики. Например, для точек минимума фазовой скорости на рис.3 они не превышают нескольких градусов. Однако в режиме околосвуковых движений ДГ угловое отклонение волновой нормали СПВ может оказаться значительным. Иллюстрацией сказанному служит рис.4, где показаны частотные зависимости угла θ для скоростей ДГ несколько меньших c_t . Для принятых скоростей ДГ величина θ даже вдали от линии ФМР полей рассеяния превосходит 60° . С ростом частоты она дос-

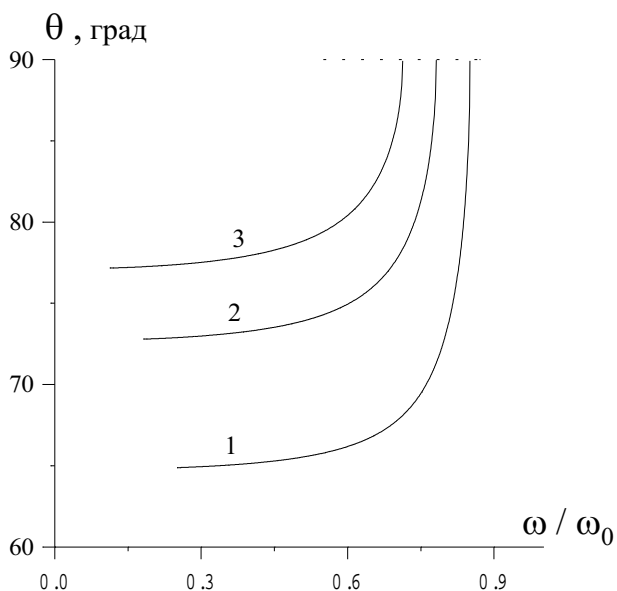


Рис. 4. Частотные зависимости углового отклонения волновой нормали СПВ при $\chi = 0,01$ и $\omega_m / \omega_0 = 0,01$: 1 - $V_D / c_t = 0,9$; 2 - $V_D / c_t = 0,95$; 3 - $V_D / c_t = 0,97$

тигает предельного уровня $\theta = \pi / 2$ (штриховая горизонтальная линия) при ω , которым соответствуют значения $s = 0$, $k = 0$. Последнее указывает на полную делокализацию колебаний СПВ в условиях распространения ортогонально ДГ, когда из-за компланарности волнового фронта магнитные полюса не возникают и происходит расщепление волны с удерживающей границей. Подобный же случай расщепления электрозвуковой поверхностной волны с движущейся ДГ в сегнетоэлектрике отмечался в работе [4].

Работа выполнена по проекту А 0066 ФЦП "Интеграция".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maerfeld C., Tournois P. Pure shear elastic surface wave guided by the interface of two semi-infinite media // Appl. Phys. Lett. 1971. №14.
2. Peuzin J.C. Magnetoelastic domain wall wave in a ferromagnet // Sol. St. Communs. 1974. №7.
3. Шевяхов Н.С. Об электрозвуковой волне на движущейся доменной границе // Акустический журнал. 1999. №4.

4. Гуляев Ю.В., Ельмешкин О.Ю., Шевяхов Н.С. Электрозвуковые поверхностные волны на движущихся границах // Радиотехника и электроника. 2000. №3.
- Вып.9.
5. Ельмешкин О.Ю., Шевяхов Н.С. О трансляционном переносе электрозвуковых волн в сегнетоэлектрике движущимся полюсовым доменом // Письма в ЖТФ. 2000.
6. Филиппов Б.Н., Танкеев А.П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987.
7. Вилков Е.А. Магнитостатические поверхностные волны на движущейся доменной границе феррогранатового кристалла // Письма в ЖТФ. 2000.

THE PARAMETRIC TRANSFORMATION OF SHEAR SURFACE WAVE BY THE MOTION OF SUPPORTING DOMAIN BOUNDARY IN A FERROMAGNET

© 2001 E.A. Vilkov¹, V.G. Shavrov², N.S. Shevyakhov¹

¹Ul'yanovsk Branch of Institute Radio Engineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences

²Institute Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow

The parametric transformation of shear surface wave by the uniform motion of 180-degree domain boundary in a cubic ferromagnet is considered. It is shown that domain boundary motion produces the directive action on the wave normal of shear surface wave and appreciably changes its spectrum near the frequency of field scattering ferromagnetic resonance.

УДК: 621.375.132.9

ДВУПОЛЯРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛИ ТОКА© 2001 Л.И. Волгин¹, А.И. Зарукин²¹ Ульяновский государственный технический университет² Ульяновское отделение института радиотехники и электроники РАН

В статье рассматривается схемотехника с анализом достижимых параметров усилителей токовых сигналов, что в ряде случаев позволяет повысить точность, помехоустойчивость и расширить частотный диапазон радиоэлектронной аппаратуры в интегральном исполнении. Проведен обзор схемотехники повторителей тока на операционных усилителях, однополярных повторителей тока, УТ типа "токовых зеркал", выполненных на операционных усилителях. Рассмотрены схемотехнические решения усилителей тока со стабилизацией заданного тока на входе выходного каскада повторителя тока и усилители тока произвольной полярности построенных на основе двух "токовых зеркал" обеспечивающих усиление двуполярных токов без плавающих источников питания.

Усилители напряжения находят широкое применение в радиоэлектронной аппаратуре, информационно-измерительной технике и подробно рассмотрены в литературе [1,2].

В настоящей статье рассматриваются усилители токовых сигналов (УТ), что в ряде случаев позволяет повысить точность, помехоустойчивость, расширить частотный диапазон и повысить быстродействие радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) в интегральном исполнении.

Основными характеристиками УТ являются: входной $Z_{вх}$ и выходной $Z_{вых}$ импедансы (полные сопротивления); коэффициент усиления УТ, коэффициент передачи УТ $S=S_i$; стабильность коэффициента усиления (передачи) S , которая характеризуется относительным отклонением $\gamma=(S/S_0)-1$ текущего значения S от номинального (нормированного) значения S_0 ; динамический диапазон входных (выходных) сигналов, в пределах которого функция преобразования является линейной; частотный диапазон, в пределах которого частотная характеристика $S(f)$ не превышает заданной частотной погрешности. Для идеальных усилителей и повторителей тока $Z_{вх} = 0, Z_{вых} = \infty$.

Совершенствование УТ идет в направлении уменьшения его входного $Z_{вх}$, увеличения выходного $Z_{вых}$ сопротивлений и уменьшения погрешности $\gamma = S/S_0 - 1$, обусловленной откликом его коэффициента

усиления от требуемого значения в заданном диапазоне частот. Здесь рассматриваются УТ с нормированным коэффициентом усиления. По характеру амплитудной характеристики УТ подразделяются на двуполярные УТ и однополярные УТ. В свою очередь однополярные УТ (ОУТ) и однополярные повторители тока (ОПТ) подразделяются на УТ (ПТ) входного тока положительной полярности и УТ (ПТ) тока отрицательной полярности [3].

Необходимо отметить, что усилители тока отечественной промышленностью не выпускаются в качестве микросхем общего применения.

Одним из путей построения усилителей тока является использование УТ, построенных на операционных усилителях (ОУ).

Для дальнейшего рассмотрения проведем обзор элементной базы, используемой для построения повторителей тока на ОУ. Включение ОУ, работающего в качестве повторителя тока, приведено на рис.1. Здесь и далее по тексту i -вход, a_i - вход цепи обратной связи ПТ, o -выход, m -общая точка ПТ.

При указанном на рис.1а включении коэффициент передачи по току, входное и выходное сопротивление ПТ определяется соответственно выражениями:

$$S = \frac{I}{I + \frac{r + Z_H}{(1 + K)R}}; \quad \delta \approx -\frac{r + Z_H}{(1 + K)R}$$

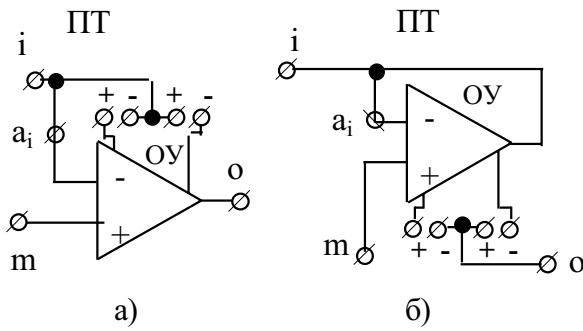


Рис. 1. Включение ОУ, работающего в качестве повторителя тока

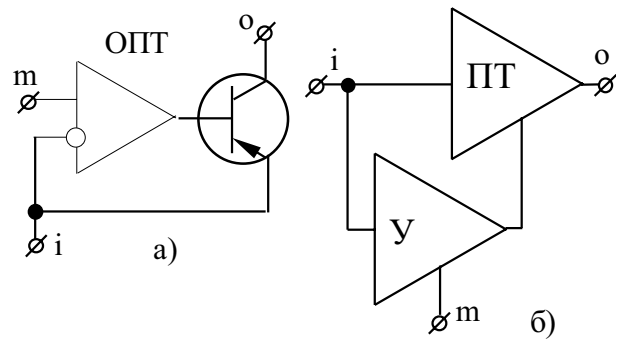


Рис. 2. ОПТ с применением ОУ

$$Z_{\text{вх}} = \frac{r + Z_{\text{н}}}{1 + K + \frac{r + Z_{\text{н}}}{R}};$$

$$Z_{\text{вых}} = (Z_i \parallel R) \left(1 + K + \frac{r}{Z_i \parallel R} \right).$$

Здесь K - коэффициент усиления ОУ, R и r - его входное и выходное сопротивления, $Z_{\text{н}}$ - сопротивление нагрузки, а Z_i - внутреннее сопротивление источника входного сигнала, символом конкатенации "||" обозначено параллельное соединение сопротивлений. При $K \rightarrow \infty$ параметры $S \rightarrow 1$, $\delta \rightarrow 0$, $Z_{\text{вх}} \rightarrow 0$, $Z_{\text{вых}} \rightarrow \infty$. Практически предельное значение коэффициента усиления $K < K_{\text{max}}$ ограничено условием устойчивости замкнутой системы. Поэтому всегда $S < 1$, т.е. рассмотренные схемы относятся к классу ПТ асимптотического типа.

Схема ПТ рис.1б получена путем элементарного [4] топологического преобразования ПТ схемы по рис.1а.

Недостатком данных ПТ является наличие "плавающего" источника питания не соединенного с общей точкой. В настоящее время данная проблема существенно упростилась в связи с серийно выпускаемыми источниками питания с гальванической развязкой между входом и их выходом.

Рассмотрим схемотехнику однополярных ПТ [5, 6]. Они не требуют наличия гальванически изолированного от общей точки источника питания, но работоспособны только с током одной полярности (втекающим на вход ПТ или вытекающим из входа). Простейшими однополярными ПТ являются биполярные и полевые транзисторы, включенные по

схеме с общей базой.

Более сложными являются ОПТ [5,7] по рис.2 с применением ОУ. Данные ОПТ имеют более высокие параметры по сравнению с ОПТ на транзисторах:

- существенно меньшее входное сопротивление, что связано с наличием петли ООС через ОУ;
- меньшее напряжение смещения;
- меньший входной ток общей точки, определяемый входным током операционного усилителя. Однако данные ОПТ являются менее широкополосными.

Другим элементом, используемым в схемотехнике УТ являются усилители тока типа "токовое зеркало".

На рис.3а [8,9] приведен вариант УТ предназначенного для использования в интегральных схемах. В связи с тем, что напряжение между базами и эмиттерами практически одинаково, то коэффициент усиления по току определяется отношением площадей их эмиттерных переходов $I_2/I_1 = S_2/S_1$. Приведенное выражение справедливо при диапазоне изменения тока на шесть порядков и в широком диапазоне температур (обычно от 60 до 130С) [8].

На рис.3б приведен вариант УТ с заданием коэффициента усиления по току с помощью включения резисторов в эмиттерные цепи. Если падение напряжения на резисторе R_1 больше напряжения между базой и эмиттером транзистора V_1 , то коэффициент усиления данного УТ по выходу o_1 определяется отношением сопротивлений резисторов $S = R_2/R_1$ с ошибкой меньше 10% в диапазоне изменения тока составляющего два порядка [8]. При этом возможно обеспечить уси-

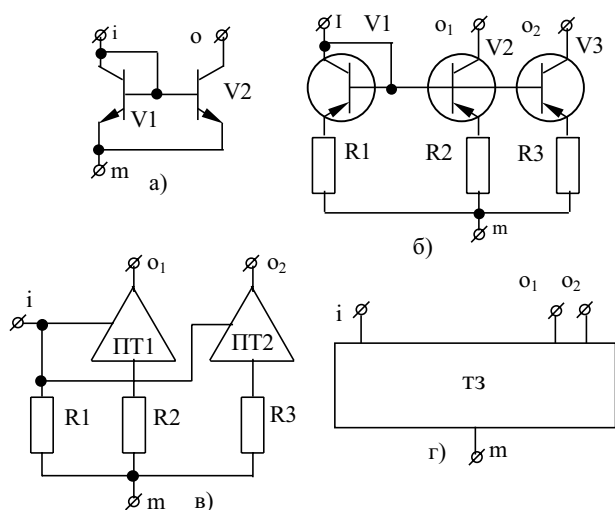


Рис. 3. Вариант УТ предназначенного для использования в интегральных схемах

ление токов по нескольким выходам (рис.3б).

Падение напряжения от входного тока i на сопротивлении резистора R_1 (рис.3в.) преобразуется в ток с помощью ПТ (ОПТ) и второго прецизионного резистора R_2 . Для дальнейшего изложения будем использовать обозначение токового зеркала приведенное на рис.3г.

Дальнейшим развитием схемотехники усилителей тока типа токовых зеркал являются усилители тока с стабилизацией заданного тока на входе выходного каскада повторителя тока.

На рис.4а приведен инвертирующий УТ. Падение напряжения от входного тока i на сопротивлении резистора R_1 преобразуется в ток с помощью ПТ (ОПТ) и второго прецизионного резистора R_2 . Коэффициент передачи УТ при достаточно большом усилении ОУ $S = -(1 + R_1/R_2)$. Выходное сопротивление УТ определяется выходным сопротивлением ПТ (ОПТ). К недостаткам следует отнести наличие "плавающего" источника питания (при использовании ПТ или усиление тока одной полярности при применении ОПТ).

При использовании на выходе УТ рис.4а ПТ [10] приходим к схеме УТ рис.4б.

Реализовать УТ с коэффициентом усиления $S = -R_1/R_2$ возможно в схеме рис.4в. при использовании ПТ (ОПТ) с малым напряжением смещения. В данном случае резистор R_1 подключен к выходу ОУ, напряже-

ние на выходе которого с точностью до напряжения смещения определяет напряжение на резисторе R_2 . При необходимости высокого коэффициента усиления УТ и при использовании ПТ (ОПТ) с большим напряжением смещения рекомендуется использовать УТ рис.4г. Здесь роль сопротивления в цепи ООС между выходом повторителя напряжения (ПН) и инвертирующим входом ОУ выполняет эквивалентное сопротивление (резисторы R_1, R_3, R_4), на которое через ПН подается напряжение с резистора R_2 .

Эквивалентное сопротивление цепи обратной связи определяется выражением: $R_э \cong R_1 R_3 / R_4$ [7]. При этом коэффициент усиления УТ определяется выражением: $S \cong -R_1 \cdot R_3 / R_2 \cdot R_4$. Достоинством использования эквивалентного сопротивления в цепи ООС ОУ является существенно меньшее влияние паразитной емкости резистора R_1 , что обусловлено существенно меньшим его номинальным значением по сравнению с эквивалентным сопротивлением.

Реализовать двуполярные УТ без "плавающих" источников питания возможно при использовании усилителей тока произвольной полярности построенных на основе двух "токовых зеркал" с различной полярностью входного тока.

УТ данного класса основаны на том, что при подаче равных разнополярных входных токов на входы двух ОТЗ с различной полярностью входных токов и соединении их выходов получаем на выходе ОТЗ равные токи. При этом суммарный ток нагрузки, подключенной к выходам ОТЗ, равен нулю. При из-

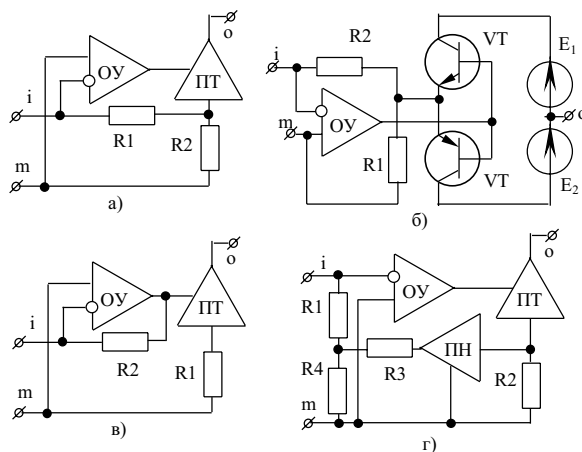


Рис. 4. Инвертирующие УТ

менении одного из входных токов ОТЗ, изменяется его выходной ток и на выходе появится разностный ток равный току нагрузки. Использование входного ОУ позволяет обеспечить низкое входное сопротивление.

Существует два варианта построения данных устройств. В первом варианте (рис.5, б) независимо от наличия входного тока УТ имеется входной ток ОТЗ, в ряде случаев нерегулируемый, который и определяет ток покоя его выходных каскадов. Во втором варианте (рис.7, 8) возможна раздельная регулировка тока покоя и тока сигнала, но в данных вариантах погрешность коэффициента усиления определяется, в основном, погрешностью коэффициентов усиления соответствующих токовых зеркал примененных в УТ.

В УТ рис.5а, при отсутствии входного тока УТ, входной ток ОТЗ определяется цепочкой резисторов NR1, NR2. При этом напряжение на делителе R1, R2 определяет входной потенциал УТ, а напряжение в точке с равно выходному напряжению в точке b, так как $R1/R2 = NR1/NR2$.

Считаем входные сопротивления ОТЗ близкими к нулю. При подаче входного тока изменяется напряжение на выходе ОУ, а следовательно и входные токи ОТЗ определяемые резисторами NR1 и NR2, а на выходе УТ появляется разностный выходной ток. Частично данное решение приведено в [11], в котором рассмотрены управляемые источники тока.

Более совершенным решением является

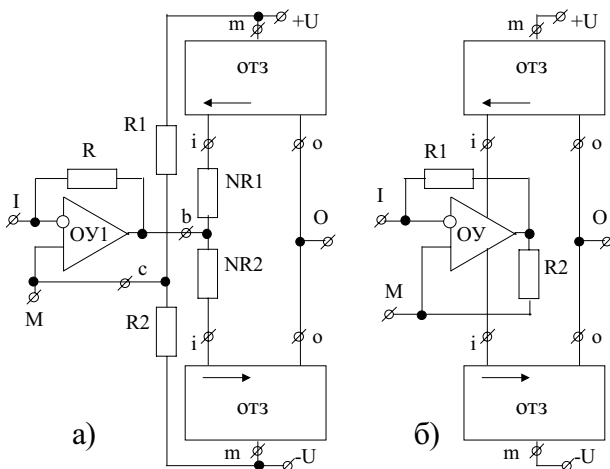


Рис. 5. Варианты устройств, использующие входное ОУ для обеспечения низкого входного сопротивления

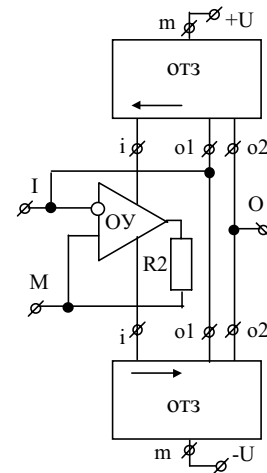


Рис. 6. Двуполярный УТ с ОТЗ на выходе, охваченный общей петлей отрицательной обратной связи

управление током потребляемым ОУ (рис.5б) [12-15]. При этом возможен выбор произвольного напряжения на средней точке М УТ. Здесь при отсутствии входного тока через входы ТЗ протекает ток питания ОУ. Через выходы ТЗ будет протекать ток пропорциональный данному току питания ОУ. Выходной ток УТ будет равен нулю, так как входные токи ТЗ равны (аддитивная составляющая тока УТ определяется погрешностью коэффициентов передачи ОТЗ). При наличии входного тока на выходе УТ появляется напряжение пропорциональное входному току. Ток, обусловленный выходным напряжением ОУ, протекает через резистор R2, суммируется с одним из токов по цепи питания ОУ и является разностным током по входам ТЗ.

Недостатком такого УТ является неконтролируемый ток покоя через транзисторы ТЗ и определяемый параметрами ОУ. При этом выходные транзисторы ТЗ работают в режиме А или АВ в зависимости от значения входного тока.

В данных усилителях тока ОТЗ не охвачены петлей ООС, что увеличивает погрешность коэффициента усиления УТ. На рис.6 приведен двуполярный УТ с ОТЗ на выходе, охваченный общей петлей отрицательной обратной связи (ООС). ООС осуществляется за счет наличия дополнительных выходов в ОТЗ, подключенных ко входу УТ. Эти выходы ОТЗ полностью аналогичны выходным и могут отличаться только коэффициентом усиления по отношению к входным токам. При

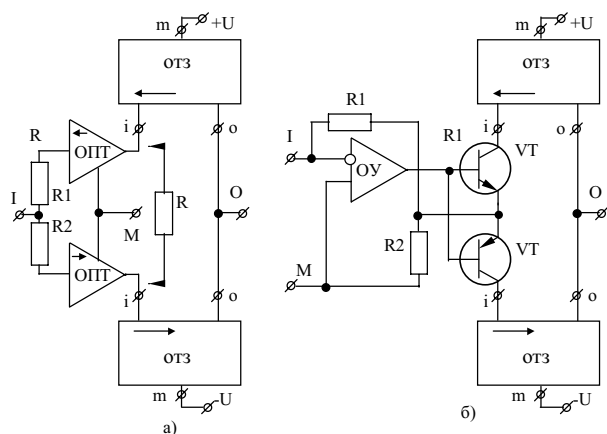


Рис. 7. Два ОПТ с различной полярностью входного тока (а), УТ, обеспечивающий работу ТЗ в режиме В (б)

подаче входного тока разностный ток ОТЗ подается на вход ОУ и сравнивается с входным током. ОУ при этом поддерживает разностный выходной ток ОТЗ равный входному.

На входе УТ (рис. 7а) включены два ОПТ с различной полярностью входного тока. Резисторы R1 и R2 ограничивают входной ток в режиме покоя. Ток покоя выходных транзисторов ОТЗ возможно регулировать с помощью изменения сопротивления резистора R. При подаче входного тока УТ на выходе соответствующего ОПТ появляется выходной ток, являющийся входным током соответствующего ОТЗ, что приводит к появлению на выходе УТ выходного тока.

УТ по рис. 7б [16] обеспечивает работу ТЗ в режиме В. При подаче входного тока в зависимости от его полярности ток протекает либо через транзистор V1, либо через тран-

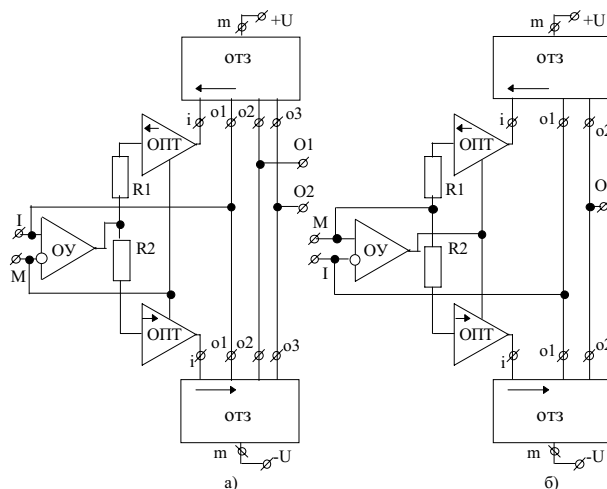


Рис. 8. УТ с различным включением преобразователей выходного напряжения ОУ в ток

зистор V2, выходной ток которых является входным током ОТЗ. При протекании тока через один ОПТ на другой подается запирающее напряжение с резистора R1 или R2, через который протекает выходной ток.

На рис.8а и рис.8б приведены УТ с различным включением преобразователей выходного напряжения ОУ в ток. УТ по рис.8а обеспечивает больший запас устойчивости в связи с отсутствием инвертирования напряжения в преобразователе выходного напряжения ОУ в ток.

При необходимости УТ по рис.5-8 могут иметь несколько выходов с различными коэффициентами усиления. Пример данного схемного решения приведен на рис.8а.

Варианты выполнения широкополосных УТ данного класса приведен также в [16,17].

Проведенный анализ и экспериментальные исследования позволяют сделать следующие выводы.

Наибольшую стабильность коэффициента передачи имеют УТ с цепью ООС по току приведенные на рис.6, рис.8. При необходимости реализации широкополосного УТ целесообразно использовать УТ на транзисторах [18]. Данные УТ имеют фиксированное напряжение холостого хода, определяемое напряжениями источников питания. При требовании стабильности токов покоя выходного каскада желательно использовать УТ рис.8. Погрешности коэффициентов усиления УТ в основном определяются погрешностями коэффициентов передачи токовых зеркал.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марше Ж. Операционные усилители и их применение. Л.: Энергия, 1974.
2. Волгин Л.И. Высокостабильные усилительные устройства. Методы построения, схемотехника. Саратов: Саратовский ун-т, 1985.
3. Зарукин А.И. Классификация и основные параметры устройств токовой схемотехники // Труды международной конференции "Континуальные логико-алгебраические и нейросетевые методы в

- науке, технике и экономике". Том 1. Ульяновск: УлГТУ, 2000.
4. *Волгин Л.И.* Топологические преобразования и синтез схем радиоэлектронных средств. Тольятти: Поволжский технологический институт сервиса, 2000.
 5. *Зарукин А.И.* Сравнительный анализ схем повторителей тока // Научно-технический калейдоскоп. Серия "Приборостроение, радиотехника и информационные технологии". 2000. №1.
 6. *Агаханян Т.М.* Интегральные микросхемы. М.: Энергоатомиздат, 1983.
 7. *Алексенко А.Г., Коломбет Е.Л., Стародуб Г.И.* Применение прецизионных аналоговых ИС. М.: Сов. радио, 1980.
 8. *Гребен А.Б.* Проектирование аналоговых интегральных схем. М.: Энергия, 1976.
 9. *С. Соклоф.* Аналоговые интегральные микросхемы / М.: Мир, 1988.
 10. *Цыкин Г.С.* Усилительные устройства. М.: Связь, 1971.
 11. *Титце У, Шенк К.* Полупроводниковая схемотехника: Справочное руководство. М.: Мир, 1982.
 12. *Прокопенко Н.Н.* Нелинейная активная коррекция в прецизионных аналоговых микросхемах. Ростов-на-Дону: СКНЦ ВШ, 2000.
 13. *Мясников В.Н.* Анализ цепей с нетиповыми включениями операционных усилителей // Известия вузов. Радиотехника. 1985. №11.
 14. *Hart B.L., Barker R.W.* Universal operational - amplifier convertor technique using supply - current sensing // Electronics Letters. V15. 1979. №16.
 15. *Wilson B.* Low distortion feedback voltage - current compression technique // Electronics Letters. V17. 1981. №4.
 16. *Hart B.L., Barker R.W.* A precision bilateral voltage-current converter // IEEE Journal of solid-state circuits. V.SC-10. 1975. №6.
 17. Pat.0109081 (EP). Bidirectional constant current driving circuit./ *Fujii Akira.* Оpubл. 14.11.1982.
 18. А.с.1725208 (СССР). Управляемый источник тока/ *А.И. Зарукин, Г.Ф. Шестаков.* Оpubл. в Б.И. 1990. №13.

BIPOLAR INSTRUMENT CURRENT AMPLIFIERS

© 2001 L.I. Volgin¹, A.I. Zarukin²

¹Ulyanovsk State Technical University

²Ulyanovsk Branch of Institute of Radio Engineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences

The circuitry with the analysis of attainable parameters of electric current signals amplifiers are considered in this paper that make it possible in some cases to increase the accuracy, noise immunity and to expand the frequency range of integrated radio electronic instruments. The review of the circuitry of current repeaters made of operational amplifiers, unipolar current repeaters, current amplifiers of "current mirrors" type made of operational amplifiers is carried out. The circuitry of current amplifiers stabilizing definite current at the input of current repeater output stage and current amplifiers of arbitrary polarity made on the basis of two "current mirrors" providing amplification of bipolar currents without use of drifting power supplies are considered.

УДК 621.382.001.5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТРЕХСЛОЙНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЕ ЛОКАЛЬНО РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ

© 2001 А.М. Ходаков

Ульяновское отделение Института радиотехники и электроники РАН

Приведена математическая модель температурных полей, образующихся в трехслойных полупроводниковых структурах прямоугольной формы, при воздействии на внешний слой кристалла локально распределенной поверхностной тепловой нагрузки, которая возникает в результате неустойчивости однородного распределения тока и приводит к пробоем полупроводниковой структуры. Проведена оценка возможностей аналитического решения поставленной задачи. Найден алгоритм численного решения и представлены результаты расчетов и их сравнение с результатами эксперимента.

Определение теплофизических характеристик полупроводниковых элементов радиоэлектронной техники связано с проведением теоретических исследований температурных и термомеханических полей, возникающих при нагреве слоистых полупроводниковых структур с локально распределенными поверхностными источниками тепла. Такое исследование становится важным при определении предельных возможностей устройств микроэлектроники, использующих эти структуры в качестве активных элементов, которые могут работать как в импульсном, так и непрерывном режимах. Известно [1], что при работе мощных транзисторов в импульсных режимах, тепло в коллекторном переходе выделяется в основном на фронтах импульса. Максимальная температура, которая при этом достигается, может значительно превосходить среднюю температуру. При запираании транзистора в некоторых режимах может произойти застревание на фронте в определенных равновесных точках. При этом возникает условие неустойчивости тока по сечению эмиттера. Весь ток стягивается в узкий шнур, что приводит к возрастанию выделяемой в единицу объема мощности, плавлению активной области кристалла и выходу из строя элемента. При интенсивных нагревах тела за короткий промежуток времени, практически всегда существует зависимость теплофизических характеристик материалов от температуры, при этом необходи-

мо решать нестационарную нелинейную задачу теплопроводности, с локально распределенными поверхностными источниками тепла, математически представленными в виде обобщенной функции. Решение такой задачи, даже для одномерного случая, представляет определенные трудности [2]. Однако для проведения структурно-системного анализа и возможности решения обратных задач требуется найти более точное описание температурных полей, возникающих в многослойных средах, а также их изображений, полученных в результате интегральных преобразований.

Рассмотрим модель трехслойной полупроводниковой структуры, в качестве слоев которой можно выбрать: полупроводниковый кристалл, припой и кристаллодержатель.

Геометрические размеры слоев изменяются в следующих пределах:

$$(0 \leq x \leq l_1), (0 \leq y \leq l_2),$$

$$(l_{3(i-1)} \leq z \leq l_{3i}),$$

где $i = 1, 2, 3$ – номер слоя.

Считаем, что тепло передается посредством теплопроводности, то есть температуры перегрева являются относительно низкими. Температурное поле определяем без учета деформации слоев, полупроводниковая структура ведет себя как упругая. В этом случае в уравнениях теплопроводности отсутствуют члены, учитывающие взаимосвязь

между тепловой и механической энергиями.

Нестационарные уравнения теплопроводности для такой многослойной среды будут

$$\rho_i(T_i)c_i(T_i)\frac{\partial T_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla(\lambda_i(T_i)\nabla T_i), \quad (1)$$

где $T_i = T_{ci} - T_0$ - избыточная температура; T_{ci} , T_0 - температуры i -го слоя и окружающей среды соответственно; λ_i, c_i, ρ_i - коэффициенты теплопроводности, удельной теплоемкости, плотности i -го слоя; $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$ - радиус-вектор рассматриваемой точки.

Примем, что зависимость теплофизических характеристик слоев от температуры слабая [3], тогда (1) можно записать как

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = a_i \Delta T_i, \quad (2)$$

где $a_i = \lambda_i / c_i \rho_i$ - коэффициент температуропроводности.

Начальное условие

$$T_i(x, y, z, 0) = 0. \quad (3)$$

Граничные условия

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = -q(x, y, t),$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial x} \Big|_{x=0, l_1} = \frac{\partial T_i}{\partial y} \Big|_{y=0, l_2} = 0,$$

$$T_i(x, y, l_{33}, t) = 0$$

и условия сопряжения

$$\lambda_{i-1} \frac{\partial T_{i-1}}{\partial z} \Big|_{z=l_{3(i-1)}} = \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \Big|_{z=l_{3(i-1)}},$$

$$T_{i-1}(x, y, l_{3(i-1)}, t) = T_i(x, y, l_{3(i-1)}, t), \quad (i = 2, 3), \quad (4)$$

где $q(x, y, t)$ - плотность теплового потока; Δ - оператор Лапласа в декартовой системе координат.

Если на поверхности (XY) действуют J источников тепла, то плотность потока тепловой энергии можно представить следующим образом:

$$q(x, y, t) = \sum_{j=1}^J q_j(x, y) U_j(t). \quad (5)$$

Опуская индекс j , пространственную и временную части этой функции запишем как

$$q(x, y) = \iint_{(\sigma \rightarrow 0)} q_0(\xi, \eta) \delta(x - \xi) \delta(y - \eta) d\xi d\eta, \quad (6)$$

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} [u(t - n\tau - t_0) - u(t - \tau_u - n\tau - t_0)], \quad (7)$$

где

$$q_0(\xi, \eta) = \frac{P_0(\xi, \eta)}{\pi r_0^2} \quad (8);$$

P_0 - тепловая мощность j -го источника; r_0 - радиус теплового пятна, получающегося от действия j -го источника; σ - площадь теплового пятна; $u(t)$ - единичная функция Хевисайда; τ - период последовательности импульсов; τ_u - длительность импульса; t_0 - время начала действия j -го источника; n - число импульсов. Применение к функциям $T(x, y, z, t)$ и $q(x, y, t)$ в задаче (2)-(4) интегрального косинус преобразования Фурье по координатам x, y и преобразования Лапласа по времени, приводит к следующим выражениям для изображений температур $\bar{T}_{12}(k, m, z, p)$, если $l_{33} \rightarrow \infty$:

$$\frac{\bar{T}_{12}}{T} = \frac{[S_1 \text{ch}((l_{31} - z)\sqrt{\beta_1}) + k_{12} S_2 \text{sh}((l_{31} - z)\sqrt{\beta_1})]}{[S_1 \text{sh}(l_{31}\sqrt{\beta_1}) + k_{12} S_2 \text{ch}(l_{31}\sqrt{\beta_1})]}$$

$$\frac{\bar{T}_{22}}{T} = \frac{[\text{ch}((l_{32} - z)\sqrt{\beta_2}) + k_{23} \text{sh}((l_{32} - z)\sqrt{\beta_2})]}{[S_1 \text{sh}(l_{31}\sqrt{\beta_1}) + k_{12} S_2 \text{ch}(l_{31}\sqrt{\beta_1})]},$$

$$\frac{\bar{T}_{32}}{T} = \frac{\exp\{(l_{32} - z)\sqrt{\beta_3}\}}{[S_1 \text{sh}(l_{31}\sqrt{\beta_1}) + k_{12} S_2 \text{ch}(l_{31}\sqrt{\beta_1})]}, \quad (9)$$

где

$$\beta_i = \left(\frac{p + \alpha_{ikm}}{a_i} \right)$$

$$\alpha_{ikm} = a_i \left\{ \left(\frac{k\pi}{l_1} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{l_2} \right)^2 \right\};$$

$$S_1 = \text{ch}((l_{32} - l_{31})\sqrt{\beta_2}) + k_{23} \text{sh}((l_{32} - l_{31})\sqrt{\beta_2})$$

$$S_2 = \text{sh}((l_{32} - l_{31})\sqrt{\beta_2}) + k_{23} \text{ch}((l_{32} - l_{31})\sqrt{\beta_2})$$

$$k_{(i-1)i} = \frac{\lambda_i}{\lambda_{i-1}} \sqrt{\frac{\beta_i}{\beta_{i-1}}}; \quad T = \frac{\bar{q}_2(k, m)}{\lambda_1 \sqrt{\beta}}$$

а изображения выражений (6) и (7) будут

$$\frac{\bar{q}_2}{\bar{q}_0} = \cos \frac{k\pi x_0}{l_1} \cos \frac{m\pi y_0}{l_2} \sin \frac{k\pi^2 r_0}{2l_1} \sin \frac{m\pi^2 r_0}{2l_2},$$

$$\bar{q}_0 = \frac{4P_0 l_1 l_2}{\pi^3 k m r_0^2},$$

$$U(p) = \frac{e^{-t_0 p} (1 - e^{-\tau_{up}})}{p(1 - e^{-\tau p})}, \quad k, m = 1, 2, \dots, \infty.$$

Если к исходной задаче применить интегральные косинус преобразования Фурье по всем трем пространственным координатам, то после преобразования по координате z равному

$$T_{i3} = \int_0^{(l_{3i} - l_{3(i-1)})} T_{i2} \cos\left(\frac{n\pi z}{(l_{3i} - l_{3(i-1)})}\right) dz, \quad (i \neq 3),$$

$$T_{33} = \int_0^{(l_{33} - l_{32})} T_{32} \cdot \cos\left(\frac{(2n-1)\pi z}{2(l_{33} - l_{32})}\right) dz,$$

где

$$T_{i2} = T_{i2}(k, m, \bar{z}, t), \quad T_{i3} = T_{i3}(k, m, n, t), \\ \bar{z} = z - l_{3(i-1)}, \quad n = 1, 2, \dots, \infty,$$

получим уравнение для нахождения изображения T_{i3} :

$$\frac{dT_{i3}}{dt} + \alpha_{ikmn} T_{i3} = \Phi_i(t), \quad (10)$$

с начальным условием $T_{i3}|_{t=0} = 0$, где

$$\frac{\alpha_{ikmn}}{a_i} = \left(\frac{k\pi}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{(l_{3i} - l_{3(i-1)})}\right)^2, \quad (i \neq 3),$$

$$\frac{\alpha_{3kmn}}{a_3} = \left(\frac{k\pi}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{(2n-1)\pi}{2(l_{33} - l_{32})}\right)^2.$$

Функции $\Phi_i(t)$ определяются следующим образом

$$\Phi_1(t) = \frac{a_1}{\lambda_1} [q_2(k, m, t) + (-1)^n \cdot \varphi_1(t)],$$

$$\Phi_2(t) = \frac{a_2}{\lambda_2} [(-1)^n \cdot \varphi_2(t) - \varphi_1(t)],$$

$$\Phi_3(t) = \frac{a_3}{\lambda_3} \varphi_2(t)$$

А функции $\varphi_{(i-1)}(t)$ находятся из системы интегральных уравнений

$$\int_0^t K_2(t, \xi) \cdot \varphi_2(\xi) d\xi - \int_0^t K_1(t, \xi) \cdot \varphi_1(\xi) d\xi = Q(t), \\ \int_0^t K_4(t, \xi) \cdot \varphi_2(\xi) d\xi + \int_0^t K_3(t, \xi) \cdot \varphi_1(\xi) d\xi = 0, \quad (11)$$

где ядра интегральных преобразований и функция $Q(t)$ будут

$$K_1(t, \xi) = F_2 \cdot E_{1km0}(t, \xi) + E_{2km0}(t, \xi) + \\ + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \{F_2 \cdot E_{1kmn}(t, \xi) + E_{2kmn}(t, \xi)\},$$

$$K_2(t, \xi) = E_{2km0}(t, \xi) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n E_{2kmn}(t, \xi),$$

$$K_3(t, \xi) = F_3 \cdot K_2(t, \xi), \quad K_4(t, \xi) = 2$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \{E_{3kmn}(t, \xi) - F_3 \cdot E_{2kmn}(t, \xi)\} - \\ - F_3 \cdot E_{2km0}(t, \xi),$$

$$Q(t) = F_2 \sum_{j=1}^J \alpha_{2j}(k, m) \{W(t, 0) + \\ + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n W(t, n)\}.$$

В этих формулах:

$$E_{ikmn}(t, \xi) = \exp\{-\alpha_{ikmn}(t-\xi)\},$$

$$F_i = \frac{a_{(i-1)} \lambda_i (l_{3i} - l_{3(i-1)})}{a_i \lambda_{(i-1)} (l_{3(i-1)} - l_{3(i-2)})},$$

$$W(t, n) = \frac{(e^{\alpha_{1kmn}(\tau_j + \tau_{0j})} - e^{-\alpha_{1kmn}(t - \tau_{0j})})}{\alpha_{1kmn} (e^{\alpha_{1kmn} \tau_j} - 1) (e^{\alpha_{1kmn} \tau_{uj}} - 1)^{-1}}.$$

На основании проведенных выше ана-

литических исследований нестационарной задачи теплопроводности распространения тепла в трехслойной среде видно, что решение будет являться сложной функцией, не совсем пригодной для последующего качественного анализа. Было проведено численное решение задачи. При составлении конечно-разностных уравнений, из-за трехмерности задачи по пространственным координатам, предпочтение отдавалось явной схеме [4].

В конечных разностях рассматриваемая задача будет выглядеть следующим образом.

Если обозначить через $U_{i,j,m,k}^s$ значение функции $T(x, y, z, t)$ в узлах сетки, где i, j, m – индексы узлов по координатам x, y, z соответственно, k – временной индекс, а $s=1,2,3$ – номер слоя, причем $i=0,1,\dots,(I+1)$; $j=0, 1, \dots, (J+1)$; $m=0,\dots,(M_s+1)$; $k=0,1,\dots,r$, (12)

$$a \ I = \frac{l_1}{h}; \quad J = \frac{l_2}{h}; \quad M_s = \frac{(l_{3s} - l_{3(s-1)})}{h_s}; \quad r = \frac{\tau}{l},$$

где h - шаг по координатам x и y , h_s - шаги по координате z , l - шаг по рассматриваемому промежутку времени τ , то уравнение (2) будет (индекс s опускаем)

$$U_{i,j,m,k+1} = K_1(U_{i-1,j,m,k} + U_{i+1,j,m,k} + U_{i,j-1,m,k} + U_{i,j+1,m,k}) + K_2(U_{i,j,m-1,k} + U_{i,j,m+1,k}) + K_3 U_{i,j,m,k-1}. \quad (13)$$

Коэффициенты формулы (13) равны

$$K_1 = \frac{a_s \omega_s}{(\omega \omega_s + 2a_s \omega_s + a_s \omega)};$$

$$K_2 = \frac{a_s \omega}{(\omega \omega_s + 2a_s \omega_s + a_s \omega)};$$

$$K_3 = \frac{(\omega \omega_s - 2a_s \omega_s - a_s \omega)}{(\omega \omega_s + 2a_s \omega_s + a_s \omega)};$$

Таблица.

	λ , (Вт/м·К)	c , (Дж/кг·К)	ρ , (кг/м ³)	толщина, (м)
кристалл – Si	100	790	$2,3 \cdot 10^3$	$0,45 \cdot 10^{-3}$
припой – (Pb + Sn)	50	150	$8,5 \cdot 10^3$	$0,05 \cdot 10^{-3}$
кристаллодержатель - Cu	400	400	$8,9 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^{-3}$

$$\omega = \frac{h^2}{2l}; \quad \omega_s = \frac{h_s^2}{2l}.$$

Начальное условие

$$U_{i,j,m,0} = 0 \quad (m=1,2,\dots,M_s+1),$$

$$U_{i,j,0,0}^1 = \frac{h_1}{\lambda_1} q_{i,j,0}. \quad (14)$$

Граничные условия

$$U_{1,j,m,k} = U_{0,j,m,k}; \quad U_{I+1,j,m,k} = U_{I,j,m,k};$$

$$U_{i,1,m,k} = U_{i,0,m,k}; \quad U_{i,J+1,m,k} = U_{i,J,m,k};$$

$$U_{i,j,0,k}^1 = U_{i,j,1,k}^1 + \frac{h_1}{\lambda_1} q_{i,j,k};$$

$$U_{i,j,M_s+1,k}^3 = 0. \quad (15)$$

Условия сопряжения

$$U_{i,j,0,k}^s = U_{i,j,M_s,k}^{s-1}; \quad (s=2,3), \quad (16)$$

$$U_{i,j,1,k}^s = U_{i,j,M_{s-1},k}^{s-1} +$$

$$+ \frac{\lambda_{s-1} h_s}{\lambda_s h_{s-1}} (U_{i,j,M_{s-1}+1,k}^{s-1} - U_{i,j,M_{s-1},k}^{s-1})$$

Расчет проводился для трехслойной среды: 1) кристалл - Si; 2) припой – (Pb+Sn); 3) кристаллодержатель - Cu. Теплофизические свойства слоев приводятся в таблице.

Геометрические размеры в плоскости (XY) были равны $l_1=l_2=6 \cdot 10^{-3}$ м, число точек $I=J=M_s=5$. При этом для лучшей аппроксимации в условиях сопряжения (16) между слоями были взяты дополнительно еще две точки. Шаг по времени выбирался из критерия устойчивости алгоритма

$$l \leq \min \left\{ \frac{h^2 h_s^2}{2a_s (2h_s^2 + h^2)} \right\}.$$

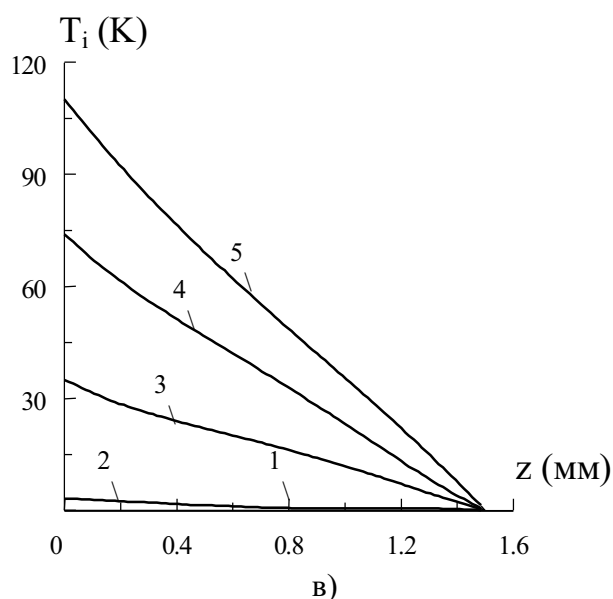
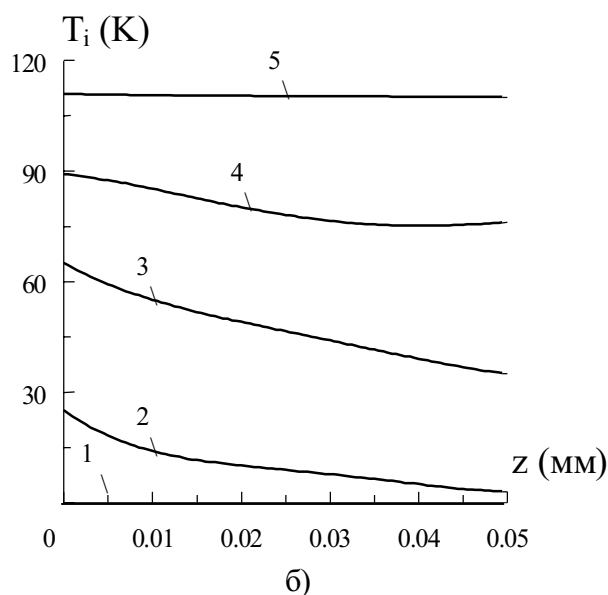
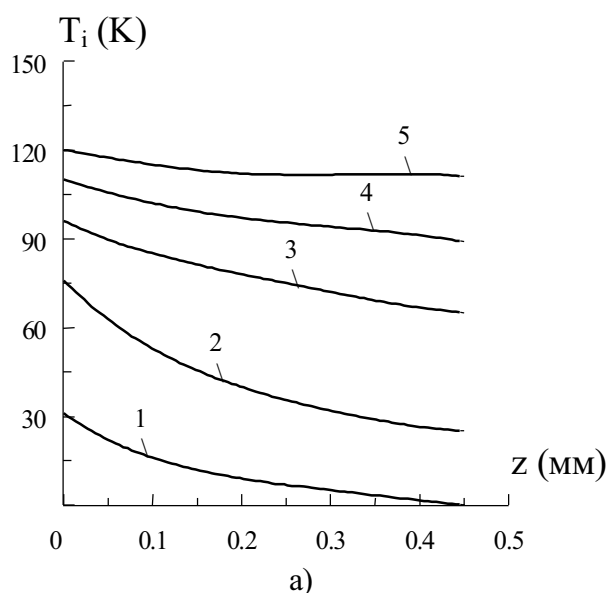


Рис. 1. Распределение температуры по слоям:
а) – 1 слой, б) – 2, в) – 3; 1 – $t=1\text{мс}$, 2 – 20,
3 – 50, 4 – 90, 5 – 140

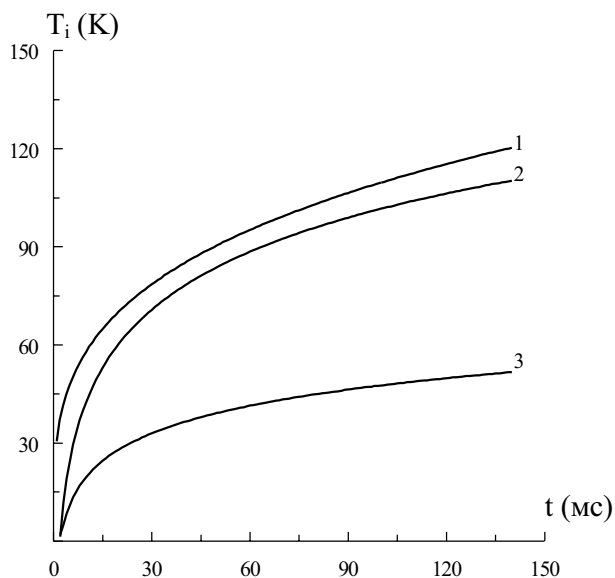


Рис. 2. Зависимость температуры слоев от времени: 1 – $z=0\text{ мм}$, 2 – 0,475, 3 – 1,25

На рис.1 представлены распределения температур по толщине слоев для различных моментов времени.

Тепловая мощность источника составляла $P=50\text{ Вт}$, расположение источника в центре поверхности внешнего слоя ($i=2, j=2$), начальная температура $T_0=293\text{ К}$.

Зависимости температур слоев от времени показаны на рис.2. Кривая 1 построена для внешней поверхности первого слоя, а 2 и 3 для средних сечений второго и третьего слоев. Расположение и мощность источника те же, что и на рис.1.

Из последнего графика видно, что при заданной мощности температура полупроводникового кристалла достигает предельно допустимой за время порядка 140мс, что хорошо согласуется с экспериментальными данными $T \approx 400\text{ К}$ [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мостовлянский Н.С., Соловьев В.Д. Нестационарные тепловые процессы в транзисторах // Полупроводниковые приборы и их применение. 1970. Вып.24.
2. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: ВШ,1967.
3. Захаров А.Л., Асвадунова Е.И. Расчет тепловых параметров полупроводниковых приборов. М.: Радио и связь,

- 1983.
4. *Саульев В.К.* Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток. М.: Физматгиз, 1960.
5. *Чернышов А.А., Иванов В.И., Аксёнов А.И., Глушков Д.Н.* Обеспечение тепловых режимов изделий электронной техники. М.: Энергия, 1980.

DISTRIBUTION OF TEMPERATURE IN THREE-LAYERS SEMICONDUCTOR STRUCTURE, AT INFLUENCE ON IT OF THE LOCALLY DISTRIBUTED SURFACE THERMAL LOAD

© 2001 A.M. Hodakov

Ul'yanovsk Branch of Institute Radio Engineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences

The mathematical model of temperature fields formed in three-layers semiconductor structures of the rectangular shape is given at influence on exterior layer of a chip of the locally distributed surface thermal load, which results from instability of uniform distribution of a current and results in a break-down of semiconductor structure. The rating of possibilities of the analytical decision of a delivered task is carried out. The algorithm of the numerical decision is found and the results of the calculations and their comparison with results of experiment are presented.