

*Н.И. СЛИПЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук, В.В. СТАРОСТЕНКО, д-р физ.-мат. наук,
Е.П. ТАРАН, канд. физ.-мат. наук, М.В. ГЛУМОВА, канд. физ.-мат. наук*

НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Введение

Элементная база современной электронной аппаратуры (ЭА) – интегральные микросхемы (ИМС) включают в себя большое количество активных (полупроводниковых) микроструктурных элементов (МСЭ), расположенных на кристаллической подложке [1]. Для их функциональной связи используются многослойные пленочные проводящие структуры (пассивные МСЭ) [1]. Переход к субмикронным и нанотехнологиям приводит к образованию локальных участков с повышенными значениями напряженности электрического поля в номинальном режиме, что, в свою очередь, приводит к напряженным токовым и тепловым режимам работы МСЭ. Кроме того, воздействие мощных электромагнитных полей (МЭМП) естественного или искусственного происхождения на элементную базу может вызывать переход электронной аппаратуры в ненормальные режимы работы [2]. Напряженные токовые и тепловые режимы работы МСЭ, микросхем и узлов электронной аппаратуры определяются характеристиками электромагнитных полей, параметрами электронной аппаратуры и элементной базы.

Экспериментальные исследования показали, что при воздействии МЭМП на микросхемы их катастрофические отказы обусловлены в основном прожогом металлизации [3]. Для исследования электротепловых процессов в ИМС их целесообразно аппроксимировать в достаточной мере простой (базовой) металлодиэлектрической структурой (МДС). Следует отметить, что при воздействии МЭМП на МДС с прожогом металлической пленки имеет место нелинейная нестационарная дифракция с преобразованием проводящей пленки в диэлектрическую и с изменением распределения полей вблизи МДС. Вопросы, связанные с кинетикой прожога, физико-химическими процессами в проводящих МСЭ, фазовыми переходами, не рассматриваются. Предполагается, что по достижении температуры плавления пленки она из проводящей переходит в диэлектрическую.

Ранее, при исследовании воздействия МЭМП на ИМС предполагалось, что основным механизмом воздействия полей на МСЭ является антенный с образованием разрядных цепей между различными участками кристалла ИМС [4]. Механизм разогрева проводящих пленок за счет их конечной проводимости (скин-эффекта) при непосредственном воздействии электромагнитных полей ранее не учитывался.

Цель работы – аналитический расчет времени развития необратимых процессов в проводящих пленках МДС при воздействии мощных электромагнитных полей с учетом конечной проводимости пленок.

Особенности воздействия мощных электромагнитных полей на многослойные пленочные металлодиэлектрические структуры

В диапазоне СВЧ в наибольшей степени проявляются процессы, связанные со скин-эффектом, поэтому ниже рассматривается воздействие МЭМП на МДС именно этого диапазона. Численное моделирование и исследование физических процессов воздействия МЭМП на МДС возможно при решении последовательности задач, включающих в себя дифракционную и электротепловую части. Основанием для построения такой модели являются оценочные аналитические расчеты, приведенные ниже.

Базовые МДС представляются в виде двухслойных пленочных металлических и диэлектрических структур (рис.1). В общем случае МДС могут быть многослойными с последова-

тельным чередованием базовых структур и произвольным распределением проводящих пленок на подложках.

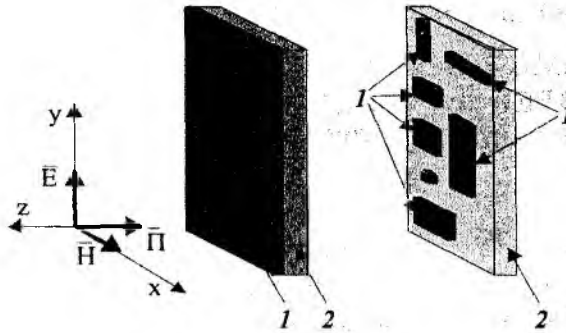


Рис.1. Базовые МДС: 1 – металлические пленки; 2 – диэлектрическая структура

При падении плоской электромагнитной волны на проводящую поверхность вблизи нее устанавливается поле с тангенциальной составляющей электрической компоненты, близкой к нулевому значению ($E_{\tau} \approx 0$ – узел поля), и максимальным значением тангенциальной компоненты магнитного поля (пучность для магнитной составляющей поля). Компоненты поля затухают вдоль направления распространения с постоянной затухания $\alpha = 1/\Delta = \sqrt{\omega\mu_0\sigma/2}$:

$$E_{m\tau} = E_{m\tau 0} \cdot e^{-\alpha \cdot z}, \quad H_{m\tau} = H_{m\tau 0} \cdot e^{-\alpha \cdot z}, \quad (1)$$

где Δ – глубина скин-слоя, $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ – циклическая частота действующего поля, $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная ($\mu = 1$); σ – удельная электропроводность пленки, $E_{m\tau 0}$ и $H_{m\tau 0}$ – значения тангенциальных компонент поля на передней границе пленки [5-7]. Связь напряженностей электрической и магнитной компонент поля в проводящей пленочной структуре определяется следующим соотношением [5]:

$$E_{m\tau 0} = R_{np} \cdot H_{m\tau 0} = \sqrt{\frac{\omega \cdot \mu_0}{2 \cdot \sigma}} \cdot H_{m\tau 0}, \quad (2)$$

где $R_{np} = \sqrt{\frac{\omega \cdot \mu_0}{2 \cdot \sigma}}$ – поверхностное сопротивление проводящей пленки [5]. R_{np} в значительной степени зависит от частоты, для однородной проводящей среды она не меняется по толщине и является величиной постоянной.

В случае медной пленки ($\sigma = 5,88 \cdot 10^7$ См/м при $T = 20^\circ\text{C}$) в диапазоне $f = 3 \dots 10$ ГГц глубина скин-слоя лежит в пределах $\Delta = 0,7 \dots 1,3$ мкм. Для тонких пленок толщиной $d = 0,01 \dots 1$ мкм часть поля проходит сквозь пленку, а часть энергии поля идет на ее нагревание. При более строгом рассмотрении данной задачи необходимо решить дифракционную задачу и найти поле вне и внутри структуры с учетом отражения волны от границ МДС.

Мощность, рассеиваемую в проводящей пленке, можно найти несколькими способами. В частности, из выражения $P = I^2 \cdot R_{np}$, где I – полный ток, протекающий через пленку. Полный ток можно определить из закона Ома в дифференциальной форме или закона полного тока [5-7]. Рассеиваемая в пленке мощность при этом находится из соотношения [5]:

$$P_n = \frac{R_{np}}{2} \cdot \int_S H_{m\tau 0}^2 \cdot dS = \sqrt{\frac{\omega \cdot \mu_0}{8 \cdot \sigma}} \cdot \int_S H_{m\tau 0}^2 \cdot dS, \quad (3)$$

где S – площадь поверхности проводящей пленки.

В предположении, что на МДС значения компонент поля не меняются по поверхности структуры ($H_{m\tau 0} = \text{const}$), без учета отражения от задней поверхности пленки, выражение для мощности, рассеиваемой на проводящей пленке (рис.1), находится из выражения

$$P_n = \sqrt{\frac{\omega \cdot \mu_0}{8 \cdot \sigma}} \cdot H_{m\tau 0}^2 \cdot a \cdot b. \quad (4)$$

На рис.2 в полулогарифмическом масштабе приведена зависимость мощности рассеяния на участке проводящей пленки размером 20×20 мм (размер поверхности) при воздействии МЭМП с напряженностью магнитного поля $H_{m\tau 0} = 2500$ А/м (соответствует $E_m \approx 10^6$ В/м в свободном пространстве, для которого предельное пробойное напряжение в воздухе $E_m = 3 \cdot 10^6$ В/м) от частоты поля и электропроводности. Связь между $H_{m\tau 0}$ и компонентами падающей волны можно найти, решив соответствующую дифракционную задачу.

В соответствии с физическими представлениями полученные зависимости показывают, что в диапазоне $3 - 10$ ГГц наблюдается увеличение мощности рассеяния по мере роста частоты. На значения рассеиваемой мощности значительно влияет электропроводность пленки: уменьшение электропроводности приводит к значительному увеличению рассеиваемой мощности. Следует отметить, что полученные аналитические соотношения (3), (4) по существу сводят рассеиваемую мощность к мощности, рассеиваемой на сосредоточенном сопротивлении R_{np} , и не учитывают изменение поля тока по глубине пленки.

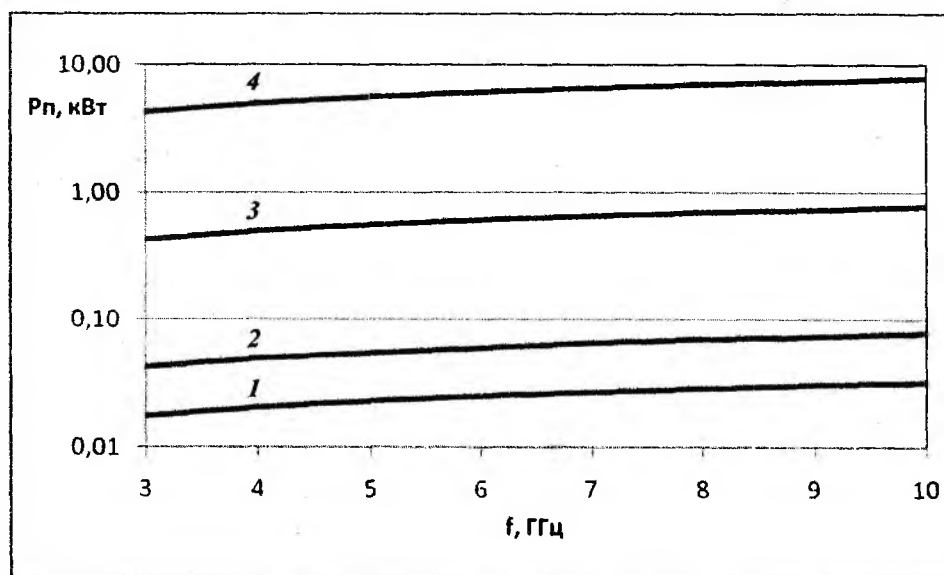


Рис.2. Зависимость мощности рассеяния от частоты воздействующего ЭМП для значений удельной электропроводности проводящей пленки σ : 1 – $5,88 \cdot 10^7$ См/м; 2 – 10^7 См/м; 3 – 10^5 См/м; 4 – 10^3 См/м

Проводящие пленки в ИМС и наносимые на диэлектрик в МДС являются пространственно и омически неоднородными ($\sigma = \sigma(\vec{r})$) [3]. Это обстоятельство вызывает значительное уменьшение удельной электропроводности участков проводящей пленки и неравномерное распределение рассеиваемой мощности как по поверхности пленки, так и по ее толщине. Целесообразно при проведении численно-аналитических расчетов мощности, рассеиваемой на МДС при воздействии МЭМП, использовать удельную мощность тока [7]:

$$q = \frac{j^2}{\sigma}, \quad (5)$$

где j – плотность тока проводимости в пленке.

Выражение (5) в большей степени пригодно для численной модели при учете неоднородности пленки.

Плотность тока определяется на основании дифференциального закона Ома

$$j(x, y, z) = \sigma \cdot E_{\tau} = \frac{\sigma \cdot E_{m\tau}}{\sqrt{2}} = \frac{\sigma \cdot E_{m\tau 0}}{\sqrt{2}} \cdot e^{-\alpha \cdot z} = \sqrt{\frac{\omega \cdot \mu_0 \cdot \sigma}{4}} \cdot H_{m\tau 0} \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad (6)$$

Подставляя q из (6) в (5), получим для удельной мощности тока следующее выражение:

$$q = \frac{\omega \cdot \mu_0 \cdot H_{m\tau 0}^2}{4} \cdot e^{-2 \cdot \alpha \cdot z} \quad (7)$$

В случае однородной пленки удельная рассеиваемая мощность меняется только по глубине пленки. Зависимости удельной мощности рассеяния от толщины пленочной проводящей структуры для различных значений удельной электропроводности приведены на рис.3.

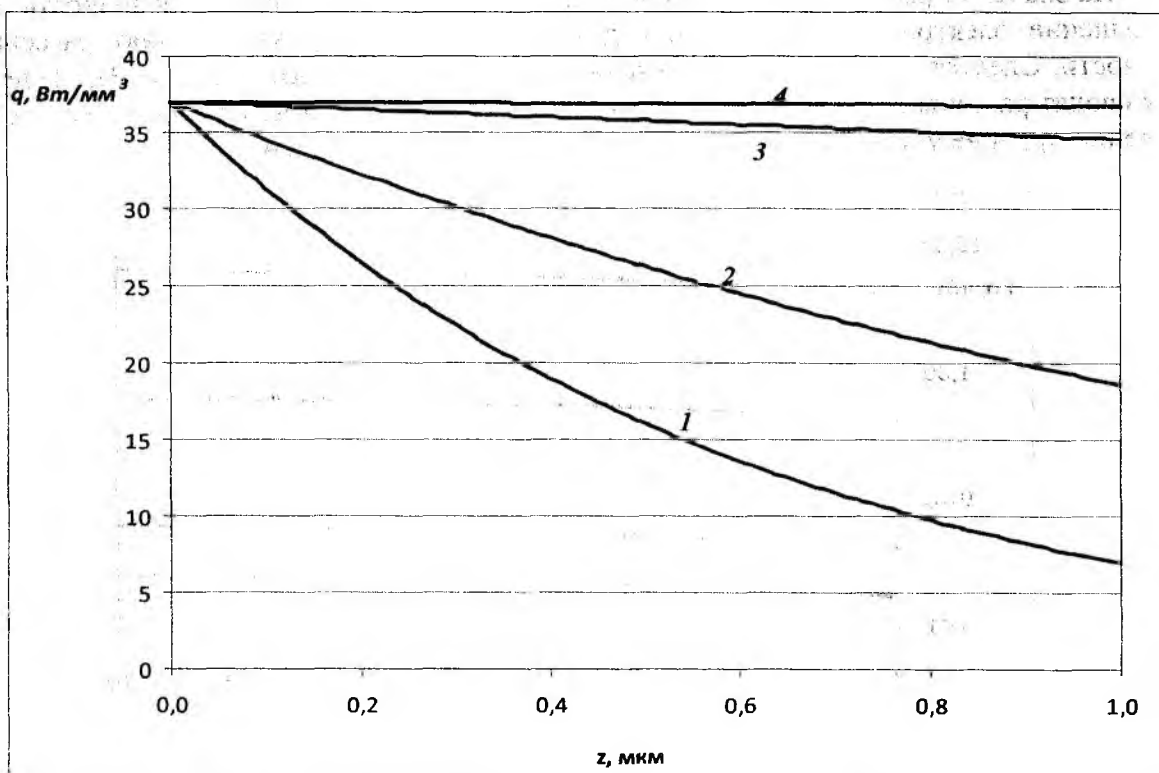


Рис.3. Зависимости изменения величины удельной мощности рассеяния по мере прохождения электромагнитной волной проводящей структуры для различных значений удельной электропроводности проводящей пленки σ : 1 – $5,88 \cdot 10^7$ См/м; 2 – 10^7 См/м; 3 – 10^5 См/м; 4 – 10^3 См/м

Зависимости на рис.3 дают представление о количественном влиянии удельной электропроводности на затухание волны при ее распространении вглубь пленки.

Для нахождения мощности, рассеиваемой в объеме пленки, перейдем от удельной мощности к мощности, рассеиваемой в элементарном объеме:

$$q \rightarrow dq = \frac{\omega \cdot \mu_0 \cdot H_{m\tau 0}^2}{4} \cdot e^{-2 \cdot \alpha \cdot z} \cdot dx \cdot dy \cdot dz. \quad (8)$$

Интегрируя (8) по объему пленки, получим следующее выражение для мощности P , рассеиваемой в пленке:

$$P = \frac{a \cdot b \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot H_{m\tau 0}^2 \cdot (1 - e^{-2\alpha \cdot d})}{8 \cdot \alpha} \quad (9)$$

В (9) выражение $\alpha \cdot d = d/\Delta$ зависит, в частности, от частоты действующего МЭМП и толщины пленки. Соотношение $(1 - e^{-2\alpha d})$ можно разложить в ряд и ограничиться первыми членами разложения, тогда (9) примет следующий вид:

$$P = \frac{a \cdot b \cdot d \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot H_{m\tau 0}^2}{4 \cdot \alpha} \quad (10)$$

Зависимости рассеиваемой мощности в объеме от толщины проводящей пленки приведены на рис.4.

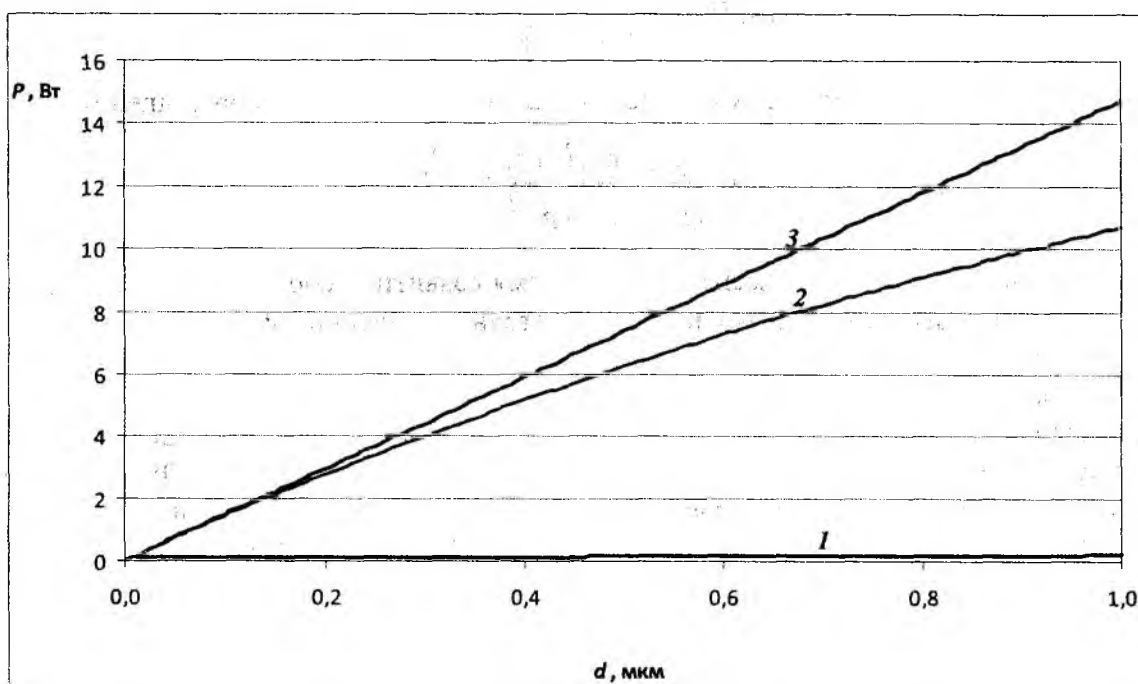


Рис.4. Зависимость мощности, рассеиваемой в объеме, от толщины проводящей пленки для различных значений удельной электропроводности σ : 1 – $5,88 \cdot 10^7$ См/м; 2 – 10^7 См/м; 3 – 10^3 См/м

Характер зависимости рассеиваемой мощности в объеме пленки определяется как удельной электропроводностью пленки, так и ее толщиной. Уменьшение электропроводности пленки приводит к увеличению мощности рассеяния и увеличению глубины скин-слоя (для удельной электропроводности $\sigma = 10^3$ См/м глубина скин-слоя составляет $\Delta \approx 291$ мкм).

Энергия, рассеиваемая в проводящей пленке при воздействии электромагнитной волны,

$$W = P \cdot t \quad (11)$$

Для разогрева пленки до температуры плавления необходима энергия

$$Q = c \cdot \rho \cdot a \cdot b \cdot d \cdot (T_{пл} - T_0) \quad (12)$$

Приравнявая выражение энергии, рассеиваемой электромагнитной волной в пленке (11), с выражением для энергии, необходимой для нагрева пленки до температуры плавления (12), найдем время развития необратимых процессов в пленке:

$$t = \frac{4 \cdot \alpha \cdot c \cdot \rho \cdot (T_{пл} - T_0)}{\omega \cdot \mu_0 \cdot H_{m\tau 0}^2} = \chi \cdot \frac{\alpha \cdot (T_{пл} - T_0)}{\omega \cdot H_{m\tau 0}^2} \quad (13)$$

где $\chi = \frac{4 \cdot c \cdot \rho}{\mu_0}$ – константа для рассматриваемой пленки.

В общем случае время разогрева пленки до температуры плавления вычисляется следующим образом:

$$t = \frac{8 \cdot c \cdot \rho \cdot (T_{пл} - T_0) \cdot d}{\alpha \cdot \mu_0 \cdot (1 - e^{-2 \cdot \alpha \cdot d}) \cdot H_{мт0}^2} = \chi \cdot \frac{2d \cdot (T_{пл} - T_0)}{\alpha \cdot (1 - e^{-2 \cdot \alpha \cdot d}) \cdot H_{мт0}^2} \quad (14)$$

Тангенциальную компоненту магнитного поля на передней границе пленки ($H_{мт0}$) можно связать с плотностью потока энергии через поверхностное сопротивление:

$$H_{мт0} = \sqrt{\frac{\Pi}{R_{np}}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma \cdot \Pi}{\omega \cdot \mu_0}} \quad (15)$$

Время развития необратимых процессов в пленке находится из соотношения

$$t = \chi \cdot \frac{\mu_0 \cdot \omega \cdot d \cdot (T_{пл} - T_0)}{\alpha \cdot \sigma \cdot (1 - e^{-2 \cdot \alpha \cdot d}) \cdot \Pi} \quad (16)$$

Полученное выражение показывает, что время развития необратимых процессов в пленке определяется как параметрами пленки (постоянной пленки χ , электропроводностью σ , толщиной пленки d), так и параметрами МЭМП (циклической частотой ω , постоянной затухания α , плотность потока энергии Π).

В расчетах времени, необходимого для разогрева медной пленки, использовались следующие значения: $c=383$ Дж/кг·К, $\rho=8,93 \cdot 10^3$ кг/м³, $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $T_{пл} = 1084^\circ\text{C}$. Зависимость времени развития необратимых процессов от плотности потока энергии на входе пленки для различных значений толщины пленки и частоты падающей электромагнитной волны приведены на рис.5,6.

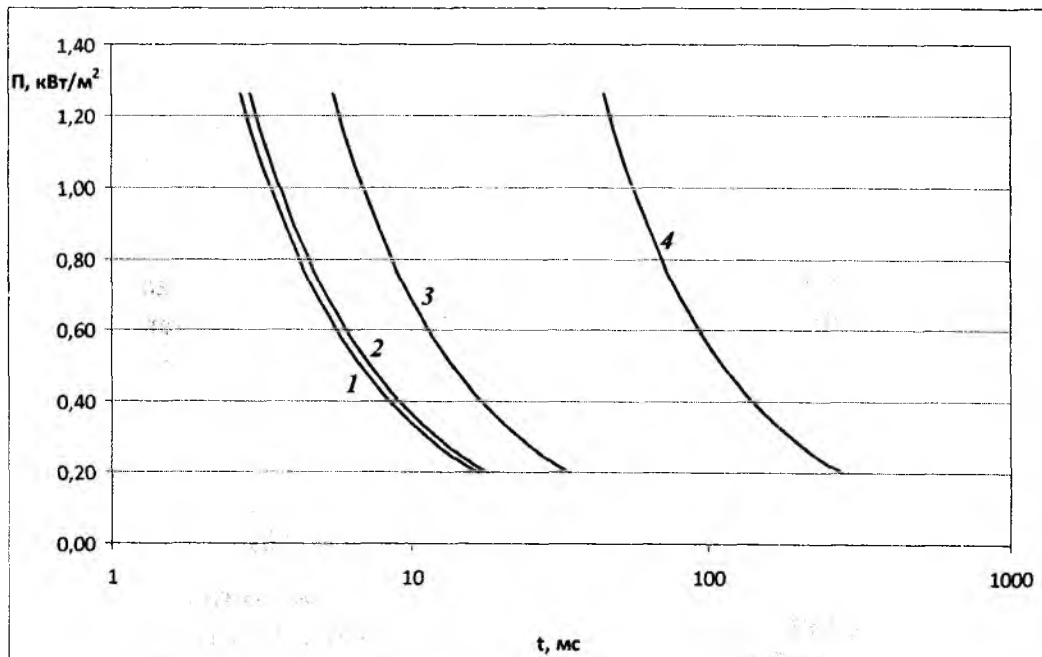


Рис.5. Зависимость времени развития необратимых процессов в пленке от плотности потока энергии для различных толщины пленки d : 1 – 0,01 мкм; 2 – 0,1 мкм; 3 – 1 мкм; 4 – 10 мкм

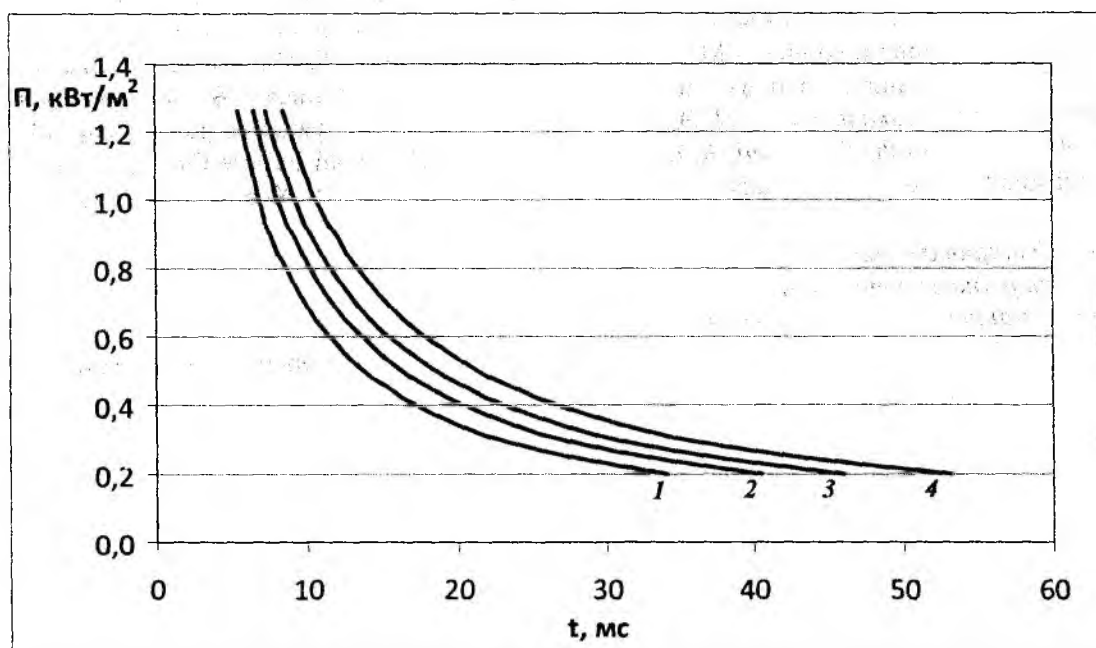


Рис.6. Зависимость времени развития необратимых процессов в объеме проводящей пленки от плотности потока энергии для различных частоты МЭМП *f*: 1 – 3 ГГц; 2 – 5 ГГц; 3 – 7 ГГц; 4 – 10 ГГц

Зависимости времени развития необратимых процессов в объеме пленке от плотности потока энергии показывают, что они носят обратно пропорциональный характер и с увеличением толщины пленки время развития необратимых процессов увеличивается (рис.5). Полученные зависимости рассчитаны для медной проводящей пленки со значением удельной электропроводности $5,88 \cdot 10^7$ См/м (электропроводность «чистой» меди).

Зависимости дают представления о времени развития необратимых процессов в пленках. В частности, из зависимостей, приведенных на рис.6 следует, что времена, необходимые для развития необратимых процессов в проводящих пленках, составляют десятки миллисекунд и близки к тем значениям, которые приводятся в работах по воздействию МЭМП на микросхемы. Это свидетельствует о том, что наряду с антенным механизмом пробоя ИМС при соответствующем воздействии, необходимо учитывать возможность их пробоя за счет непосредственного воздействия поля.

Заключение

Проведен аналитический расчет дифференциальных и интегральных характеристик мощности рассеяния на пленочной металлодиэлектрической структуре при воздействии мощного электромагнитного излучения. Установлены зависимости интегральных и дифференциальных характеристик мощности рассеяния от толщины пленочной проводящей структуры для различных значений удельной электропроводности пленки. С учетом сформулированных приближений найдены значения времени развития необратимых процессов в проводящей пленочной структуре.

Проведенные расчеты показывают, что при рассмотрении пробоя интегральных микросхем при воздействии мощных электромагнитных полей, наряду с антенным механизмом, необходимо рассматривать возможность их выхода из строя за счет непосредственного нагрева проводящих микроструктурных элементов.

Список литературы: 1. Борисов, Ю.И. Динамика радиоэлектроники. – М.: Техносфера, 2007. 400 с. 2. Кравченко, В.И. Молния. – Харьков: НТУ «ХПИ», 2010. – 292 с. 3. Григорьев Е.В., Борисов А.А. Старостенко В.В., Таран Е.П. Воздействие электромагнитных полей на интегральные микросхемы // Измерительная техника. – 1998. – № 4. – С.65-67. 4. Блудов, С.П., Гадецкий, Н.П., Кравцов, К.А., Ма-

гда, И.И. и др. Генерация мощного импульсного СВЧ излучения и его воздействие на электронные приборы // Физика плазмы. – 1994. – Т. 20, № 7,8. – С. 643-647. 5. Гольдштейн, Л.Д., Зернов, Н.В. Электромагнитные поля и волны. – М. : Сов. радио, 1971. – 662 с. 6. Кураев, А.А., Попкова, Т.Л., Синицын, А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. – Минск : Бестпринт, 2004. – 378 с. 7. Никольский, В.В., Никольская, Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М. : Наука, 1989. – 544 с. 8. Wunsch, D.C., Bell, R.R. Determination Of Threshold Failure Of Semiconductor Diodes And Transistors Due To Pulse Voltages // IEEE Trans. – 1968. – v.NS-15, № 6. – p.244-259.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского*

Поступила в редколлегию 13.11.2011