

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Неравновесный $1/f^\gamma$ -шум в проводящих пленках и контактах

Г.П. Жигальский

*Дан обзор результатов исследований неравновесного фликкер-шума ( $1/f^\gamma$ -шума) в проводящих пленках различных материалов и тонкопленочных контактах. Представлены методы исследований неравновесных фликкерных флуктуаций, позволяющие выделить неравновесный фликкер-шум (НФШ) из полной мощности шума. Проведена систематизация опубликованных результатов по НФШ в пленках металлов и сплавов, в резисторах на основе пленок Ni/Cr и нитрида тантала  $Ta_xN_y$  и в контактах. Показано, что в проводящих пленках существуют различные виды НФШ. Наблюдаются стационарный и нестационарный НФШ, что определяется условиями испытаний, внешними воздействиями и микроструктурой пленки. Дано обоснование метода неразрушающего контроля качества тонкопленочных проводников по измерениям  $1/f^\gamma$ -шума. Для большинства пассивных компонентов интегральных микросхем (тонкопленочные проводники, резистивные слои, контакты) уровень НФШ является наиболее информативным параметром качества по сравнению с равновесным фликкер-шумом.*

PACS numbers: 05.40.Ca, 72.70.+m, 73.50.Td, 85.40.Qx

## Содержание

1. Введение (465).
2. Краткие сведения о равновесном фликкер-шуме (466).
  - 2.1. Модель РФШ, связанная с флуктуациями подвижности носителей тока при рассеянии на фононах.
  - 2.2. Вакансионная модель РФШ.
  - 2.3. Температурная зависимость РФШ.
3. Общие сведения о неравновесном фликкер-шуме (468).
  - 3.1. Вольт-амперная характеристика пленочного образца.
  - 3.2. Токовая зависимость СПМ неравновесного фликкер-шума.
4. Методы экспериментальных исследований неравновесных фликкерных флуктуаций в проводящих пленках и контактах (470).
  - 4.1. Спектр напряжения сигнала-отклика пленочного образца при гармоническом тестовом воздействии.
  - 4.2. Метод измерения спектров амплитудных флуктуаций гармоник сигнала-отклика образца при гармоническом тестовом воздействии.
  - 4.3. Метод измерения флуктуаций напряжения постоянной составляющей сигнала-отклика образца при импульсном тестовом воздействии.
5. Результаты исследований неравновесного фликкер-шума в проводящих пленках (471).
  - 5.1. Неравновесный фликкер-шум в пленках металлов и сплавов, обусловленный генерацией избыточных вакансий.
  - 5.2. Электромиграционный  $1/f^2$ -шум.
  - 5.3. НФШ, обусловленный гетерогенными включениями.
6. Неравновесный фликкер-шум в тонкопленочных контактах (479).

- 6.1. Тестовые образцы для выделения фликкер-шума пленочных контактов при измерении на постоянном токе.
  - 6.2. Результаты исследований неравновесного фликкер-шума и нелинейности ВАХ пленочных контактов в резисторных структурах.
  7. Неравновесный фликкер-шум (НФШ), обусловленный термодинамической неравновесностью структуры пленки и внешними воздействиями (483).
    - 7.1. НФШ при естественном старении и отжиге металлических пленок.
    - 7.2. НФШ в металлических пленках, вызванный радиационным облучением.
    - 7.3. НФШ в проводниках, вызванный деформированием образца.
  8. Неразрушающий контроль качества пленочных проводников, резисторов и контактов методом измерения фликкер-шума (486).
    - 8.1. Прогнозирование электромиграционной стойкости тонких пленок по  $1/f$ -шуму.
    - 8.2. Контроль качества пленочных резисторов по  $1/f$ -шуму.
    - 8.3. Новые принципы фликкер-шумовой спектроскопии.
  9. Заключение (488).
- Список литературы (488).

## 1. Введение

Электрические флуктуации со спектром вида  $1/f^\gamma$  ( $\gamma$  — показатель формы спектра) изучаются в физических системах со времени опубликования первых работ Джонсона и Шоттки [1, 2]. За последние три-четыре десятилетия опубликовано много оригинальных статей и обзоров, посвященных  $1/f^\gamma$ -шуму в твердых телах, в частности, в металлических и резистивных пленках (см., например, [3–10]). Этот вид шума называют также *избыточным, фликкер-шумом* (ФШ) или  *$1/f$ -шумом*.

Обзор последних публикаций, посвященных  $1/f$ -шуму, проведен в работе [11], где рассмотрен ряд альтернативных моделей  $1/f$ -шума и приводятся некоторые данные, полученные в результате обработки временных

Г.П. Жигальский, Московский государственный институт электронной техники  
124527 Москва, Зеленоград, Российская Федерация  
Тел. (095) 532-99-24  
E-mail: genpal@zelmil.ru

Статья поступила 15 июня 2002 г.,  
после доработки 17 февраля 2003 г.

рядов шумовых сигналов с помощью вейвлет-анализа.

В настоящее время ряд исследователей считают, что фликкерные флуктуации в твердых телах имеют термодинамически равновесную природу, хотя, как известно, термодинамическое равновесие — это чистая абстракция, поскольку строго равновесных систем в природе не существует. Возникновение  $1/f^\gamma$ -флуктуаций в однородных материалах (металлические и резистивные слои, полупроводники и др.) связывают с флуктуациями проводимости (сопротивления) образца, существующими и в отсутствие протекания электрического тока через образец. Проходящий же ток только выявляет флуктуации не зависящей от тока части сопротивления образца. Поэтому применяемый иногда термин "токовый шум" [6] для равновесного фликкер-шума следует признать не совсем удачным.

Равновесность характера флуктуаций сопротивления была доказана Воссом и Кларком в прямых экспериментах по измерениям флуктуаций теплового шума пленок InSb и островковых пленок ниобия при отсутствии протекания тока через образец [10]. Эти флуктуации имели спектр вида  $1/f$  и обнаруживались при пропускании постоянного, синусоидального и импульсного токов. При всех способах измерения спектр  $1/f$ -шума был один и тот же. Данный результат указывает на то, что в упомянутых экспериментах ни постоянный, ни переменный ток не являются причиной  $1/f$ -шума, а обусловлен он равновесными флуктуациями сопротивления образца. Этот вид флуктуаций будем называть *равновесным фликкер-шумом* (РФШ) или равновесным  $1/f$ -шумом. Для этого вида флуктуаций спектральная плотность мощности (СПМ) квадратично зависит от тока, а показатель формы спектра  $\gamma$ , как правило, близок к единице.

Наряду с РФШ в проводящих пленках существует шум со спектром вида  $1/f^\gamma$ , возникновение которого связано непосредственно с прохождением тока через пленку [3] или с другими внешними воздействиями на пленочный образец (радиационное облучение, деформирование и др.). Этот вид шума будем называть *неравновесным фликкер-шумом* (НФШ) или *неравновесным  $1/f^\gamma$ -шумом*. Токвая зависимость СПМ этого вида шума может значительно отличаться от квадратичной, а показатель формы спектра  $\gamma$  может отличаться от единицы и часто принимает значения  $\gamma \geq 2$ .

В общем случае РФШ и НФШ присутствуют одновременно. И обычно при измерениях на постоянном токе наблюдают суммарный ФШ. Относительные вклады РФШ и НФШ в полную мощность фликкер-шума различны, что зависит от условий измерений (величины тока, температуры) и особенностей микроструктуры и состояния образца (размер зерен, наличие гетерогенных включений, механические напряжения и др.).

Несмотря на большое количество опубликованных работ, посвященных  $1/f$ -шуму в проводящих пленках, имеется ряд нерешенных вопросов, на которые в настоящее время нет однозначных ответов; в ряде случаев это связано с тем, что обычно при исследовании  $1/f$ -шума измеряется суммарная СПМ равновесного и неравновесного фликкер-шума, что затрудняет анализ полученных результатов. При низкой плотности тока НФШ часто маскируется равновесным фликкер-шумом, хотя при высокой плотности тока НФШ может стать преобладающим. Возможно, поэтому неравновесный  $1/f^\gamma$ -шум в проводящих пленках до настоящего времени остается

малоизученным. Вместе с тем во многих случаях только НФШ несет информацию о наличии дефектов и повреждений в кристаллической решетке металла или полупроводника и является информативным параметром качества различных материалов и надежности полупроводниковых приборов и интегральных микросхемах (ИМС). Именно по НФШ прогнозируют электромиграционную (ЭМ) стойкость тонкопленочных проводников [12–14].

За последние годы получены новые сведения о НФШ в проводящих пленках и контактах, что требует проведения анализа и систематизации опубликованных результатов. В настоящем обзоре впервые предпринята попытка проанализировать и обобщить теоретические и экспериментальные результаты по НФШ в пленках металлов и сплавов, а также в пленочных резисторах и контактах с целью выработки общих концепций по физическим механизмам возникновения НФШ в этих системах.

## 2. Краткие сведения о равновесном фликкер-шуме

Многие экспериментальные данные показывают, что РФШ в металлических пленках возникает из-за флуктуаций подвижности носителей тока. При этом существуют различные механизмы возникновения равновесного  $1/f$ -шума в металлах. Один из них связан с флуктуациями подвижности при рассеянии носителей на решетке [15–17] или на вакансиях [18], другой — с процессом генерации-аннигиляции числа квазиравновесных вакансий в пленочном образце [8]. Флуктуации числа квазиравновесных вакансий в металлической пленке в свою очередь приводят к флуктуациям подвижности носителей тока.

**2.1. Модель РФШ, связанная с флуктуациями подвижности носителей тока при рассеянии на фононах**  
Для описания  $1/f$ -шума в металлических пленках Хоуге и Хоппенбрауэрс в 1969 г. предложили эмпирическую формулу для относительной СПМ флуктуации напряжения  $V$  (или сопротивления  $R$  образца) [15], которая имеет вид

$$S(f) = \frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{\alpha_H}{N_0 f} \Gamma_{\Pi}^{-1}, \quad (2.1)$$

где  $\alpha_H$  — постоянная Хоуге,  $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$ ;  $N_0$  — число носителей заряда в образце, определяемое через концентрацию носителей  $n_c$  и эффективный объем образца  $V_{\text{эф}}$ ,

$$N_0 = n_c V_{\text{эф}}. \quad (2.2)$$

Однородные по структуре металлические пленки с малой концентрацией подвижных и стабильных дефектов имеют уровень  $1/f$ -шума, который определяется формулой Хоуге (2.1) при  $\alpha_H = 2 \times 10^{-3}$ .

Общепринята гипотеза, согласно которой  $1/f$ -шум, описываемый формулой Хоуге (2.1), возникает из-за флуктуаций подвижности носителей заряда при рассеянии на фононах. Экспериментальным подтверждением того, что  $1/f$ -шум обусловлен флуктуациями части решеточной подвижности  $\mu_b$ , является наблюдаемое снижение уровня  $1/f$ -шума в полупроводниках при уменьшении вклада рассеяния носителей на фононах в

общее сопротивление образца. В экспериментах это достигалось путем введения в полупроводниковый образец дополнительно стабильных примесей [16]. Наблюдаемый в таких образцах уровень  $1/f$ -шума можно вычислить по формуле (2.1), если в нее при оценке уровня шума вместо постоянной  $\alpha_H$  подставить параметр Хоуге  $\alpha$ , который определяется как [16, 17]

$$\alpha = \alpha_H \left( \frac{\mu}{\mu_b} \right)^2, \quad (2.3)$$

где  $\mu$  — результирующая подвижность, учитывающая рассеяние носителей на решетке и на дефектах. Каждый механизм рассеяния сам по себе определяет подвижность носителей тока: а) решеточную подвижность  $\mu_b$ ; б) подвижность  $\mu_{def}$ , связанную с рассеянием на дефектах. Если оба механизма рассеяния присутствуют одновременно, то для результирующей подвижности  $\mu$  справедливо выражение

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_b} + \frac{1}{\mu_{def}}. \quad (2.4)$$

Это есть правило Маттиссена. Основное допущение модели флуктуаций подвижности состоит в том, что флуктуирует только часть подвижности, обусловленная рассеянием на решетке (фононах). Поэтому

$$\delta\mu = \left( \frac{\mu}{\mu_b} \right)^2 \delta\mu_b, \quad (2.4a)$$

откуда следует выражение (2.3) для параметра  $\alpha$  [17]. При этом постоянная Хоуге в (2.1)  $\alpha_H = \alpha_b = 2 \times 10^{-3}$  связана с механизмом рассеяния на решетке. Для СПМ флуктуаций решеточной  $S_b$  и результирующей  $S_\mu$  подвижностей можно записать соотношения [17]

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{S_\mu}{\mu^2} = \frac{\alpha}{fN_0}, \quad \frac{S_b}{\mu_b^2} = \frac{\alpha_H}{fN_0}. \quad (2.5)$$

Параметр Хоуге  $\alpha$  был определен экспериментально для многих полупроводниковых материалов и металлов и находился в диапазоне значений  $10^{-8} < \alpha < 10^{-1}$  [8, 16].

Предполагается, что  $1/f$ -шум в решеточном рассеянии происходит из-за флуктуаций сечения рассеяния акустических фононов. Проведенные Мушей с соавторами эксперименты по рассеянию света на акустических фононах в кварце действительно показали, что интенсивность рассеянного света флуктуирует со спектром вида  $1/f$  [19]. Считается, что флуктуирует число акустических фононов в моде около их средней величины со спектром вида  $1/f$ . Однако в настоящее время не создана модель, которая давала бы аналитическое выражение для шума фононов с  $1/f$ -спектром.

## 2.2. Вакансионная модель РФШ

Вакансионный механизм равновесного  $1/f$ -шума, физическая модель которого развита в [8], связан с флуктуациями проводимости пленки из-за флуктуаций числа квазиравновесных вакансий, поскольку для их возникновения и миграции требуется относительно небольшая энергия. Возникновение этих флуктуаций не связано с прохождением тока через образец.

В тонких металлических пленках структура неоднородна. Имеются различные виды источников (стоков) вакансий, которые распределены неравномерно по объему пленки и в которых вакансии могут рождаться и исчезать. Причем внутренняя энергия образования вакансии различна для каждого вида источника. Это связано с тем, что для образования вакансии атому требуется осуществить разрыв различного числа связей в зависимости от его местоположения (на границе зерна, дислокации или выступа, на поверхности поры и т.д.) [20].

Кристаллическая структура реальной металлической пленки не находится в состоянии термодинамического равновесия. Имеющиеся в пленке различные дефекты повышают ее свободную энергию. Эти дефекты, являясь источниками и стоками вакансий, изменяют свое положение при испускании или поглощении вакансий: дислокации могут двигаться, поры расти. При отжиге пленки концентрация микродефектов уменьшается. После отжига пленки при более низких температурах может реализоваться ситуация, когда дефекты окажутся зафиксированными: они не могут перемещаться либо их перемещение происходит крайне медленно. В таком состоянии существует квазиравновесная концентрация вакансий для каждого источника [20]. Испускание или поглощение вакансии каким-либо источником не приводит к изменению свободной энергии пленки. В этом смысле состояние является квазиравновесным (или локально равновесным), а возникающий вследствие флуктуации числа вакансий фликкер-шум можно считать квазистационарным и квазиравновесным.

При изменении внешних условий (температуры, тока, механических напряжений и др.) пленка может перейти в неравновесное состояние, и  $1/f$ -флуктуации станут неравновесными. Этот вид неравновесного  $1/f$ -шума рассмотрен в разделе 7.

В состоянии термодинамического равновесия скорости рождения и исчезновения вакансий равны, так что средняя концентрация вакансий остается постоянной во времени. Время жизни вакансий в пленке  $\tau_v$  зависит от расстояния между стоками  $L_v$  и определяется соотношением [20]

$$\tau_v = \frac{L_v^2}{\pi^2 D_v}, \quad (2.6)$$

где  $D_v$  — коэффициент диффузии вакансий.

Набор постоянных времени  $\tau_v$  связан с распределением энергии активации для коэффициента диффузии вакансий  $D_v$  [20, 21] и с распределением расстояний  $L_v$  между стоками вакансий, которые являются случайными величинами в объеме пленки. Случайность энергии активации диффузии вакансий обусловлена многообразием структурных несовершенств. В реальных металлических пленках вследствие неоднородного распределения стоков в объеме существует большой набор времен релаксации, связанных с механизмом рождения и уничтожения вакансий, которым можно объяснить  $1/f$ -шум в широком диапазоне частот от минимальной частоты  $f_l$  до максимальной  $f_h$  [8, 22].

Считается, что при генерации равновесного  $1/f$ -шума рождение вакансий происходит за счет внутренней энергии кристалла по статистическим законам. В процессе участвуют дефекты с широким набором энергий

активации, что позволяет объяснить спектр вида  $1/f$  в широком диапазоне частот наложением многих релаксационных случайных процессов [23, 24]. В обзоре [8] приведены экспериментальные результаты для пленки Мо, показывающие наличие в ней широкого спектра энергий активации при формировании энергетического спектра  $1/f$ -шума: от минимальной частоты  $f_l \approx 4 \times 10^{-9}$  Гц до максимальной частоты  $f_h \approx 10^{10}$  Гц. Здесь также дано физическое обоснование появления в металлических пленках широкого спектра энергий активации для процессов рождения-уничтожения квазиравновесных вакансий и существования широкого набора времен релаксации, позволяющего объяснить  $1/f$ -шум в широкой полосе частот. При этом для вакансионного механизма  $1/f$ -шума в металлических пленках путем применения известного приема суммирования релаксационных процессов с различными постоянными времени [23, 24] в работах [8, 22] получено выражение для СПМ шума вида  $1/f$  в диапазоне частот от  $f_l$  до  $f_h$  как результат суперпозиции многих релаксационных процессов, связанных с рождением и гибелью квазиравновесных вакансий:

$$S_{V_0} = \frac{KU_0^2 \overline{\Delta n_{v_0}^2}}{f} = \frac{KU_0^2 n_{v_0}}{N_a f} B^2 \text{ Гц}^{-1}, \quad (2.7)$$

где  $K$  — константа для исследуемого пленочного образца;  $n_{v_0} = N_{v_0}/N_a$  — атомная концентрация квазиравновесных вакансий при температуре  $T$ . Здесь  $N_{v_0}$  и  $N_a$  — число квазиравновесных вакансий и атомов в образце соответственно.

При выводе формулы (2.7) предположено, что средний квадрат флуктуаций числа квазиравновесных вакансий в образце (дисперсия флуктуаций) равен их среднему числу  $N_{v_0}$  [23, 24]:

$$\overline{(\Delta N_{v_0})^2} = N_{v_0}.$$

Тогда дисперсия флуктуаций атомной концентрации квазиравновесных вакансий есть

$$\overline{\Delta n_{v_0}^2} = \frac{n_{v_0}}{N_a}.$$

Поскольку по закону Ома падение напряжения на пленочном образце есть

$$U_0 = RI_0,$$

где  $R$  — сопротивление образца,  $I_0$  — постоянный ток, то выражение (2.7) можно представить в виде

$$S_{v_0} = \frac{K_1 I_0^2 \overline{\Delta n_{v_0}^2}}{f} B^2 \text{ Гц}^{-1}. \quad (2.7a)$$

Здесь  $K_1$  — константа для исследуемого пленочного образца:  $K_1 = KR^2$ .

Как известно, атомная концентрация квазиравновесных вакансий  $n_{v_0}$  в (2.7) и (2.7a) определяется следующим образом [21]:

$$n_{v_0} = A_v \exp \left[ -\frac{E_v}{kT} \right], \quad (2.8)$$

где  $A_v$  — энтропийный множитель [21], который для пленок может значительно превышать единицу [8];  $E_v$  —

энергия активации образования вакансии;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Вакансионная модель  $1/f$ -шума подтверждена многими экспериментальными результатами по влиянию различных факторов на уровень  $1/f$ -шума: процессами отжига и старения пленок, характером зависимости СПМ  $1/f$ -шума от внутренних механических напряжений в пленках, от температуры, микроструктурой пленок и др. [8]. Важным аргументом в пользу вакансионного механизма  $1/f$ -шума в металлических пленках является взаимосвязь между уровнем  $1/f$ -шума и кубической нелинейностью ВАХ, найденная экспериментально и подтвержденная теоретически [25, 26]. Механизм рассеяния электронов на квазиравновесных вакансиях приводит к возникновению как кубической нелинейности ВАХ, так и равновесного  $1/f$ -шума. Указанные экспериментальные результаты подробно изложены в обзоре [8].

### 2.3. Температурная зависимость РФШ

Компонента РФШ, связанная с рассеянием на фононах, слабо зависит от температуры [15]. В этом случае температурная зависимость СПМ  $1/f$ -шума определяется в основном слабой зависимостью от температуры в (2.3) решеточной подвижности носителей тока  $\mu_b$ .

В то же время зависимость СПМ РФШ, обусловленного рождением и гибелью квазиравновесных вакансий, в соответствии с выражениями (2.7a) и (2.8) имеет активационную зависимость от температуры с энергией активации  $E_v$ , характерной для процесса образования вакансий на границах зерен, микропорах и других дефектах кристаллической решетки. Во многих экспериментах показано, что минимальная энергия активации  $E_v$  соответствует работе, необходимой для разрыва одной-двух связей в кристаллической решетке металла [8].

## 3. Общие сведения о неравновесном фликкер-шуме

### 3.1. Вольт-амперная характеристика пленочного образца

Сопротивление любого реального двухполюсника может быть представлено в виде

$$R(I_0, t) = R_0(t) + N(I_0, t), \quad (3.1)$$

где  $R_0(t)$  и  $N(I_0, t)$  — не зависящая и зависящая от постоянного тока  $I_0$  части сопротивления двухполюсника соответственно. Зависимость от времени  $t$  отражает процесс флуктуаций.

Зависящая от тока часть сопротивления двухполюсника  $N(I_0, t)$  может быть аппроксимирована различными способами. При токе  $I_0 = 0$  слагаемое  $N(I_0, t) = 0$ . При аппроксимации сопротивления  $R(I_0, t)$  степенным рядом [27, 28] с числом членов  $k + 1$  имеем

$$R(I_0, t) = R_0(t) + \sum_{n=1}^k R_n(t) I_0^n, \quad (3.2)$$

где  $R_n$  — коэффициенты при  $n$ -й степени тока ( $n = 0, 1, 2, \dots, k$ ).

Второе слагаемое в (3.2) представляет зависящую от тока  $I_0$  часть сопротивления  $R$ . Различные члены ряда (3.2) обусловлены различными механизмами переноса и рассеяния носителей тока. Такими механизмами могут

быть механизмы рассеяния на фонах и подвижных дефектах (вакансиях), дающие вклад в кубическую нелинейность вольт-амперной характеристики (ВАХ) [8], а также механизмы надбарьерной и туннельной эмиссий в дисперсных пленках [29, 30].

Поскольку коэффициенты ряда (3.2) выше нулевого ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) дают вклад в сопротивление двухполосника, а следовательно, и в его флуктуации только при токе  $I_0 > 0$ , то можно считать, что флуктуации этих коэффициентов связаны с неравновесными флуктуациями проводимости пленки, обусловленными прохождением тока через образец. Флуктуации же коэффициента  $R_0(t)$  дают равновесный  $1/f$ -шум.

При аппроксимации степенной функцией сопротивления проводящего образца представляется в виде [31]

$$R(I_0, t) = R_0(t) [1 + Z(t) I_0^{\beta-1}], \quad (3.3)$$

где  $Z(t)$  — параметр нелинейности ВАХ, а  $\beta$  — показатель формы нелинейности ВАХ.

В некоторых случаях (например, для целей производственного контроля качества электронных приборов и ИМС) аппроксимация степенной функцией (3.3) может оказаться более предпочтительной по сравнению с аппроксимацией степенным рядом (3.2) [31].

Вместе с тем при любой аппроксимации сопротивления  $R$  — в виде (3.2) или (3.3) — его ВАХ содержит линейную, дающую закон Ома, и нелинейную части и может быть представлена выражением

$$V(I, t) = R(I, t) I = R_0(t) I + N(I, t) I, \quad (3.4)$$

где  $V$  — падение напряжения на образце,  $I$  — ток через образец, который в общем случае содержит постоянную и переменную составляющие.

Первое слагаемое в (3.4) дает закон Ома, а слагаемое  $N(I, t) I$  определяет уровень нелинейности ВАХ, обусловленный всеми нелинейными членами в соответствии с принятым видом аппроксимации, (3.2) или (3.3), и выражающийся в омах. Уровень нелинейности ВАХ можно выразить также в относительных единицах

$$K_N = \frac{N(I)}{R_0}, \quad (3.4a)$$

где  $K_N$  — безразмерный коэффициент нелинейности ВАХ,  $N(I)$  и  $R_0$  — усредненные по времени коэффициенты ВАХ (3.4). При этом условие низкого уровня нелинейности ВАХ может быть представлено в виде [31]

$$N(I) \ll R_0 \quad (3.5)$$

или для безразмерного коэффициента нелинейности  $K_N$  (3.4a) в виде

$$K_N = \frac{N(I)}{R_0} \ll 1. \quad (3.5a)$$

Заметим, что в отличие от ранее введенных Кирби [32] и в обзоре [8] коэффициентов нелинейности ВАХ, которые определяются через отношение амплитуды сигнала-отклика третьей гармоники  $U_3$  (или второй гармоники  $U_2$ ) к амплитуде сигнала основной частоты  $U_1$  (при гармоническом тестовом воздействии на образец) и

которые характеризуют кубическую (или квадратичную) нелинейность ВАХ, введенные здесь соотношениями (3.4) и (3.4a) коэффициенты нелинейности  $N(I)$  и  $K_N = N(I)/R_0$  определяют уровень полной нелинейности ВАХ, обусловленный всеми ее нелинейными членами.

### 3.2. Токовая зависимость СПМ неравновесного фликкер-шума

При отсутствии корреляции между зависящей и не зависящей от тока частями сопротивления  $R$  в (3.1) спектральная плотность (СП) фликкерных флуктуаций напряжения  $V$  на двухполоснике  $S_V(f)$  при задании через него постоянного тока  $I_0$  в общем случае определяется выражением

$$S_V(I_0, f) = S_{RL}(f) I_0^2 + S_{RN}(I_0, f) I_0^2, \quad (3.6)$$

где  $S_{RL}(f)$  и  $S_{RN}(I_0, f)$  — СП флуктуаций не зависящей и зависящей от тока частей сопротивления двухполосника  $R$  соответственно.

Первое слагаемое в выражении (3.6) для спектральной плотности флуктуаций напряжения  $V$  на двухполоснике определяется равновесными (линейными) флуктуациями сопротивления, а второе — неравновесными (нелинейными) флуктуациями.

В случае измерения СПМ  $1/f$ -шума двухполосника при задании постоянного тока  $I_0$  составляющие СПМ в (3.6) измеряются одновременно, что не позволяет определить вклад в уровень  $1/f$ -шума каждого из членов ВАХ в отдельности и выделить НФШ из полной мощности фликкер-шума  $S_V(I_0, f)$ . При малом токе  $I_0$  неравновесный  $1/f$ -шум во многих случаях маскируется равновесным (для качественных металлических пленок обычно это имеет место при плотности тока  $j_0 \leq 10^6$  А см<sup>-2</sup>).

Для элемента со слабой нелинейностью, каким является металлическая пленка, члены степенного ряда (3.2) быстро убывают с номером  $n$ , причем для обычных рабочих токов справедливо соотношение

$$\overline{R_0} \gg \overline{R_n} \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

(здесь  $\overline{R_0}$ ,  $\overline{R_n}$  — усредненные по времени значения коэффициентов  $R_0(t)$ ,  $R_n(t)$ ). Это условие позволяет в наиболее важных для практики случаях ограничиться тремя членами в разложении (3.2). Тогда для ВАХ справедливо выражение

$$V(t) = R_0(t) I_0 + R_1(t) I_0^2 + R_2(t) I_0^3. \quad (3.7)$$

В этом случае флуктуации напряжения  $V$  на пленочном образце при протекании постоянного тока  $I_0$  определяются следующим образом:

$$\Delta V(t) = \Delta R_0(t) I_0 + \Delta R_1(t) I_0^2 + \Delta R_2(t) I_0^3, \quad (3.8)$$

где  $\Delta V(t) = V(t) - \overline{V}$  ( $\overline{V}$  — усредненное по времени падение напряжения на пленочном образце),  $\Delta R_n(t) = R_n(t) - \overline{R_n}$  ( $n = 0, 1, 2$ ).

Если флуктуации коэффициентов  $R_0(t)$ ,  $R_1(t)$  и  $R_2(t)$  в (3.7) некоррелированы, то СПМ шума при заданном постоянном токе  $I_0$  выражается в виде

$$S_V(I_0, f) = S_{R_0}(f) I_0^2 + S_{R_1}(f) I_0^4 + S_{R_2}(f) I_0^6, \quad (3.9)$$

где  $S_{R_0}$ ,  $S_{R_1}$ ,  $S_{R_2}$  — СП флуктуаций коэффициентов  $R_0$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  в разложении (3.2) и в выражении ВАХ (3.7).

При наличии корреляции между флуктуациями коэффициентов  $R_n(t)$  в зависимости  $S_V(I_0, f)$  дополнительно появляются кубический член и член пятой степени от тока. Так, при наличии корреляции между коэффициентами  $\Delta R_0(t)$  и  $\Delta R_1(t)$  в (3.7) в выражении для СПМ шума (3.9) появляется член с кубической зависимостью от тока в виде

$$S_V(I_0) \propto \overline{\Delta R_0(t) \Delta R_1(t)} I_0^3$$

(черта сверху означает усреднение по времени). Кубическая зависимость СПМ шума от тока действительно наблюдалась Нери [14] в пленках Al для электромигранционного  $1/f^2$ -шума.

Таким образом, неравновесные флуктуации проводимости приводят к отклонению токовой зависимости СПМ  $1/f$ -шума от квадратичной, что особенно должно проявляться при больших токах. При малых токах будет наблюдаться только РФШ, определяемый первым слагаемым в выражении (3.9).

#### 4. Методы экспериментальных исследований неравновесных фликкерных флуктуаций в проводящих пленках и контактах

Для выделения НФШ из полной мощности ФШ можно использовать два известных метода измерений. В основу методов положено возбуждение исследуемого пленочного образца сигналами различной формы [27, 31, 33, 34]. Далее дается краткий анализ этих методов.

##### 4.1. Спектр напряжения сигнала-отклика пленочного образца при гармоническом тестовом воздействии

При протекании через пленочный образец синусоидального тока  $I_1 \sin(\omega_1 t)$  с амплитудой  $I_1$  и частотой  $f_1$  (угловая частота  $\omega_1 = 2\pi f_1$ ) в спектре напряжения  $U(t)$  на нелинейном пленочном образце появляются гармоники сигнала-отклика. Для напряжения  $U(t) = R(I_1, t) I_1 \sin(\omega_1 t)$  с учетом (3.2) можно записать [27]

$$U(t) = U_0(t) + \sum_{n=1}^k U_n(t) \sin(n\omega_1 t), \quad (4.1)$$

где  $U_0(t)$  — напряжение постоянной составляющей (нулевая гармоника),  $U_n(t)$  — амплитуда напряжения  $n$ -й гармоники;  $U_0(t)$  и  $U_n(t)$  являются случайными функциями времени вследствие флуктуаций коэффициентов  $R_n(t)$  в (3.2).

Для образца со слабой нелинейностью, каким является металлическая пленка или пленочные контакты, достаточно ограничиться тремя первыми членами в разложении (4.1). В этом случае амплитуды гармоник — нулевой (постоянной составляющей)  $U_0$ , второй  $U_2$  и третьей  $U_3$  — определяются через коэффициенты ряда (3.2) следующими соотношениями [27]:

$$U_0(t) = 0,5R_1(t) I_1^2, \quad (4.2)$$

$$U_2(t) = 0,5R_1(t) I_1^2, \quad (4.3)$$

$$U_3(t) = 0,25R_2(t) I_1^3, \quad (4.4)$$

а для напряжения основной частоты на образце справедливо выражение

$$U_1(t) = R_0(t) I_1 + 0,75R_2(t) I_1^3 \approx R_0(t) I_1. \quad (4.5)$$

Слагаемое с коэффициентом  $R_2$  дает незначительный вклад в амплитуду  $U_1$ . Так называемый  $1/\Delta f$ -шум образца как случайная модуляция амплитуды синусоидального тестового сигнала, исследованный в работах [35–38], возникает вследствие флуктуаций линейной части сопротивления  $R_0(t)$  и связан с равновесными флуктуациями проводимости. В то же время флуктуации коэффициентов  $R_1$  и  $R_2$  (квадратичного и кубического членов ВАХ) приводят к модуляции шумом нулевой, второй и третьей гармоник сигнала-отклика и дают НФШ. Как видно из выражений (4.2)–(4.4), нулевая и вторая гармоники обусловлены квадратичной нелинейностью ВАХ и пропорциональны  $I_1^2$ , а третья гармоника, обусловленная кубической нелинейностью ВАХ, пропорциональна  $I_1^3$ .

##### 4.2. Метод измерения спектров амплитудных флуктуаций гармоник сигнала-отклика образца при гармоническом тестовом воздействии

Методы экспериментального исследования амплитудных флуктуаций синусоидальных сигналов подробно описаны в монографии [39]. При исследовании НФШ обычно измеряют спектральные плотности амплитудных флуктуаций третьей  $U_3(t)$ , второй  $U_2(t)$  или нулевой (постоянной составляющей)  $U_0(t)$  гармоник [27, 33].

Спектр амплитудных флуктуаций гармоник измеряется после детектирования сигналов второй или третьей гармоник. Заметим, что до детектирования спектр сигнала для каждой из гармоник является дискретным с симметричным пьедесталом около линии, обусловленным флуктуациям ее амплитуды [39]. После детектирования гармонического сигнала, обладающего амплитудными флуктуациями (случайной амплитудной модуляцией), имеет место сплошной спектр  $1/f^\alpha$ -шума, сосредоточенный около нулевой частоты [39].

Дадим краткое описание прибора, предназначенного для измерения энергетических спектров амплитудных флуктуаций синусоидальных сигналов [39], а также для измерения спектров амплитудных флуктуаций гармоник сигнала-отклика, с помощью которого в [26, 33] был исследован НФШ в пленках молибдена.

Измерительный прибор состоит из следующих блоков.

1. Генератор синусоидальных сигналов с очень низким содержанием гармоник (менее  $-150$  дБ), с которого напряжение первой гармоники (основной частоты) подается на исследуемый пленочный образец. С целью подавления в тестовом сигнале высших гармоник обычно после стандартного генератора синусоидальных сигналов включают фильтр нижних частот, уже после которого сигнал поступает на исследуемый образец. Частота тестового сигнала в [27, 33] выбрана равной  $f_1 = 10$  кГц.

2. Селективный усилитель, предназначенный для выделения сигнала основной частоты  $f_1$  при исследовании  $1/\Delta f$ -шума [35–38].

3. Высокочувствительные селективные усилители при исследовании НФШ, предназначенные для выделения и усиления сигнала-отклика второй ( $2f_1$ ) и третьей ( $3f_1$ )

гармоник (или усилитель напряжения постоянной составляющей при исследовании флуктуаций нулевой гармоники) [33], возникающих вследствие нелинейности ВАХ образца. Для подавления напряжения первой гармоники в спектре сигнала-отклика образца перед селективными усилителями второй и третьей гармоник включаются фильтры верхних частот.

4. Амплитудный детектор, который детектирует сигнал основной частоты  $f_1$  и сигналы-отклики второй и третьей гармоник. Последние промодулированы по амплитуде неравновесным фликкер-шумом.

5. За детектором следуют фильтры нижних частот (ФНЧ) с высоким подавлением сигналов частот  $f_1$ ,  $2f_1$  и  $3f_1$ , т.е. пропускающие только низкие (по сравнению с  $f_1$ ,  $2f_1$  и  $3f_1$ ) частоты. Поэтому осцилляционные сигналы на выходе фильтров нижних частот будут отсутствовать.

6. Высокочувствительный низкочастотный усилитель, включенный за ФНЧ, после которого исследуемый НФШ подается на анализатор спектра или обрабатывается с помощью ЭВМ.

По результатам измерений СП флуктуаций амплитуд нулевой, второй и третьей гармоник  $S_{U_n}(f)$  ( $n = 0, 2, 3$ ) можно определить СП флуктуаций коэффициентов  $R_1(t)$ ,  $R_2(t)$  и  $R_3(t)$  в разложении (3.2) для сопротивления пленки в соответствии с выражениями (4.2)–(4.4). Из СП флуктуаций амплитуд гармоник можно вычислить СП глубины шумовой амплитудной модуляции гармоник сигнала-отклика  $m_0(f)$ ,  $m_2(f)$  и  $m_3(f)$  по формуле [39]

$$m_n(f) = \frac{S_{U_n}(f)}{U_n^2 K_{\text{det}}^2} = \frac{S_{R_n}(f)}{R_n^2} \quad (n = 0, 2, 3), \quad (4.6)$$

где  $U_n$  — амплитуда  $n$ -й гармоники,  $K_{\text{det}}$  — коэффициент передачи детектора.

Спектральные плотности флуктуаций  $S_{R_n}(f)$  для коэффициентов  $R_n(t)$  могут быть вычислены в соответствии с выражениями (4.2)–(4.4).

#### 4.3. Метод измерения флуктуаций напряжения постоянной составляющей сигнала-отклика образца при импульсном тестовом воздействии

Метод основан на возбуждении исследуемого образца, имеющего нелинейную ВАХ, последовательностью прямоугольных импульсов тока с постоянной амплитудой и нулевым средним значением. Вследствие детектирования импульсов на образце возникает напряжение постоянной составляющей (НПС)  $U_C$ .

Структурная схема простейшего измерительного устройства, позволяющего измерить НПС и спектральную плотность ее флуктуаций, приведена на рис. 1 [31]. На исследуемый образец  $R$  подается тестовый сигнал в виде центрированных импульсов тока (двухполярных импульсов тока), которые создаются на образце при подаче импульсов с генератора ( $I$ ) через разделительный конденсатор емкостью  $C$ . Напряжение постоянной составляющей  $U_C$ , возникающее вследствие детектирования импульсов тока на образце  $R$  с нелинейной ВАХ, выделяется фильтром нижних частот (2) и измеряется вольтметром (3), а его амплитудные флуктуации измеряются с помощью анализатора спектра (4) или обрабатываются ЭВМ [31, 40]. (Заметим, что в случае постоянного не зависящего от тока сопротивления  $R$  напряжение  $U_C = 0$ .) Таким способом НФШ образца  $R$  (см. рис. 1) выделяется из полной мощности  $1/f$ -шума.

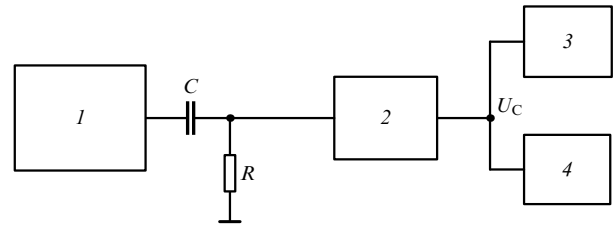


Рис. 1. Структурная схема стенда для измерения напряжения постоянной составляющей  $U_C$  и спектральной плотности ее флуктуаций [31]:  $R$  — исследуемый образец;  $I$  — генератор импульсов тока; 2 — фильтр нижних частот; 3 — вольтметр; 4 — анализатор спектра.

Для обоснования метода измерения параметров нелинейности ВАХ и неравновесного фликкер-шума при импульсном тестовом воздействии на образец приведем некоторые соотношения из работ [31, 40].

Чтобы избежать перегрева образца за счет джоулева тепла при больших импульсных токах, скважность импульсного сигнала  $Q$  выбирается из условия

$$Q = \frac{T}{t_{\text{imp}}} \gg 2, \quad (4.7)$$

где  $T$  — период следования импульсов, а  $t_{\text{imp}}$  — длительность импульсов тока.

Рассматривается безынерционное приближение, условие которого предполагает отсутствие зависимости НПС  $U_C$  от периода следования импульсов тока с амплитудой  $I_{\text{imp}}$ .

Как показывают расчеты [31, 40], при выполнении ограничений (3.5) и (4.7) уровень нелинейности ВАХ в выражении (3.4) оказывается пропорциональным напряжению постоянной составляющей  $U_C(I_{\text{imp}}, t)$ , так что

$$N(I, t)I \cong \frac{Q^3}{(Q-2)(Q-1)} U_C(I_{\text{imp}}, t). \quad (4.8)$$

При скважности  $Q = 12$ , рекомендованной в [31, 40] для практических применений, из выражения (4.8) для нелинейной части ВАХ (3.4) имеем

$$N(I, t)I \cong 12U_C(I_{\text{imp}}, t). \quad (4.8a)$$

При этом СПМ неравновесного фликкер-шума  $S_{VN}(f)$  связана со СП флуктуаций НПС  $S_C(f)$  выражением

$$S_{VN}(f) \cong \left[ \frac{Q^3}{(Q-2)(Q-1)} \right]^2 S_C(f). \quad (4.9)$$

На основе соотношений (4.8), (4.9) можно определить уровень нелинейности ВАХ и вычислить неравновесную составляющую СПМ фликкер-шума.

## 5. Результаты исследований неравновесного фликкер-шума в проводящих пленках

Проведем анализ опубликованных результатов экспериментальных исследований по НФШ в пленках металлов и сплавов с различными физическими механизмами его возникновения. Анализ результатов исследований показывает, что для некоторых видов НФШ наблюдаются

значения показателя  $\gamma \geq 2$ , хотя для других видов НФШ показатель  $\gamma$  близок к единице.

### 5.1. Неравновесный фликкер-шум в пленках металлов и сплавов, обусловленный генерацией избыточных вакансий

В пленках металлов и сплавов при достаточно больших плотностях тока через образец наблюдаются отклонения в токовой зависимости СПМ шума от квадратичного закона, если даже исключить эффект изменения сопротивления пленочного образца за счет джоулева нагрева. Объясняется это появлением НФШ, связанного с флуктуациями сопротивления пленочного образца вследствие флуктуаций числа избыточных вакансий в образце, генерируемых при его токовом нагреве. Этот вид НФШ является стационарным или квазистационарным шумом.

**5.1.1. Теоретический анализ.** Вклад вакансий в удельное сопротивление пленки  $\rho_v$  определяется как [41]

$$\rho_v = A_1 n_v(t) = \frac{A_1 N_v(t)}{N_a}, \quad (5.1)$$

где  $A_1$  — константа для разных металлов (для алюминия  $A_1 = 220$  мкОм см [41]).

В случае равновесного  $1/f$ -шума, имеющего вакансионную природу, для СПМ шума справедливо выражение (2.7а). С увеличением тока через образец повышается температура пленки, что приводит к возрастанию количества вакансий в пленке в соответствии с выражением (2.8). Можно допустить, что когда количество дополнительно генерируемых вакансий в пленке из-за ее перегрева станет выше их равновесного количества, соответствующего комнатной температуре, неравновесный  $1/f$ -шум будет преобладать над равновесным. В работах [28, 42] проведена оценка величины тока, при котором концентрация генерируемых избыточных вакансий в металлической пленке из-за джоулева нагрева становится равной их равновесной концентрации. Приведем здесь эти результаты.

Превышение температуры пленки  $T$  на величину  $\Delta T$  по сравнению с комнатной температурой  $T_0$  определяется через усредненное по времени электрическое сопротивление образца  $\bar{R}$  и тепловое сопротивление  $R_T$  выражением [43]

$$\Delta T = T - T_0 = R_T \bar{R} I_0^2. \quad (5.2)$$

Тогда для концентрации вакансий в образце имеем

$$n_v = A_v \exp \left[ -\frac{E_v}{k(T_0 + \Delta T)} \right]. \quad (5.3)$$

При условии  $\Delta T \ll T_0$  из (5.3) получаем

$$n_v \approx n_{v0} \exp \left( \frac{E_v \Delta T}{k T_0^2} \right), \quad (5.4)$$

где  $n_{v0}$  — квазиравновесная концентрация вакансий при комнатной температуре:

$$n_{v0} = A_v \exp \left[ -\frac{E_v}{k T_0} \right]. \quad (5.5)$$

После разложения экспоненты в выражении (5.4) в ряд Тейлора с учетом  $E_v \Delta T / (k T_0^2) \ll 1$  и подстановки в

него значения  $\Delta T$  из соотношения (5.2) легко получить выражение для концентрации вакансий в пленке при ее токовом нагреве [28]

$$n_v \approx n_{v0} \left( 1 + 2B I_0^2 + \frac{B^2 I_0^4}{2} + \dots \right), \quad (5.6)$$

где  $B = E_v \bar{R} R_T / (k T_0^2)$  — постоянный коэффициент.

В предположении, что средний квадрат флуктуаций числа вакансий в образце (дисперсия флуктуаций)  $(\Delta N_v)^2 = N_v$ , т.е. равен их среднему числу  $N_v$  [21], и с учетом того, что в этом случае дисперсия флуктуаций атомной концентрации квазиравновесных вакансий  $\overline{\Delta n_{v0}^2} = n_{v0} / N_a$ , в [28] получено выражение для дисперсии флуктуаций атомной концентрации вакансий при токовом нагреве пленочного образца. При этом из (5.6), ограничившись первыми тремя членами разложения, получаем

$$\overline{\Delta n_v^2} \approx \left( \frac{n_{v0}}{N_a} \right) (1 + 2B I_0^2 + 2B^2 I_0^4). \quad (5.7)$$

Выражения (2.7а) и (5.7) определяют СПМ  $1/f$ -шума  $S_V(f)$  при заданном токе  $I_0$ , так что

$$S_V = K I_0^2 \left( \frac{n_{v0}}{N_a} \right) \frac{1 + 2B I_0^2 + 2B^2 I_0^4}{f}. \quad (5.8)$$

Первое слагаемое в выражении (5.8)  $K_1 I_0^2 (n_{v0} / N_a)$  связано с флуктуациями числа равновесных вакансий в образце и дает обычную квадратичную зависимость СПМ шума от тока, характерную для равновесного фликкер-шума. Другие слагаемые в (5.8) определяют НФШ. Второе слагаемое дает зависимость  $S_V \sim I_0^4$ . При токе  $I_0 = (2B)^{-0.5}$  концентрация дополнительно генерируемых вакансий в пленке из-за джоулева нагрева становится приблизительно равной их равновесной концентрации. А при токе  $I_0 > (2B)^{-0.5}$  второе слагаемое в (5.8) станет больше первого, и НФШ превышает РФШ.

**5.1.2. Некоторые экспериментальные результаты.** На рисунке 2 представлены зависимости СПМ  $1/f$ -шума от постоянного тока для пленки хрома толщиной  $h = 160$  нм, шириной  $b = 0,37$  мм с повышенной концентрацией вакансий [28]. Вакансионный механизм  $1/f$ -шума в исследованных пленках подтверждается активационной зависимостью СПМ шума от температуры с энергией активации  $E_v = 0,6$  эВ (на частоте 35 Гц). При этом уровень наблюдаемого  $1/f$ -шума на четыре-пять порядков величины больше, чем дает выражение (2.1) (концентрация носителей при расчете в [28] принята равной  $n_c = 1,7 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>).

Зависимости на рис. 2 подчиняются закону  $S_V \sim I^n$  с переменным показателем  $n$ . Как показывает анализ, при плотности тока  $j < 3 \times 10^3$  А см<sup>-2</sup> показатель  $n$  близок к величине  $n \approx 2,0$ , а при токе  $j > 10^4$  А см<sup>-2</sup> достигает значения  $n \approx 4,0$ . При малых токах проявляется РФШ, обусловленный флуктуациями числа квазиравновесных вакансий в образце. С увеличением тока повышается температура пленки, что приводит к возрастанию в ней количества вакансий в соответствии с выражением (5.4). Когда количество дополнительно генерируемых вакансий в пленке из-за ее перегрева станет выше их равновесного числа, соответствующего комнатной температуре, НФШ начнет превышать РФШ.



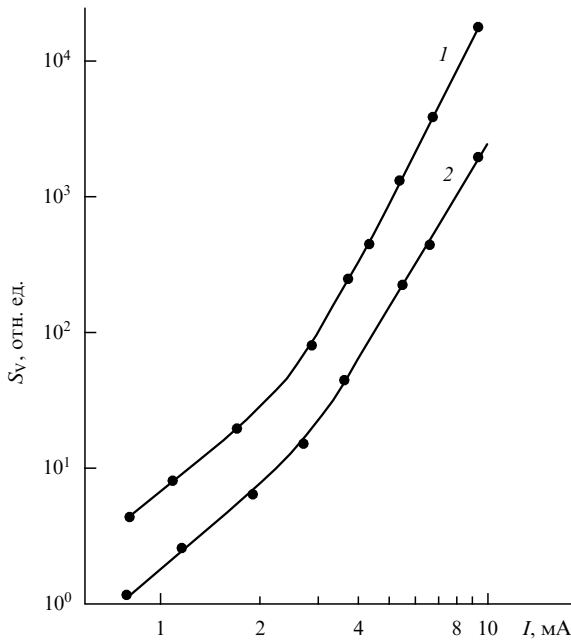


Рис. 2. Зависимости СПМ  $1/f$ -шума от тока для пленки хрома толщиной 160 нм и шириной 0,37 мм [28]: кривая 1 —  $f = 2$  Гц; кривая 2 —  $f = 5$  Гц.

В работе [28] произведена оценка величины тока  $I_m = (2B)^{-0,5}$  для исследуемых пленок хрома, при котором концентрация дополнительно генерируемых избыточных вакансий будет равна равновесной. При принятых численных значениях величин для исследуемого образца  $E_v = 0,6$  эВ,  $RR_T = 4 \times 10^5$  Ом К Вт $^{-1}$ ,  $T = 300$  К получено  $I_m = 4$  мА и  $j_m = 7 \times 10^3$  А см $^{-2}$ , что совпадает с величиной тока, при котором наблюдается изменение в наклоне экспериментальных кривых на рис. 2.

Зависимости СПМ  $1/f$ -шума от тока, аналогичные рис. 2 для хрома, наблюдались в работе [13] для тонкопленочных слоев из сплава Ni/Cr с сопротивлением 500–4000 Ом, а также в работе [44] для пленок сплава Al/Cu (20 % вес. Cu), осажденных на окисленных кремниевых подложках методом термического испарения в вакууме (длина пленочного образца  $l = 1,3$  мм, ширина  $b = 20$  мкм, толщина  $h = 300$  нм). В последней работе токовая зависимость СПМ  $1/f$ -шума была близка к квадратичной при плотности тока  $j_0 \leq 2,1 \times 10^6$  А см $^{-2}$  и приблизительно подчинялась закону  $\propto j_0^4$  при плотности тока  $j_0 = (2,1-3,2) \times 10^6$  А см $^{-2}$ . Показатель формы спектра  $\gamma$  изменялся в диапазоне  $\gamma = 1,07-1,22(\pm 0,05)$ .

На рисунке 3 приведена токовая зависимость СПМ  $1/f$ -шума для пленок сплава Ni/Cr [13]. Имеет место степенная зависимость СПМ  $1/f$ -шума от тока, так что  $S_v \propto I_0^n$ , причем показатель степени  $n \approx 2$  при токе  $I_0 < 1,75$  мА и достигает значения  $n = 3,5-4,5$  при более высоких токах. Показатель  $\gamma$  для этих пленок при температуре  $T = 300$  К в диапазоне токов  $I_0 = 0,5-3$  мА оставался постоянным и равным  $\gamma = 1,3$ .

При повышенных токах для пленок сплава Ni/Cr в [13] наблюдались активационные зависимости СПМ  $1/f$ -шума от температуры, которые в координатах Аррениуса представляются прямыми линиями (рис. 4), что подтверждает вакансионный механизм  $1/f$ -шума в исследуемых пленках.

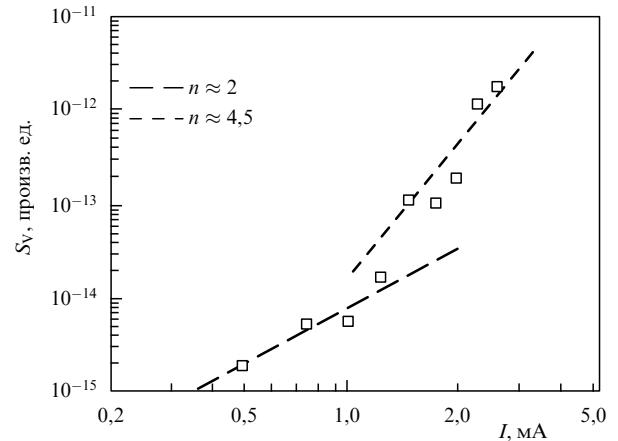


Рис. 3. Зависимость СПМ  $1/f$ -шума пленки сплава Ni/Cr от постоянного тока; сопротивление пленки  $R = 500$  Ом,  $T = 300$  К [13].

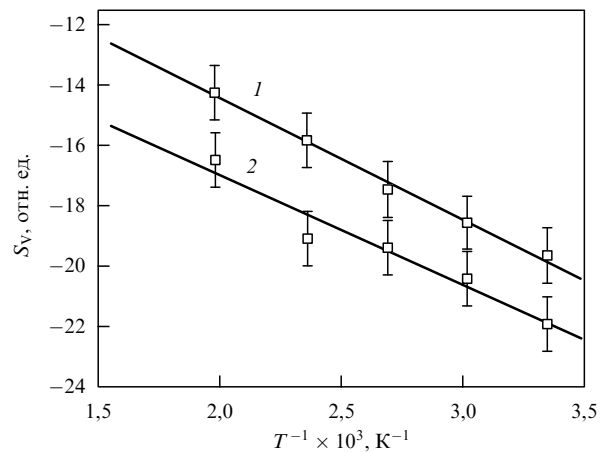


Рис. 4. Температурные зависимости СПМ  $1/f$ -шума пленок сплава Ni/Cr при разных токах в координатах Аррениуса [13]: линия 1 —  $I_0 = 3$  мА; линия 2 —  $I_0 = 2$  мА.

дованных пленках. Найденные из экспериментов энергии активации составляют:  $E_a = 0,34$  эВ для тока  $I_0 = 3$  мА и  $E_a = 0,31$  эВ для тока  $I_0 = 2$  мА.

Таким образом, приведенные данные по  $1/f$ -шуму в пленках Cr, сплавов Ni/Cr и Al/Cu подтверждают проявление в них вакансионного механизма НФШ при высокой плотности тока, который обусловлен генерацией избыточных вакансий вследствие джоулевого нагрева образца. При этом СПМ НФШ имеет активационную зависимость от температуры, а зависимость СПМ шума от тока в виде  $S_v \propto j_0^4$  связана с проявлением вклада члена  $2BI_0^2$  в выражении (5.8) при высоких токах. Для этого вида НФШ показатель формы спектра  $\gamma$  близок к единице:  $\gamma \approx 1-1,3$  [13, 28, 44].

### 5.1.3. НФШ, вызванный локальными перегревами пленки.

В металлических пленках с неоднородной кристаллической структурой или с неоднородным распределением дефектов и примесей, которые приводят к неоднородности удельного поверхностного сопротивления пленки, проявляются неравновесные флуктуации проводимости, вызванные локальными перегревами вследствие появления в пленке областей с повышенной плотностью тока. При нагреве таких областей выше определенной темпе-

ратуры происходит интенсивная генерация подвижных дефектов решетки (главным образом вакансий), что и приводит к возникновению НФШ при высоких плотностях тока ( $j_0 > 10^6$  А см<sup>-2</sup>) и к появлению зависимости СПМ шума от тока в виде  $S_V \propto I_0^4$  в соответствии с выражением (5.8).

Подобный механизм НФШ наблюдали в металлических пленках, поврежденных в результате электромиграции (ЭМ) [28]. На рисунке 5 приведены зависимости относительной СП флуктуаций сопротивления пленки сплава Al/Cu от квадрата плотности постоянного тока: кривая 1 — для поврежденного в результате ЭМ пленочного образца; кривая 2 — для свежизготовленного неповрежденного образца. Как видно из рис. 5, для неповрежденного образца при токах  $j_0 < 2$  МА см<sup>-2</sup> относительная СП флуктуаций сопротивления практически остается неизменной с возрастанием тока. Это означает, что СПМ  $1/f$ -шума  $S_V \propto I_0^2$ . Неповрежденные пленки обладают низким уровнем  $1/f$ -шума со значением параметра Хоуге  $\alpha = 8 \times 10^{-3}$ , вычисленным на основе соотношения (2.5) при принятой в нем концентрации носителей  $n_c = 1,8 \times 10^{23}$  см<sup>-3</sup> [28]. В неповрежденных пленках сплава Al/Cu при плотности тока  $j_0 < 2,2 \times 10^6$  А см<sup>-2</sup> НФШ не наблюдался как при комнатной  $T = 297$  К, так и при высокой температуре  $T = 523$  К [28]. В то же время для поврежденного образца при токах  $j_0 > 1$  МА см<sup>-2</sup> относительная СП флуктуаций сопротивления изменяется с током как  $I_0^2$  (кривая 1 на рис. 5), означая, что СПМ шума  $S_V \propto I_0^4$ . То есть в поврежденном в результате ЭМ пленочном образце наблюдается НФШ вследствие генерации избыточных вакансий, вызванной локальными перегревами пленки.

В пленках металлов с высокой концентрацией стабильных дефектов и низкой концентрацией подвижных дефектов при малой плотности тока наблюдается равновесный  $1/f$ -шум, уровень которого значительно ниже уровня, определяемого формулой Хоуге (2.1). Это объясняется уменьшением параметра  $\alpha$  в (2.3) вследствие уменьшения результирующей подвижности  $\mu$  в (2.4) из-за наличия в пленке стабильных дефектов. Такой вид  $1/f$ -шума наблюдали в пленках хрома [45]. Пленки для этих экспериментов осаждались на подложки из окисленного кремния методом термического испарения в атмосфере азота. Вследствие высокого содержания примесей

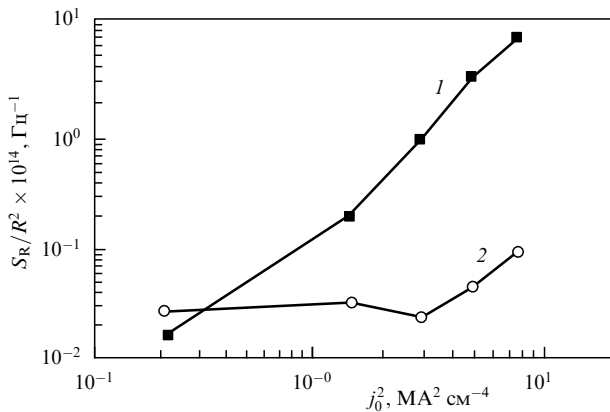


Рис. 5. Зависимости относительной СП флуктуаций сопротивления пленки сплава Al/Cu от квадрата плотности постоянного тока [28]: кривая 1 — для поврежденного в результате электромиграции образца; кривая 2 — для неповрежденного образца.

азота удельное сопротивление пленок  $\rho_f$  значительно превышало удельное сопротивление массивного хрома  $\rho_0$ , так что  $\rho_f \approx 10\rho_0$ .

Зависимость СПМ  $1/f$ -шума от квадрата плотности постоянного тока для этих пленок приведена на рис. 6 (кривая 1). Здесь же приведены результаты расчета по формуле Хоуге (2.1) с принятым значением параметра  $\alpha_H = 10^{-3}$  (кривая 2). При плотности тока  $j_0 \leq 5 \times 10^5$  А см<sup>-2</sup>  $1/f$ -шум не превышает уровень теплового и примерно на два порядка величины меньше уровня, определяемого формулой (2.1), что согласуется с (2.3) при уменьшении результирующей подвижности  $\mu$  согласно соотношению (2.4) примерно в 10 раз вследствие дополнительного рассеяния электронов на стабильных дефектах.

Однако с возрастанием плотности тока до значений  $j_0 > 5 \times 10^5$  А см<sup>-2</sup> уровень  $1/f$ -шума начинает возрастать (рис. 6, кривая 1), что связано с проявлением неравновесных флуктуаций проводимости вследствие локальных перегревов пленки, обусловленных неоднородным распределением стабильных дефектов. При этом наблюдается отклонение токовой зависимости СПМ шума от квадратичной при токах  $j_0 \geq 1$  МА см<sup>-2</sup> и СПМ  $1/f$ -шума изменяется с током по степенному закону, так что  $S_V \propto j_0^n$ , где показатель степени  $n$  возрастает с током до значения  $n = 4$ , а затем и до более высоких величин (кривая 1 на рис. 6).

Факт возникновения НФШ вследствие локальных перегревов пленки подтвержден экспериментально в [45], где исследовано влияние температуры на характер СПМ  $1/f$ -шума пленок Cr при нагреве пленочного образца в термостате и при токовом нагреве (температура образца при токовом нагреве определялась по калибровочной кривой температурной зависимости его сопротивления). Зависимость СПМ шума от темпера-

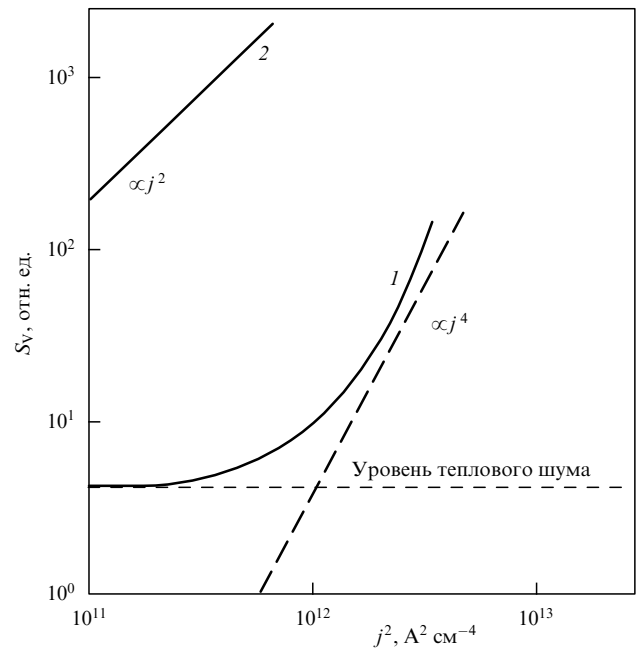


Рис. 6. Зависимость СПМ  $1/f^2$ -шума пленки Cr, осажденной в атмосфере азота, от квадрата плотности постоянного тока (кривая 1) и результаты расчета по формуле Хоуге (2.1) с принятым параметром  $\alpha_H = 10^{-3}$  (кривая 2) [45].

туры при нагреве в термостате имеет такой же вид, как и зависимость от температуры при токовом нагреве образца. Однако в случае токового нагрева зависимость СПМ  $1/f$ -шума от тока смещена примерно на 50 К влево, так что шум начинает возрастать при более низкой температуре. Этот результат подтверждает наличие в пленке Ст областей с неоднородным распределением стабильных дефектов, приводящих к неоднородности ее проводимости, а следовательно, к неоднородной плотности тока, вызывающей локальные перегревы пленки, чем и вызвано возникновение неравновесного фликкер-шума.

### 5.2. Электромиграционный $1/f^2$ -шум

Этот вид НФШ наблюдали в пленках Al и его сплавов при повышенной температуре и высоких токовых нагрузках [12–14, 46–57]. С возрастанием токовой нагрузки показатель формы спектра  $\gamma$  увеличивается от 1 до 2 и даже до больших значений. Так, в работе [54] для пленок Al и сплава Al/Si для показателя  $\gamma$  найдены значения  $\gamma = 2–2,6$  при плотности тока  $j_0 = (1,3–2,5) \times 10^6$  А см $^{-2}$  и температуре  $T = 320–410$  К. Компоненту НФШ со спектром  $1/f^2$  часто называют электромиграционным (ЭМ)  $1/f^2$ -шумом.

Чтобы обнаружить ЭМ  $1/f^2$ -шум на постоянном токе, необходимо осуществлять измерение СПМ шума на частотах ниже 1 Гц (обычно в диапазоне от 10 мГц до 1 Гц), поскольку на более высоких частотах он маскируется равновесным  $1/f$ -шумом, для которого показатель  $\gamma \approx 1$ . Для пленок Al и его сплавов возникновение компоненты НФШ связывают с процессом миграции атомов по границам зерен или по кристаллической решетке [12–14].

Каждая из компонент равновесного  $1/f$ -шума и неравновесного ЭМ шума обусловлена различными физическими механизмами. Равновесный  $1/f$ -шум в металлических пленках (отожженных и не подвергнутых внешним воздействиям, например деформированию) возникает из-за флуктуаций подвижности носителей заряда при рассеянии их на решетке или на квазиравновесных вакансиях. Эта компонента РФШ является стационарным  $1/f$ -шумом. В то же время ЭМ  $1/f^2$ -шум обусловлен процессами электропереноса материала металлической пленки к различного рода стокам в объеме (решеточная диффузия) или по границам зерен (ГЗ-диффузия), приводящим к необратимым структурным изменениям пленки [58, 59]. По своей природе этот вид НФШ является нестационарным шумом.

Вместе с тем при измерениях СПМ  $1/f$ -шума на переменном токе ( $1/\Delta f$ -шум) [60] для пленок сплава Al/Si(1%)Cu(0,5%) с размерами образца  $2 \times 100 \times 0,8$  мкм $^3$  показатель  $\gamma$  всегда находился в пределах от 0,85 до 1,15, что можно объяснить отсутствием процесса электромиграции атомов металла в синусоидальном электрическом поле [58].

**5.2.1. Температурная зависимость.** СПМ электромиграционного  $1/f^2$ -шума при заданной плотности тока  $j_0$  возрастает с повышением температуры. На рисунке 7 приведены результаты исследований зависимости СПМ  $S_V(f)$  ЭМ  $1/f^2$ -шума при разных температурах для пленок сплава Al/Si(1%) [14]. Кривая BN представляет собственный шум измерительной системы, которая была снята при замене пленочного образца на резистор, не имеющий фликкер-шума [12]. Как видно из рис. 7,

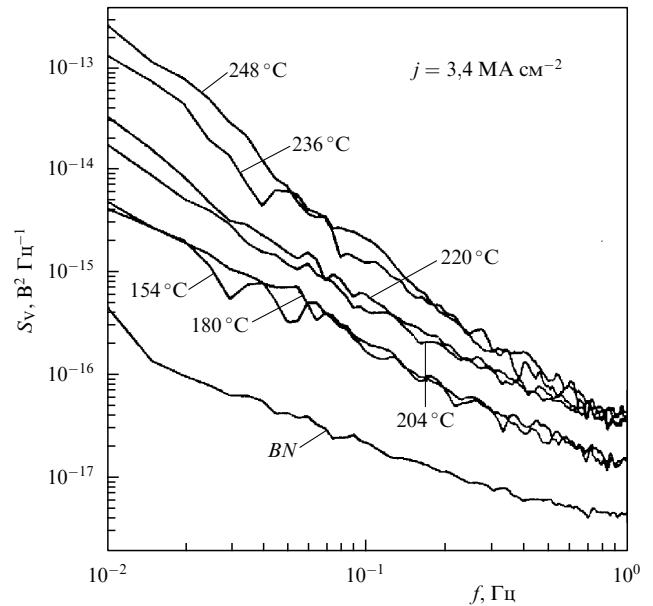


Рис. 7. Зависимости СПМ  $1/f^2$ -шума пленки сплава Al/Si(1%) при постоянном токе  $j = 3,4$  MA см $^{-2}$  при различных температурах. Кривая BN представляет собственный шум измерительной системы [14].

показатель формы спектра  $\gamma$  возрастает с ростом температуры. На рисунке 8 показаны зависимости СПМ ЭМ  $1/f^2$ -шума от температуры [14] для двух частот,  $f_0 = 50$  мГц и  $f_0 = 1$  Гц. Здесь же на рисунке указаны значения показателя  $\gamma$  для частоты 1 Гц, которые были найдены из наклона зависимостей  $S_V(f)$ , построенных в логарифмических координатах, для диапазона частот 0,5–1 Гц, а также значения показателя  $\gamma$  для частоты 50 мГц, полученные из аналогичных зависимостей для диапазона частот 40–400 мГц. Как следует из приведен-

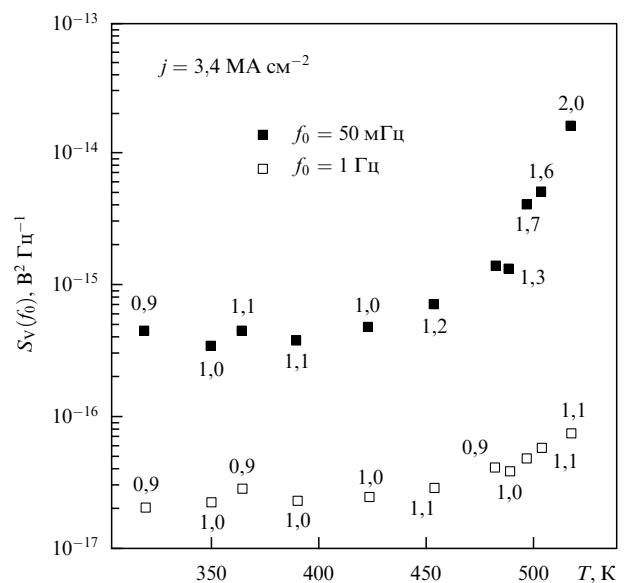


Рис. 8. Зависимости СПМ  $1/f^2$ -шума пленки сплава Al/Si(1%) от температуры при постоянном токе  $j = 3,4$  MA см $^{-2}$  для двух частот,  $f_0 = 50$  мГц и  $f_0 = 1$  Гц [14].

ных результатов, на частоте 1 Гц компонента  $1/f^2$ -шума не проявляется во всем диапазоне температур, а на частоте 50 МГц при температуре  $T \leq 450$  К  $1/f^2$ -шум маскируется шумом со спектром вида  $1/f^\gamma$ , где показатель  $\gamma = 0,9-1,1$ . С повышением температуры в пленке усиливаются ЭМ процессы, приводящие к увеличению ЭМ шума, и при температуре 525 К, как видно из рис. 8, показатель  $\gamma$  достигает значения  $\gamma = 2$ .

**5.2.2. Токовая зависимость.** При плотностях тока  $j_0 > 10^6-10^7$  А см<sup>-2</sup> возникают значительные отклонения токовой зависимости СПМ  $1/f$ -шума от квадратичной. При этом СПМ  $1/f^2$ -шума  $S_V \propto j^n$ , где показатель  $n$  принимает значения  $n = 3, 4$  и даже  $n = 7$  [61]. Отклонение токовой зависимости СПМ ЭМ шума от квадратичной указывает на то, что эта компонента шума обусловлена неравновесными флуктуациями проводимости пленки и связана с флуктуациями коэффициентов  $R_n$  в разложении (3.2) при нелинейных членах ВАХ (3.4). Вместе с тем при малой плотности тока  $j_0 \leq 10^6$  А см<sup>-2</sup> в Al пленках наблюдается РФШ с обычной квадратичной зависимостью СПМ от тока [22, 44, 62].

В [12, 14, 49, 56] получены зависимости СПМ  $1/f^2$ -шума для различных температур от плотности постоянного тока  $j_0$  в виде

$$S_V(f) = \frac{Bj_0^3}{Tf^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (5.9)$$

где  $B$  — постоянная;  $E_a$  — энергия активации процесса ЭМ, равная энергии активации самодиффузии атомов металла.

Зависимости  $S_V(f)$  от плотности тока  $j_0$  при различных температурах приведены на рис. 9 [14]. Как отмечалось в разделе 3.2, подобная зависимость от тока может возникнуть при наличии корреляции между коэффициентами  $R_0(t)$  и  $R_1(t)$  в выражении (3.2), хотя физический механизм появления этой корреляции остается пока невыясненным.

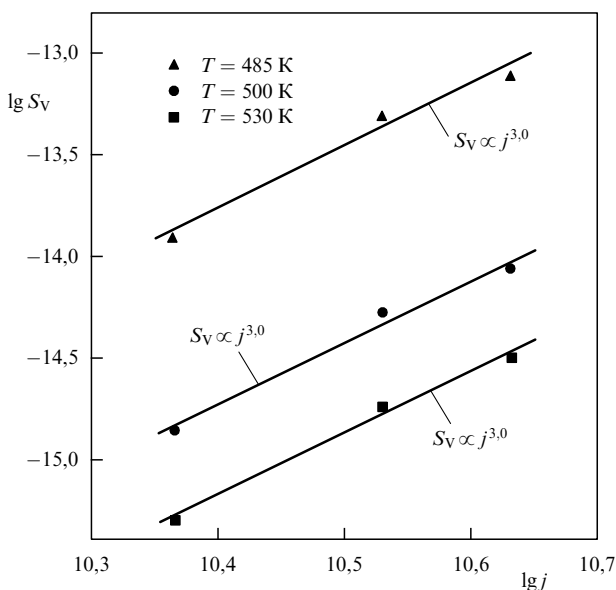


Рис. 9. Зависимости СПМ  $1/f^2$ -шума пленки сплава Al/Si(1%) от плотности тока при трех различных температурах [14].

Вместе с тем в [13] для пленок сплава Al/Si/Ti (0,15%), имеющих размеры: длина  $l=1,2$  мкм, ширина  $b=2,8$  мкм, толщина  $h=1$  мкм, наблюдали зависимость вида  $S_V \propto j^{4,3}$  в диапазоне  $T=300-500$  К при плотности тока  $j_0=(1-3) \times 10^6$  А см<sup>-2</sup>. Зависимости СПМ шума от температуры для этих пленок имели активационный характер с энергией активации  $E_a=0,59$  эВ при плотности тока  $j=3 \times 10^6$  А см<sup>-2</sup>. Для среднего значения показателя  $\gamma$  получено  $\gamma=2,3$ , что, как отмечается в [13], соответствует образованию в пленке необратимых повреждений.

**5.2.3.  $1/f^2$ -шум в поликристаллических пленках.** В ряде работ показано, что компонента ЭМ  $1/f^2$ -шума в поликристаллических пленках металлов возникает из-за диффузионного движения атомов по границам зерен [12, 14, 50]. Подтверждением этому служат экспериментальные результаты, согласно которым энергия активации  $E_a$ , определенная из температурных зависимостей СПМ  $1/f^2$ -шума, соответствует энергии активации диффузии по границам зерен. Например, Нери с соавторами [12] определил энергию активации для пленок Al в диапазоне температур  $T=327-396$  К, которая оказалась равной 0,6 эВ. Найденная в [52] энергия активации для пленок сплава Al/Si(0,75%)/Cu(0,5%) ( $h=0,8$  мкм,  $b=1,8$  мкм) находилась в пределах значений  $E_a=0,58-0,77$  эВ.

Тот факт, что полученная в этих экспериментах энергия активации для СПМ  $1/f^2$ -шума соответствует энергии активации диффузии по границам зерен, подтверждается данными Коха [63], где для пленок Al и его сплавов энергия активации  $1/f^2$ -шума увеличивалась одновременно с увеличением энергии активации диффузии по границам зерен по мере добавления примесей. Объясняется это тем, что при невысокой концентрации примеси (~1% ат.) примесь в основном сегрегируется на границах зерен, что приводит к возрастанию энергии активации самодиффузии по границам зерен на величину энергии связи примесный атом-вакансия [20]. При этом примесь оказывает слабое влияние на объемные свойства кристаллитов.

**5.2.4.  $1/f^2$ -шум в монокристаллических пленках.** В металлических проводниках субмикронных размеров, обладающих монокристаллической или бамбуковой структурой, при которой средний размер зерен значительно превосходит ширину пленки и, следовательно, отсутствует массоперенос по границам зерен [58, 59], наблюдались большие значения для энергии активации  $E_a$ , определенной из температурной зависимости СПМ  $1/f^2$ -шума, по сравнению с энергией активации диффузии по ГЗ, найденной в предыдущем разделе для поликристаллических пленок. Так, в работе [64] из температурных зависимостей СПМ  $1/f^2$ -шума для Al пленок с монокристаллической или бамбуковой структурой (размер зерен  $d \approx 3$  мкм;  $h=0,3-0,45$  мкм,  $b=0,6-0,9$  мкм,  $l=400$  мкм) получили  $E_a \approx 0,8$  эВ. Эта энергия приписывается энергии активации диффузии вдоль дислокаций. Измеренная в [65, 66] энергия активации самодиффузии вдоль дислокаций в Al составляла 0,85 эВ, что действительно близко к найденной в [64] величине. Типичное значение плотности тока при измерениях в [64] было  $j=4 \times 10^6$  А см<sup>-2</sup>.

В субмикронных проводниках для межсоединений ИМС из сплава Al/Si(1%) ( $h=0,9$  мкм,  $b=0,9$  мкм,

$l = 1$  мм) с бамбуковой структурой при среднем размере зерен, большем ширины проводника (в этом случае границы зерен перпендикулярны направлению прохождения тока), энергия активации, определенная из температурных зависимостей СПМ  $1/f^2$ -шума, оказалась равной 1,45 эВ [14]. Полученная величина соответствует энергии активации самодиффузии по кристаллической решетке в массивном алюминии [20, 21]. Данный результат объясняется тем, что в пленках с бамбуковой структурой отсутствуют процессы массопереноса по границам зерен [58, 59]. Поэтому наблюдаемый в этих экспериментах  $1/f^2$ -шум обусловлен решеточной диффузией атомов.

На рисунке 10 приведена зависимость параметра  $F \sim S_V$  в координатах Аррениуса при плотности тока  $j = 3,4$  МА см $^{-2}$  от температуры [14]. Параметр  $F$  определяется через СПМ ЭМ  $1/f^2$ -шума как

$$F = S_R \frac{kT}{\rho j},$$

где

$$S_R = \frac{S_V}{I_0^2} = \frac{C}{f^2} \frac{\rho j}{kT} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right).$$

Здесь  $C$  — константа, зависящая от структуры пленки и от геометрии образца;  $\rho$  — удельное сопротивление материала пленки. Из наклона прямой на рис. 10 и была найдена энергия активации  $E_a = 1,45$  эВ.

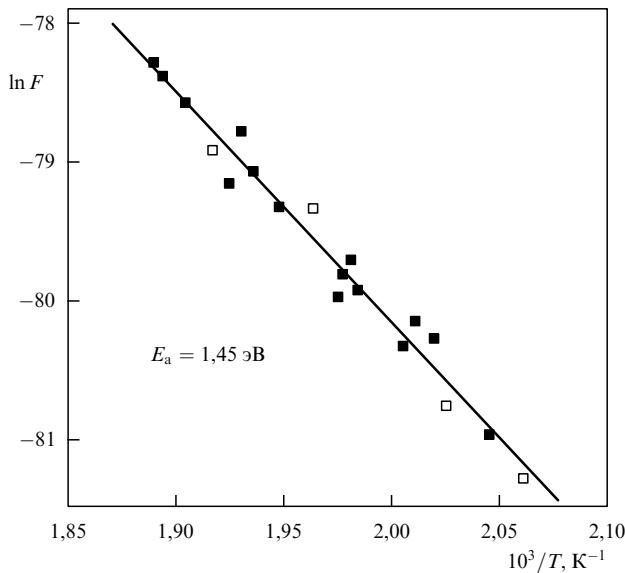


Рис. 10. Зависимость параметра  $F \sim S_V$ , где  $S_V$  — СПМ  $1/f^2$ -шума, для пленки сплава Al/Si(1 %) при токе  $j = 3,4$  МА см $^{-2}$  от температуры в координатах Аррениуса [14].

**5.2.5. К вопросу о формировании  $1/f^2$ -спектра.** Время жизни вакансий в пленке  $\tau_v$  зависит от расстояния между стоками  $L_v$  и определяется соотношением (2.6). Для пленочного образца с однородной структурой стоки вакансий распределены по объему равномерно. Поэтому диффузионная длина вакансий  $L_v$  имеет малый разброс, и вероятность аннигиляции каждой вакансии за любой интервал времени постоянна. В этом случае для флуктуа-

ций сопротивления пленочного образца будет наблюдаться спектр Дебая–Лоренца с характерной частотой  $f_1$ , которая определяется через среднее время жизни вакансий  $\tau_v$  как  $f_1 = 1/(2\pi\tau_v)$  [8].

Проведенные в [14] оценки диффузионной длины вакансий  $L_v$  показали, что она находилась в пределах от 20 нм до 200 нм. Оценим характерную частоту  $f_1$  в лоренцевском спектре для этих двух крайних значений  $L_v$  при температуре  $T = 350$  К. Приняв для решеточной диффузии  $D_v \approx 10^{-24}$  м $^2$  с $^{-1}$  [20, 21], из формулы (2.6) получаем:

$$\text{для } L_{v1} = 20 \text{ нм}$$

$$\tau_{v1} = 4 \times 10^7 \text{ с}, \quad f_1 \approx 4 \times 10^{-9} \text{ Гц};$$

$$\text{для } L_{v2} = 200 \text{ нм}$$

$$\tau_{v1} = 4 \times 10^9 \text{ с}, \quad f_1 \approx 4 \times 10^{-11} \text{ Гц}.$$

Данные оценки показывают, что характерная частота  $f_1$  в лоренцевском спектре лежит гораздо ниже частот, начиная с которых проводились исследования ЭМ шума в работе [14] (от нескольких миллигерц). По-видимому, наблюдаемый в ряде работ  $1/f^2$ -спектр для ЭМ шума объясняется появлением в ЭМ процессах шума с лоренцевским спектром, имеющим очень низкую частоту перегиба.

### 5.3. НФШ, обусловленный гетерогенными включениями

Этот вид НФШ наблюдался в пленках молибдена, осажденных на окисленном кремнии методом магнетронного распыления [27, 33, 42] при сравнительно низкой скорости конденсации, что способствовало образованию в пленках тонких прослоек оксида по ГЗ [30].

**5.3.1. Тестовые образцы и методика экспериментов.** Исследованы амплитудные флуктуации нулевой, второй и третьей гармоник в пленках Мо толщиной  $h = 247$  нм и  $h = 560$  нм, осажденных при скорости конденсации  $w_c = 1$  нм с $^{-1}$  (первый тип образцов) и  $w_c = 2,4$  нм с $^{-1}$  (второй тип образцов) соответственно. Ширина исследуемых пленок 40 мкм. Для пленок первого типа образцов удельное сопротивление  $\rho_f = 34$  мкОм см $^{-1}$ , температурный коэффициент сопротивления  $\alpha_f = 0,55 \times 10^{-3}$  К $^{-1}$ ; для пленок второго типа  $\rho_f = 11$  мкОм см $^{-1}$ ,  $\alpha_f = 2,6 \times 10^{-3}$  К $^{-1}$ .

Измерения СП амплитудных флуктуаций гармоник сигнала-отклика пленок на синусоидальное тестовое воздействие выполнены по методу, описанному в разделе 4.2. Частота тестового сигнала  $f_1 = 10$  кГц. СП амплитудных флуктуаций нулевой, второй и третьей гармоник сигнала-отклика измеряли в диапазоне частот 10 Гц–1 кГц. Кроме того, измеряли СПМ  $1/f$ -шума при заданном постоянном токе через образец. Чтобы исключить НФШ, обусловленный генерацией избыточных вакансий вследствие джоулева нагрева образца (см. раздел 5.1), плотность постоянного и переменного токов в экспериментах не превышала  $10^4$  А см $^{-2}$ .

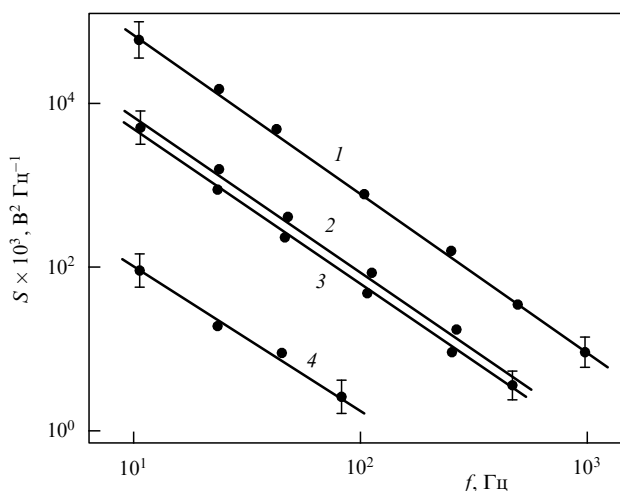
**5.3.2. Результаты исследований.** Пленки, осажденные с меньшей скоростью ( $w_c = 1$  нм с $^{-1}$ ), имели повышенную концентрацию примесей реактивных газов (прежде всего кислорода) и, как следствие, имели повышенные уровни

$1/f$ -шума и нелинейности ВАХ, определяемой соотношением (3.4), по сравнению с пленками, осажденными при скорости  $2,4 \text{ нм с}^{-1}$ . Так, амплитуды второй и третьей гармоник, измеренные при токе основной частоты  $I_1 = 0,45 \text{ мА}$ , для первого типа образцов были примерно на два и четыре порядка величин выше по сравнению со вторым типом образцов соответственно. При этом в пленках молибдена, осажденных при скорости  $2,4 \text{ нм с}^{-1}$ , уровень амплитудных флуктуаций второй и третьей гармоник, т.е. уровень НФШ, при плотности тока  $j < 0,5 \times 10^4 \text{ А см}^{-2}$  оказался ниже уровня шумов аппаратуры, и поэтому измерить его в [27] не удалось. В первом же типе образцов, осажденных с меньшей скоростью конденсации (при  $w_c = 1 \text{ нм с}^{-1}$ ), наблюдался высокий уровень НФШ [27, 33].

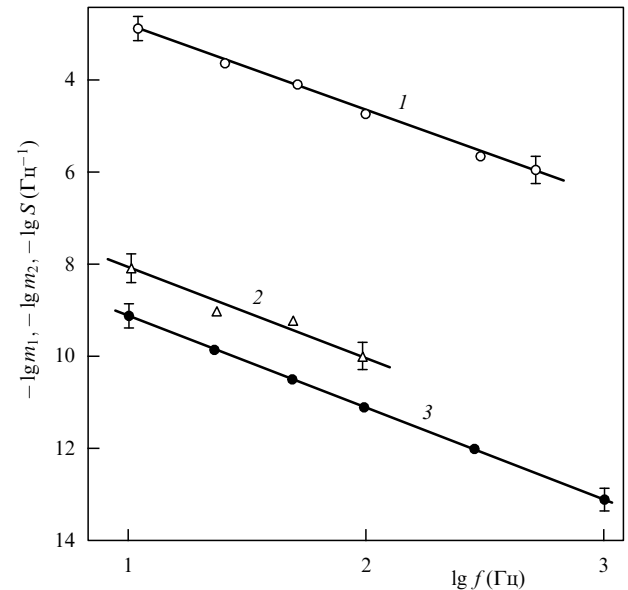
На рисунке 11 представлены зависимости относительной СПМ  $1/f$ -шума от частоты для пленок Мо первого типа образцов [33, 34]. Кривая 1 снята при постоянном токе  $I_0 = 0,45 \text{ мА}$  и соответствует полной мощности фликкерного шума пленки, т.е. сумме СПМ РФШ и НФШ в соответствии с выражениями (3.6) и (3.9). Кривые 2, 3, 4 сняты при воздействии на образец синусоидальным током с амплитудой  $I_1 = 0,45 \text{ мА}$  и представляют СП амплитудных флуктуаций нулевой, второй и третьей гармоник, определяемых выражениями (4.2), (4.3), (4.4) соответственно, т.е. спектральные плотности НФШ пленочного образца.

Как видно из рис. 11, СП флуктуаций напряжения нулевой гармоники в пределах погрешности измерений совпадает со СП флуктуаций амплитуды второй гармоники, что находится в соответствии с выражениями (4.2) и (4.3), согласно которым флуктуации  $U_0(t)$  и  $U_2(t)$  обусловлены коэффициентом  $R_1(t)$  в разложении (3.2).

Для исследованной пленки по результатам измерений в работе [33] произведена оценка относительного вклада каждого из слагаемых выражения (3.9) в полную мощность фликкер-шума на частоте  $10 \text{ Гц}$  при токе  $I_0 = 0,45 \text{ мА}$  (кривая 1 на рис. 11). Получено, что вклад первого слагаемого (равновесных флуктуаций сопротивления  $R_0$ ) составляет  $39,5 \%$ , в то же время вклад



**Рис. 11.** Зависимости относительной СПМ  $1/f$ -шума для пленки Мо, осажденной со скоростью  $w_c = 1 \text{ нм с}^{-1}$ , от частоты: кривая 1 — при постоянном токе  $I_0 = 0,45 \text{ мА}$ ; кривые 2, 3, 4 — при гармоническом воздействии с амплитудой тока  $I_1 = 0,45 \text{ мА}$  для нулевой, второй и третьей гармоник соответственно [33].



**Рис. 12.** Зависимости СП флуктуаций глубины шумовой амплитудной модуляции второй (кривая 1) и третьей (кривая 2) гармоник (при амплитуде синусоидального тока  $I_1 = 0,45 \text{ мА}$ ) и относительной СПМ фликкер-шума (кривая 3) при постоянном токе  $I_0 = I_1 = 0,45 \text{ мА}$  для пленки Мо, осажденной со скоростью  $w_c = 1 \text{ нм с}^{-1}$ , от частоты анализа [27].

флуктуаций второго слагаемого (неравновесных флуктуаций, связанных с коэффициентом  $R_1$ ) составляет  $60 \%$ , а вклад флуктуаций третьего слагаемого (неравновесных флуктуаций, связанных с коэффициентом  $R_2$ ) составляет всего  $0,5 \%$ . То есть вклад в СПМ фликкер-шума флуктуаций коэффициента  $R_1$  при квадратичном члене в выражении (3.7) является преобладающим. При этом вклад слагаемого  $R_1 I_0$  в сопротивление пленки (3.2) при токе  $I_0 = 0,45 \text{ мА}$  не превышал  $1 \%$  [33].

На рисунке 12 показаны зависимости СП флуктуаций глубины шумовой амплитудной модуляции от частоты для второй гармоники  $m_1$  (кривая 1) и для третьей гармоники  $m_2$  (кривая 2), измеренные при синусоидальном токе через образец с амплитудой  $I_1 = 0,45 \text{ мА}$ , а также зависимость от частоты относительной СПМ фликкер-шума  $S$ , измеренная при постоянном токе  $I_0 = I_1 = 0,45 \text{ мА}$  (кривая 3) [27]. Глубина шумовой амплитудной модуляции  $m_1$  и  $m_2$  и относительная СПМ фликкер-шума  $S(f)$ , измеренная на постоянном токе, определяются следующими выражениями:

$$m_1 = \frac{S_{U_2}(f)}{U_2^2}, \quad m_2 = \frac{S_{U_3}(f)}{U_3^2}, \quad S(f) = \frac{S_V(f)}{V_0^2}.$$

Здесь  $U_2$  и  $U_3$  — амплитуды второй и третьей гармоник соответственно,  $V_0$  — постоянное напряжение:  $V_0 = I_0 R$ , где  $R$  — сопротивление пленочного образца.

Как видно из рис. 12, глубина шумовой амплитудной модуляции второй гармоники  $m_1$ , вызванной флуктуациями коэффициента  $R_1$  в выражении (3.2) (коэффициента при квадратичном члене ВАХ), на шесть порядков величины превышает уровень относительных флуктуаций постоянного напряжения  $V_0$  на образце при заданном постоянном токе, равном амплитуде синусоидального тока  $0,45 \text{ мА}$ .

Одной из возможных причин появления квадратичной нелинейности в металлических пленках может быть надбарьерный механизм проводимости через тонкие слои оксида на границах кристаллитов (эмиссия Шоттки) [29, 30]. В пленках металлов с высоким сродством к кислороду могут образовываться тонкие прослойки оксида по границам зерен (толщиной  $\sim 1$  нм) вследствие захвата пленкой молекул кислорода в процессе конденсации, в результате чего отдельные зерна оказываются изолированными. Это приводит к появлению надбарьерной проводимости, которая дает вклад в полную проводимость пленки, приводит к появлению квадратичной нелинейности ВАХ и увеличению кубической нелинейности, а также к возникновению неравновесных флуктуаций проводимости. При этом НФШ проявляется через флуктуации коэффициентов  $R_1$  и  $R_2$  в выражении (3.2).

Как показано в [27], для исследованных пленок зависимость амплитуды второй гармоники  $U_2$  от амплитуды напряжения тестового сигнала  $U_1$ , построенная в координатах  $\{\lg U_2, U_1^{0.5}\}$ , является линейной. Это указывает на то, что наблюдаемая нелинейность ВАХ действительно обусловлена током надбарьерной эмиссии [30], а флуктуации коэффициента  $R_1$  в (3.2), по видимому, связаны с флуктуациями высот потенциальных барьеров на границах между зернами. С модуляцией высот потенциальных барьеров связывают возникновение шума вида  $1/f$  во многих физических системах, например, в МДП структурах при туннельном транспорте носителей сквозь диэлектрик [67, 68].

Приведенные экспериментальные результаты показывают, что возникновение НФШ в пленках Mo, осажденных при низкой скорости конденсации, обусловлено гетерогенными включениями в объеме пленки в виде тонких прослоек оксида по границам зерен, приводящими к появлению неметаллических (активационных) механизмов проводимости.

## 6. Неравновесный фликкер-шум в тонкопленочных контактах

### 6.1. Тестовые образцы для выделения фликкер-шума пленочных контактов при измерении на постоянном токе

Следует иметь в виду, что фликкер-шум пленочного резистора, измеряемый при задании через образец постоянного тока, определяется шумом резистивной пленки и шумом контактов к ней. Причем каждый из названных источников  $1/f$ -шума может иметь разный уровень и быть как равновесным, так и неравновесным.

В работе [13] для выделения объемного шума резистивного слоя Ni/Cr и шума Al контактов использовали два типа образцов, которые имели разные длины  $l$  резистивного слоя ( $l_1$  и  $l_2$ ) при одинаковых толщинах  $h$  и ширинах  $b$  проводящей пленки (разные числа квадратов  $n_{\square} = l/b$ ) с двумя контактными площадками  $S_c$  (рис. 13). По результатам измерений СПМ  $1/f$ -шума  $S_{V1}$  и  $S_{V2}$  для двух типов образцов при одинаковом токе можно вычислить СПМ  $1/f$ -шума одного пленочного контакта  $S_c$  и СПМ  $1/f$ -шума одного квадрата проводящего слоя  $S_b$  на основе следующих выражений [13]:

$$S_{V1} = S_{b1} + 2S_c, \quad S_{V2} = S_{b2} + 2S_c, \quad (6.1)$$

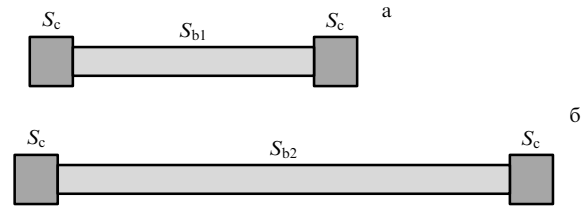


Рис. 13. Образцы резисторных структур с различными числами квадратов пленки, предназначенные для разделения шумов контактов и резистивной пленки [13].

где  $S_{b1}$  и  $S_{b2}$  определяются через числа квадратов пленочных образцов  $n_{\square 1} = l_1/b_1$  и  $n_{\square 2} = l_2/b_2$ , где  $n_{\square 1}$  и  $n_{\square 2}$  — числа квадратов пленки для рис. 13а и 13б соответственно. При этом  $S_{b1} = n_{\square 1}S_b$ ,  $S_{b2} = n_{\square 2}S_b$ .

По результатам измерений СПМ  $1/f$ -шума  $S_{V1}$  и  $S_{V2}$  из (6.1) можно найти СПМ шума резистивной пленки  $S_b$  и контакта  $S_c$ . С использованием тестовых структур рис. 13 был выделен шум резистивного слоя Ni/Cr и Al контактов к этому слою [13]. Установлено, что спектр ФШ пленочных контактов близок к чистому  $1/f$ -шуму, уровень его зависит от тока и не зависит от величины сопротивления слоя.

Обычно шум одного контакта мал по сравнению с шумом резистора (например, в работе [13] для Ni/Cr резисторов с Al контактами составлял менее 10%), и поэтому измерить его с использованием тестовых структур рис. 13 не всегда удается. В таких случаях для определения  $S_c$  изготавливают специальную тестовую структуру, содержащую достаточно большое число  $N$  одинаковых последовательно соединенных пленочных контактов, и сравнивают ее шумы с шумами однородной пленки из того же материала, имеющей ту же протяженность, но содержащей только два контакта [69].

В [31] для выделения шумов контактов использовали тестовую структуру, конструкция которой приведена на рис. 14. Резисторные структуры (а) и (б) расположены на

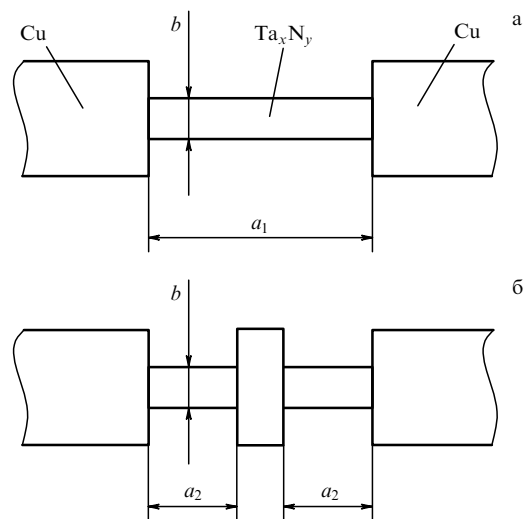


Рис. 14. Образцы резисторных структур с различными числами квадратов пленки и числами контактов, предназначенные для разделения шумов контактов и резистивной пленки [31].

одной подложке, имеют различные числа квадратов пленки  $n_1$  и  $n_2$  и содержат по два и четыре пленочных контакта соответственно.

Обозначим через  $S_{V1}$  и  $S_{V2}$  СПМ шума для структур рис. 14а и рис. 14б соответственно;  $S_c$  — СПМ шума одного контакта резисторных структур при одинаковых плотностях тока через контакт при  $b = \text{const}$ ;  $N_1, N_2$  — число контактов в структурах на рис. 14а и рис. 14б соответственно;  $S_{b1}$  — СПМ  $1/f$ -шума одного квадрата резистивной пленки при одинаковых плотностях тока для структур (а) и (б);  $n_1$  и  $n_2$  — числа квадратов резистивной пленки для структур (а) и (б) ( $n_1 = a_1/b$ ,  $n_2 = 2a_2/b$ );  $t_1$  и  $t_2$  — отношение числа контактов к числу квадратов для структур (а) и (б) ( $t_1 = N_1/n_1$ ,  $t_2 = N_2/n_2$ ). В общем случае для структур, содержащих  $N_1$  и  $N_2$  контактов, в предположении отсутствия корреляции между избыточными шумами резистивной пленки и контактов имеем систему уравнений для СПМ шума резистивных структур

$$S_{V1} = N_1 S_c + n_1 S_{b1}, \quad S_{V2} = N_2 S_c + n_2 S_{b1}. \quad (6.2)$$

Разрешая (6.2) относительно  $S_c$  и  $S_{b1}$ , получим выражение для СПМ шума одного контакта

$$S_c = \frac{n_1 S_{V2} - n_2 S_{V1}}{n_1 n_2 (t_2 - t_1)} \quad (6.3)$$

и для СПМ шума одного квадрата резистивной пленки

$$S_{b1} = \frac{N_1 S_{V2} - N_2 S_{V1}}{n_1 n_2 (t_1 - t_2)}. \quad (6.4)$$

В работах [31, 40] с использованием тестовых структур рис. 14 установлено, что уровни  $1/f$ -шума пленочных контактов в резисторах на основе пленок тантала, изготовленных при различных технологических режимах, различаются более чем на четыре порядка величины. При этом металлические контакты к резистивному слою не создают значительного уровня ФШ по сравнению с резистивной пленкой лишь в случае изготовления резистора в едином технологическом цикле с контактами, т.е. без разгерметизации вакуумной камеры после осаждения резистивного слоя.

## 6.2. Результаты исследований неравновесного фликкер-шума и нелинейности ВАХ пленочных контактов в резисторных структурах

Исследования по выяснению вклада контактов в уровни нелинейности ВАХ и СПМ  $1/f$ -шума резисторов выполнены для тонкопленочных резисторов на основе пленок нитрида тантала, изготовленных по промышленной технологии [31, 40, 70, 71]. Нелинейность ВАХ контактов в работе [70] определяли методом измерения амплитуд второй и третьей гармоник сигнала-отклика образца при гармоническом тестовом воздействии, а в работе [71] — методом измерения напряжения постоянной составляющей  $U_C$  сигнала-отклика, возникающего при возбуждении пленочного образца последовательностью прямоугольных импульсов тока (см. разделы 4.2, 4.3).

НФШ контактов исследован в [31, 40] в диапазоне частот 20 Гц – 1 кГц по методу измерения СП флуктуаций напряжения постоянной составляющей  $U_C$  при воздействии на пленочный резистор последовательностью

прямоугольных импульсов тока с периодом  $T = 8$  мкс и длительностью  $t_{\text{imp}} = 1$  мкс с различной амплитудой  $V_{\text{imp}}$ . Ошибка измерения — не более 20 %. Кроме того, выполнены измерения СПМ  $1/f$ -шума при постоянном токе  $I_0$ . Результаты измерений  $1/f$ -шума при токе  $I_0$  сравниваются с результатами измерений при импульсном воздействии. При измерениях СПМ шума постоянное напряжение на резисторе  $V_0 = RI_0$  ( $R$  — сопротивление образца) выбрано равным амплитуде импульсов, т.е.  $V_0 = V_{\text{imp}}$ .

**6.2.1. Описание образцов резисторных структур.** С целью выяснения механизма возникновения НФШ в резистивных слоях и контактах были проведены исследования  $1/f$ -шума в тонкопленочных резисторных структурах, изготовленных при различных режимах осаждения резистивного слоя и формирования к нему контактов. Дадим краткое описание исследованных образцов.

Резистивные пленки осаждали на ситалловые подложки методом магнетронного распыления танталовой мишени в смеси газов аргона и азота (10 %) при различных скоростях осаждения [30]. Давление смеси газов во всех процессах поддерживалось одинаковым и равным  $(7-10) \times 10^{-2}$  Па. Скорость осаждения варьировали путем изменения напряжения на мишени, при этом контролировался ионный ток мишени  $I_{\text{ion}}$ . Температура подложки при осаждении резистивного слоя была выбрана равной 350 °С.

Исследовали тонкопленочные резисторы четырех типов. Резистивные пленки всех исследуемых типов образцов имели удельное поверхностное сопротивление  $100 \pm 10$  Ом  $\square^{-1}$ . Контакты к резистивному слою формировались на основе пленок меди толщиной  $h_{\text{Cu}} = 1$  мкм с подслоем хрома (для улучшения адгезии). Слои металлов осаждались методом вакуум-термического испарения при давлении остаточных газов в камере не более  $7 \times 10^{-4}$  Па.

Первый и второй типы образцов различались скоростями осаждения резистивного слоя. Для первого типа образцов осаждение проводили в течение 6 мин 40 с при токе мишени  $I_{\text{ion}} = 1,5$  А (высокая скорость осаждения). Для образцов второго типа резистивный слой осаждали в течение 52 мин при токе  $I_{\text{ion}} = 0,3$  А (низкая скорость осаждения).

В образцах третьего и четвертого типов условия формирования резистивной пленки были одинаковыми и выбраны такими, чтобы обеспечить создание резистивного слоя с наименьшим уровнем фликкер-шума [72]. С этой целью изготавливалась двухслойная структура, в которой резистивная пленка выращивалась в две стадии: в начале при токе мишени 1,2 А осаждался первый слой в течение 9 мин, а затем при токе  $I_{\text{ion}} = 0,3$  А осаждался второй слой в течение 10 мин.

Отличительной особенностью образцов четвертого типа является то, что для них формирование резистивной пленки и контактов проводили в едином технологическом цикле без разгерметизации вакуумной камеры: после осаждения резистивной пленки с интервалом времени не более 3 мин осаждался подслой хрома, а затем слой меди.

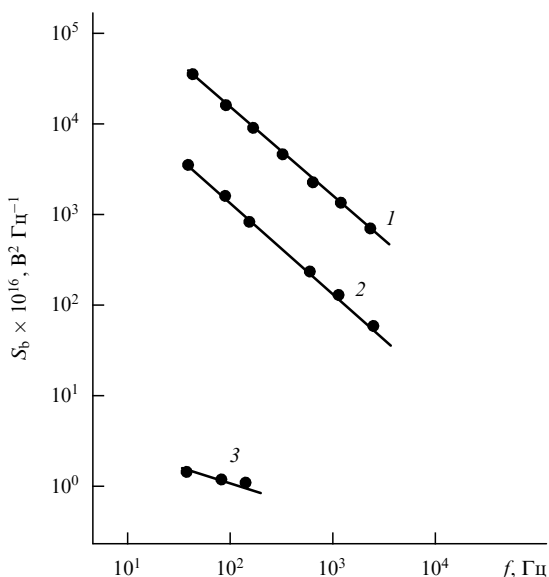
После осаждения слоя меди образцы всех типов подвергались вакуумному отжигу при температуре 350 °С в течение 30 мин с целью стабилизации микроструктуры [73] и снижения уровня  $1/f$ -шума. Затем



проводили последовательно гальваническое наращивание на контакты слоев меди, никеля и золота толщиной  $h_{Cu} = 5$  мкм,  $h_{Ni} = 0,5$  мкм,  $h_{Au} = 2$  мкм.

Для определения вклада контактов в уровень нелинейности ВАХ резисторной структуры и выделения  $1/f$ -шума контактов из полной мощности шума резистора были применены тестовые структуры конструкции рис. 14. Резисторные структуры имели число квадратов пленки:  $n_1 = 25$  для структуры (а) и  $n_2 = 10$  для структуры (б). Геометрические размеры образцов следующие: длины  $a_1 = 2500$  мкм,  $a_2 = 500$  мкм, ширина  $b = 100$  мкм.

**6.2.2. Экспериментальные результаты.** На рисунке 15 приведены зависимости СПМ  $1/f$ -шума для одного квадрата резистивного слоя  $S_b$  от частоты для четырех типов образцов резисторных структур, а значения СПМ  $1/f$ -шума для одного пленочного контакта  $S_c$  на частоте  $f = 130$  Гц, измеренные при постоянном токе  $I_0 = 6$  мА, представлены в таблице.



**Рис. 15.** Зависимости СПМ  $1/f$ -шума пленок на основе  $Ta_xN_y$  от частоты. Кривая 1 — для образцов первого типа, 2 — для второго типа, 3 — для третьего и четвертого типов [31];  $I_0 = 6$  мА.

**Таблица.** Значения СПМ  $1/f$ -шума для одного пленочного контакта резисторных структур на основе пленок Ta на частоте  $f = 130$  Гц, измеренные при постоянном токе  $I_0 = 6$  мА [40]

Тип образца	1	2	3	4
$S_c \times 10^{16}, B^2 Гц^{-1}$	3500	< 100	4	0,32

Как видно из рис. 15, наибольший уровень  $1/f^2$ -шума имеют структуры первого типа, резистивный слой которых был получен при высокой скорости осаждения. Для этих структур НФШ контактов сравним по величине с шумом резистивной пленки (см. таблицу).

Как следует из таблицы, СПМ  $1/f$ -шума пленочного контакта первого типа более чем в  $10^4$  раз превышает этот показатель для четвертого типа образцов. В зависимости от технологии изготовления резистора вклад  $1/f$ -шума контактов в полный уровень шума резистора

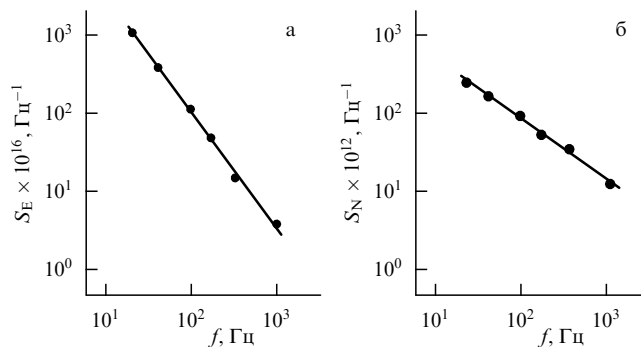
может быть сравним по величине с уровнем ФШ резистивной пленки и даже превосходить его. При этом для качественных пленочных резисторов  $1/f$ -шум контактов пренебрежимо мал по сравнению с уровнем шума резистивной пленки.

Для структур второго типа, в которых резистивный слой осаждался с низкой скоростью,  $1/f$ -шум контактов оказался значительно ниже уровня  $1/f$ -шума резистивной пленки, и выделить его при измерении на постоянном токе с использованием тестовых структур рис. 14 не удалось. Поэтому в работе [40] неравновесный  $1/f^\gamma$ -шум контактов в образцах второго типа исследовали методом импульсного тестового воздействия. Результаты измерений  $1/f$ -шума при импульсном воздействии сравнивались с результатами измерений фликкер-шума на постоянном токе при напряжении на образце  $V_0 = V_{imp} = 5$  В.

Как показали исследования [31, 40], для пленочных резисторов второго типа уровни РФШ и НФШ значительно различаются. Так, СПМ равновесного ФШ на частоте 10 Гц при постоянном напряжении на образце  $V_0 = 5$  В превышает СПМ неравновесного ФШ, измеренную при импульсном напряжении с амплитудой  $V_{imp} = V_0 = 5$  В, более чем на три порядка величины. При  $V_0 \leq 5$  В вклад неравновесных флуктуаций проводимости контактов в полный уровень ФШ резистора незначителен. В то же время относительная СП флуктуаций напряжения постоянной составляющей  $S_N = S_U/U_C^2$  на частоте 10 Гц (НФШ) превышает относительную СП РФШ  $S_E = S_V/V_0^2$ , измеренную на постоянном токе, на три порядка величины (рис. 16), что указывает на высокую глубину шумовой амплитудной модуляции напряжения постоянной составляющей  $U_C$ .

Как следует из рис. 16б, СПМ неравновесного  $1/f$ -шума контактов зависит от частоты по закону  $1/f^\gamma$  с показателем формы спектра  $\gamma = 0,7-0,9$ , тогда как для спектра РФШ (рис. 16а), измеренного на постоянном токе, показатель  $\gamma = 1-1,2$  [31, 34].

Приведенные результаты показывают, что механизмы возникновения РФШ резистора, наблюдаемого при задании через резистивную пленку постоянного тока (вклад компоненты НФШ при  $V_0 \leq 5$  В пренебрежимо мал), и НФШ, возникающего при возбуждении образца последовательностью прямоугольных импульсов тока (флуктуации напряжения постоянной составляющей), имеют различную физическую природу.



**Рис. 16.** Зависимости относительной СПМ равновесного  $1/f$ -шума  $S_E$  от частоты при измерении на постоянном токе (а) и СПМ неравновесного  $1/f^\gamma$ -шума  $S_N$  при импульсном тестовом воздействии (б) для второго типа образцов на основе  $Ta_xN_y$  [31].

При сравнительно малой плотности постоянного тока через образец ( $j_0 < 10^5$  А см<sup>-2</sup>) уровень ФШ резистивной пленки определяется в основном равновесными флуктуациями сопротивления резистора — члена  $R_0(t)$  в выражении ВАХ (3.4). Флуктуации же напряжения постоянной составляющей (НФШ) связаны с флуктуациями нелинейной части сопротивления  $N(I, t)$  в выражении ВАХ (3.4) и в основном с флуктуациями коэффициента  $R_1(t)$  в разложении (3.2). Коэффициент  $R_1$  дает квадратичную нелинейность ВАХ, обусловленную нелинейностью контактов, что экспериментально показано в работах [70, 71].

В работе [71] выделены компоненты НПС, создаваемые нелинейностью контактов и резистивного слоя. Установлено, что для образцов второго типа основной вклад в НПС, а следовательно, и в НФШ резистора, вносят контакты к резистивной пленке. В [70] исследована нелинейность ВАХ этих же резисторных структур методом гармонического тестового воздействия на образец (см. раздел 4.2). С помощью тестовых структур конструкции рис. 14 были выделены компоненты квадратичной и кубической нелинейностей ВАХ резистивного слоя и контактов из общей нелинейности резисторной структуры. Выяснено, что резистивный слой имеет в основном кубическую нелинейность ВАХ, тогда как в контактах преобладает квадратичная нелинейность.

На рисунке 17 показаны зависимости амплитуды третьей гармоники сигнала-отклика для одного квадрата резистивной пленки (а) и второй гармоники сигнала-отклика контактного узла (б) от амплитуды тестового сигнала  $U_1$  для различных типов резисторных структур [70]. Наибольшим уровнем нелинейности (рис. 17а) так же, как и  $1/f$ -шума (см. рис. 15), обладает резистивный слой, осажденный с высокой скоростью (первый тип образцов). Физический механизм возникновения кубической нелинейности ВАХ резистивного слоя первого типа образцов, по-видимому, связан с процессом рождения и гибели вакансий [8]. Подтверждением этому может служить наблюдаемый в экспериментах высокий уровень  $1/f$ -шума и напряжения третьей гармоники

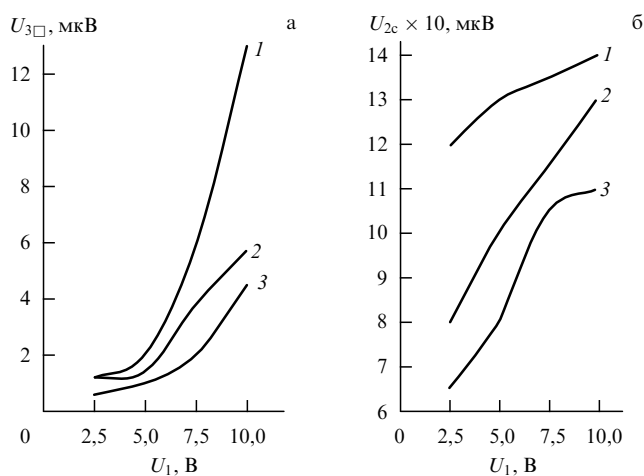


Рис. 17. Зависимости амплитуды третьей гармоники сигнала-отклика одного квадрата резистивной пленки (а) и второй гармоники сигнала-отклика контактного узла (б) от амплитуды тестового сигнала: кривые 1 — первый тип образцов (высокая скорость осаждения); 2 — второй тип образцов (низкая скорость осаждения); 3 — четвертый тип образцов (двухстадийное осаждение) [70].

сигнала-отклика у этого типа образцов, и более низкий уровень  $1/f$ -шума и нелинейности у образцов второго типа, полученных с малой скоростью осаждения резистивного слоя. Во время конденсации резистивного слоя на подложке в образцах первого типа, полученных с высокой скоростью осаждения, вакансии не успевают выйти к фронту конденсации на поверхность пленки (из-за низкой скорости их диффузии) и оказываются замурованными в объеме конденсата [74]. В процессе старения и эксплуатации резистора эти вакансии могут объединяться в комплексы, образуя микропоры и пустоты, вблизи которых плотность тока оказывается повышенной. При этом образуются зоны локального перегрева, где затем и происходит разрушение пленки.

Уровни нелинейности контактного узла по второй гармонике для исследуемых типов образцов также существенно различаются во всем диапазоне напряжений тестового сигнала  $U_1$  (рис. 17б). При этом уровень нелинейности ВАХ контактов по второй гармонике является наиболее чувствительным параметром, характеризующим качество контактного узла [70]. Наибольшим уровнем нелинейности так же, как и  $1/f$ -шума, обладают контакты резисторных структур первого типа, полученные при высокой скорости конденсации.

С увеличением напряжения основной частоты на резисторе амплитуды второй и третьей гармоники сигнала-отклика возрастают. Как показано в [70], при амплитуде первой гармоники  $U_1 = 10$  В уровень второй и третьей гармоник сигнала-отклика контакта более чем на порядок величины превышает уровень нелинейности одного квадрата резистивной пленки для всех типов исследованных образцов. При этом вклад переходного сопротивления контакта в сопротивление структуры для одного квадрата резистивной пленки составляет менее 0,5%. То есть при сравнительно малом вкладе в сопротивление резистора контакты при достаточно большом токе могут давать значительный вклад в уровень квадратичной и кубической нелинейностей ВАХ, а также в уровень НФШ.

**6.2.3. Температурная зависимость.** В работе [75] выполнены измерения СПМ  $1/f$ -шума тонкопленочных резисторов на основе пленок тантала в диапазоне температур 300–400 К при задании через образец постоянного тока (РФШ) и спектральной плотности флуктуаций напряжения постоянной составляющей при импульсном воздействии на образец при  $V_{\text{imp}} = V_0 = 5$  В (НФШ). Обнаружено возрастание уровня РФШ и уменьшение НФШ с возрастанием температуры. Последний результат объясняется уменьшением переходного сопротивления пленочных контактов с возрастанием температуры. Увеличение же уровня РФШ с температурой объясняется активацией подвижных дефектов кристаллической решетки (вакансий) в резистивной пленке (см. раздел 2.2). Эти результаты еще раз показывают, что механизмы возникновения РФШ и НФШ в тонкопленочных резисторах и пленочных контактов имеют различную физическую природу.

**6.2.4. Влияние отжига на  $1/f$ -шум пленочных контактов.** В работе [76] исследовано влияние отжига на ФШ тонкопленочных контактов Ti–Al и V–Al. Температура конденсации металлов выбрана равной 390 К. Последующий отжиг контактов проводили при температуре 520 К

в течение 15 мин. Для ФШ контактов до отжига  $\gamma = 2-3$ , в то время как для однородных пленок титана и ванадия  $\gamma = 1-1,2$ . После отжига значение показателя  $\gamma$  для пленочных контактов Me1–Me2 стало близко к единице. Повышенные значения  $\gamma$  для неотожженных контактов указывают на проявление в них компоненты неравновесного  $1/f^\gamma$ -шума, связанного с повышенной концентрацией избыточных вакансий в области контактного узла.

**6.2.5. Физические механизмы возникновения НФШ в пленочных контактах.** Возникновение НФШ в пленочных контактах резистивный слой–Me или Me1–Me2 прежде всего связано со свойствами границы раздела пленочных слоев, в частности, с процессом адсорбции газов и последующим окислением границы раздела проводящих слоев в процессе изготовления и хранения резистора.

Одной из возможных причин возникновения нелинейности ВАХ и НФШ контактов могут быть надбарьерный или туннельный механизмы проводимости [29, 30] через тонкий слой оксида, который образуется на границе раздела проводящих слоев. Надбарьерный и туннельный механизмы проводимости приводят к появлению квадратичной, увеличению кубической нелинейности ВАХ и к возникновению НФШ. При этом механизм НФШ в пленочных контактах может быть вызван флуктуациями высоты потенциального барьера на границе раздела проводящих слоев при надбарьерном или туннельном транспорте носителей. При низком качестве контакта этот вид флуктуаций может стать определяющим в создании НФШ резистора. В случае осаждения резистивного слоя и контактов в едином технологическом цикле оксидный слой на границе резистивный слой–металлическая пленка отсутствует. При этом уровни квадратичной и кубической нелинейности, а также НФШ контактов оказываются наиболее низкими.

Наряду с НФШ, связанным с механизмами надбарьерной или туннельной эмиссии, в пленочных контактах может наблюдаться также НФШ, вызванный процессом генерации-аннигиляции избыточных вакансий в области контактного узла (см. раздел 5.1).

## 7. Неравновесный фликкер-шум (НФШ), обусловленный термодинамической неравновесностью структуры пленки и внешними воздействиями

Этот вид НФШ возникает в проводящих пленках различных материалов, если их кристаллическая структура не находится в состоянии термодинамического равновесия (например, в свежеизготовленных пленках) или была выведена из него путем внешнего воздействия (например, деформированием или радиационным облучением). Наличие нестабильных дефектов в пленке приводит ее к неустойчивому состоянию. Со временем будет происходить упорядочение структуры пленки под воздействием температуры окружающей среды или электрического тока, приводящих к уменьшению свободной энергии системы пленка–подложка. При этом число дефектов в пленке будет уменьшаться со временем по экспоненциальному закону [73], что приводит к медленному необратимому уменьшению сопротивления пленки и к генерации НФШ. В общем случае этот вид шума является

нестационарным. Время релаксации процесса может изменяться в очень широких пределах. При воздействии на проводящую пленку электрической нагрузки или более высокой температуры время релаксации уменьшается, и сопротивление пленки будет достигать своего стабильного значения за более короткое время. Изменение сопротивления  $R$  на величину  $\Delta R$  за некоторое время  $t$  определяет важную характеристику пленки  $\Delta R/R$  — стабильность.

Для повышения стабильности пленочных элементов иногда проводят их искусственное старение путем термической обработки (отжига) в вакууме или в атмосфере инертного газа при температуре 550–650 К, которая значительно превышает рабочие температуры. После отжига структура пленки становится стабильной во времени, поскольку при комнатной температуре тепловые колебания решетки не могут заметно смещать дефекты, не отожженные при более высокой температуре. Поэтому отожженные пленки имеют более низкий уровень  $1/f$ -шума, который обычно является РФШ.

Для НФШ, обусловленного термодинамической неравновесностью структуры, показатель формы спектра  $\gamma$ , как правило, имеет повышенные значения и достигает  $\gamma \approx 2-3$ .

### 7.1. НФШ при естественном старении и отжиге металлических пленок

Характер изменения во времени СПМ  $1/f$ -шума при естественном старении пленок Al, осажденных при комнатной температуре  $T_c = 300$  К, исследован в [45, 77]. Аналогичные исследования для пленок Cr, осажденных на ситалловые подложки при температуре конденсации  $T_c = 400$  К, выполнены в [78, 79], и при оптимальной температуре конденсации  $T_c = 470$  К, обеспечивающей наименьший уровень  $1/f$ -шума, — в [80]. Во всех случаях СПМ  $1/f$ -шума уменьшалась во времени по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\tau_0$ , характерной для отжига точечных микродефектов структуры [73]. Например, для пленок Al получено  $\tau_0 = 5$  мин [77]. Причем за время 30 мин в основном отжигаются все дефекты с низкой энергией активации. При отжиге неравновесных дефектов структуры в пленке металла генерируется высокий уровень НФШ, который является нестационарным шумом.

При старении пленок Cr наблюдали уменьшение показателя формы спектра  $\gamma$  [78]. Оценки показателя  $\gamma$  для пленок Cr сразу после их осаждения дали величину  $\gamma = 2,5-3$ . После выдержки образцов в вакууме в течение 30–45 мин показатель  $\gamma$  уменьшился до значений  $\gamma = 0,7-1,2$  (измерения энергетического спектра НФШ в [78] выполняли за время  $t \ll \tau_{\text{рел}}$ , где  $\tau_{\text{рел}}$  — время релаксации НФШ). Большие значения показателя  $\gamma$  соответствуют более неравновесным конденсатам с более высокой концентрацией избыточных вакансий.

Установлено [78], что наряду с уменьшением уровня  $1/f$ -шума при старении пленок хрома снижаются собственные механические напряжения и уменьшается удельное сопротивление. Уменьшение макронапряжений при отжиге пленок хрома указывает на то, что удельный объем конденсата в этих образцах увеличивается вследствие объединения неравновесных вакансий в комплексы или замкнутые микро- и субмикropоры. Поскольку объем микropоры равен сумме объемов атомов, а объем такого же числа разрозненных вакансий при-

мерно вдвое меньше, удельный объем конденсата возрастает, что и приводит к снижению механических напряжений [74].

По результатам исследований отжига и старения металлических пленок можно сделать вывод, что в пленках имеются подвижные дефекты с разными энергиями активации, отжигающиеся при разных температурах и за различное время. Отжиг пленок при температурах выше температуры конденсации приводит к снижению ФШ вследствие уменьшения концентрации избыточных вакансий или других дефектов в объеме конденсата. В работе [66] проведена идентификация дефектов, дающих вклад в ФШ пленок металлов и сплавов. Такими дефектами являются вакансии и дислокации. После отжига в пленке устанавливается квазиравновесная концентрация микродефектов, которая сохраняется постоянной во времени или изменяется очень медленно при температурах ниже температуры отжига. Шум вида  $1/f$  в отожженных металлических пленках можно считать стационарным или квазистационарным. При малой плотности тока будет иметь место РФШ.

## 7.2. НФШ в металлических пленках, вызванный радиационным облучением

В металлических пленках, подвергнутых радиационному облучению, появляются дополнительные неравновесные дефекты структуры. При последующем хранении пленок эти дефекты могут самопроизвольно удаляться из кристаллической решетки материала пленки. Время релаксации для дефектов с низкими энергиями активации составляет несколько минут, а для дефектов с высокой энергией активации — многие месяцы. При отжиге пленок при повышенной температуре удаление дефектов из кристаллической решетки происходит за более короткое время. При этом генерируется НФШ, который является нестационарным шумом.

В работах [81, 82] исследовано влияние отжига наведенных дефектов на СПМ  $1/f$ -шума пленок Al в диапазоне температур 10–300 К. Дефекты создавались путем облучения пленок быстрыми электронами энергией 1 МэВ и дозой  $3,7 \times 10^{23}$  эл./м<sup>2</sup> при температуре 10 К. После облучения образцов наблюдалось возрастание уровня шума в шесть раз и сопротивления на 25%. Изохронный отжиг образцов в течение 600 с при постепенном повышении температуры от 10 К до 300 К приводил к восстановлению уровня  $1/f$ -шума и сопротивления при температуре 200 К. Полученный результат объясняется уменьшением при отжиге числа подвижных дефектов, возникших при облучении пленок быстрыми электронами.

При радиационном облучении пленок возникают дефекты с различными энергиями активации и соответственно с различными температурами отжига. На основе модели Дата–Хорна [5] в работе [82] получена функция распределения для энергии активации дефектов  $D(E_a)$  в необлученных и облученных образцах. Для необлученных образцов функция распределения  $D(E_a)$  имела наибольшее значение в диапазоне энергий примерно от 0,2 эВ до 0,9 эВ. С этими видами дефектов в пленках связано возникновение РФШ. После облучения пленок с последующим отжигом их при температуре 105 К функция  $D(E_a)$  оказалась равномерной в диапазоне энергий от сотых долей электрон-вольта до 0,15 эВ. Температура отжига наведенных дефектов в Al пленках со столь низкой

энергией активации оказывается ниже 200 К. Эти виды дефектов создают НФШ в диапазоне температур 10–100 К.

Результаты, аналогичные [81, 82], по исследованию влияния наведенных дефектов на СПМ неравновесного  $1/f$ -шума для пленок меди получили Пелз и Кларк [83].

Влияние  $\gamma$ -радиации на уровень  $1/f$ -шума пленок ниобия исследовано в работе [45]. Поскольку энергии активации наведенных микродефектов в Nb пленках выше, чем в пленках Al [82] или в Cu [83]; измерения СПМ шума можно было проводить при комнатной температуре. Исследования [45] показали, что после облучения пленок Nb  $1/f$ -шум возрос вследствие появления дополнительных дефектов в кристаллической решетке (рис. 18, кривая 2). После токового отжига образца уровень  $1/f$ -шума снизился примерно до уровня шума необлученных образцов (кривая 3), хотя и сохранилось некоторое превышение первоначального уровня ФШ (кривая 1), связанное с образованием в пленке после радиационной обработки дополнительных микродефектов структуры.

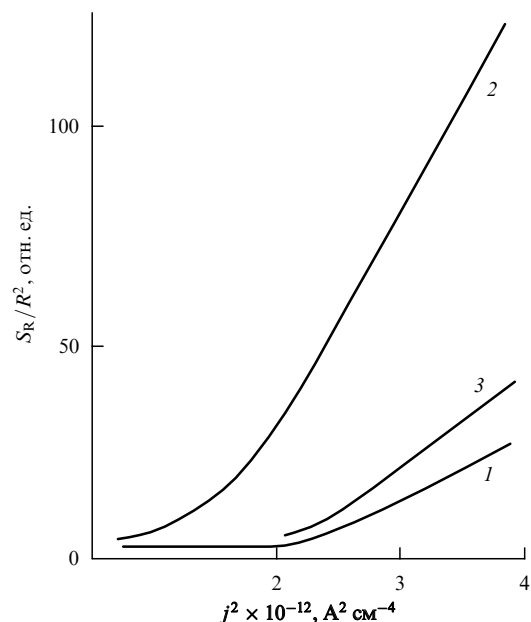


Рис. 18. Зависимости относительной СПМ  $1/f$ -шума от плотности постоянного тока для пленок ниобия: кривая 1 — для исходного образца, не подвергнутого радиационному облучению; кривая 2 — для того же образца после радиационного облучения; кривая 3 — после токового отжига образца [45].

Таким образом, в ФШ металлических пленок, облученных частицами высоких энергий, появляется компонента неравновесного нестационарного  $1/f$ -шума, обусловленная избыточными наведенными дефектами микроструктуры — в основном вакансиями и дислокациями [66], уровень которой зависит от их концентрации, а время релаксации НФШ определяется энергией активации наведенных дефектов.

## 7.3. НФШ в проводниках, вызванный деформированием образца

Представляют интерес прямые эксперименты по исследованию влияния контролируемых механических напряжений, создаваемых внешней силой, на уровень и харак-

тер  $1/f$ -шума в металлических пленках в связи с тем, что механические напряжения могут способствовать возникновению неравновесного  $1/f^{\gamma}$ -шума.

Флитвуд и Джиордано обнаружили увеличение  $1/f$ -шума в пленках платины, золота, серебра, свинца и олова, осажденных на подложки из стекла и на эластичные подложки, примерно на порядок величины при их деформировании [84]. После снятия внешней деформирующей силы уровень шума в пленках оказывался выше первоначального, наблюдаемого до деформирования образца, причем уровень шума релаксировал к меньшему значению за время от нескольких часов до месяцев. Наблюдаемые в экспериментах эффекты авторы связывают с образованием и аннигиляцией микродефектов структуры. По-видимому, в этих экспериментах имела место пластическая деформация в пленочном образце. В [84] обнаружено также, что для пленок на эластичных подложках  $1/f$ -шум проявляет большую нестабильность по сравнению с пленками, осажденными на стеклянных подложках. Следует заметить, что в этих экспериментах уровень задаваемых механических напряжений для эластичных подложек был выше, чем для подложек из стекла.

Количественные исследования по влиянию контролируемых механических напряжений, создаваемых путем приложения внешней силы, на уровень и характер  $1/f$ -шума в металлических пленках были выполнены в работах [78, 79, 85]: в пленках хрома на стекле в [78, 79] и алюминия на эластичной полиимидной подложке ПМ-1 в работе [85].

В пленках хрома путем изгиба консольно закрепленной подложки с пленкой могли создаваться как растягивающее, так и сжимающее напряжения [8, 78, 79]. Растягивающие напряжения в пленке создавались при приложении внешней изгибающей силы к свободному концу подложки перпендикулярно ее плоскости со стороны пленки, а сжимающее — при приложении силы со стороны подложки. По отклонению незакрепленного конца подложки с пленкой определяли относительную деформацию пленки и для области упругой деформации вычисляли механические напряжения в ней по формуле Гука.

На рисунке 19 приведены зависимости СПМ  $1/f$ -шума от частоты для пленки хрома при различных механических напряжениях в ней для области упругой деформации [78]. Кривая 1 соответствует внутренним механическим напряжениям  $\sigma_0 = 10^8$  Па (без приложения внешней силы). С увеличением в пленке среднего значения растягивающих напряжений от  $\sigma = \sigma_0 = 10^8$  Па до  $\sigma = 3 \times 10^8$  Па СПМ  $1/f$ -шума на частоте 100 Гц возрастает приблизительно на три порядка величины, а показатель  $\gamma$  формы спектра возрастает от значения 1 до 2,5. После снятия внешней изгибающей силы СПМ  $1/f^{\gamma}$ -шума для области упругой деформации обратимо возвращалась к своему исходному значению, соответствующему кривой 1 на рис. 19 без приложения внешней силы. Сопротивление пленки для области упругой деформации при приложении внешней силы также возрастало обратимо на 0,5–1%. При относительной деформации пленки  $\varepsilon \geq 0,4\%$ , соответствующей области пластической деформации, наблюдались необратимые изменения уровня ФШ и сопротивления [79].

Следует иметь в виду, что в случае изгиба консольно закрепленной подложки с пленкой вдоль пленки

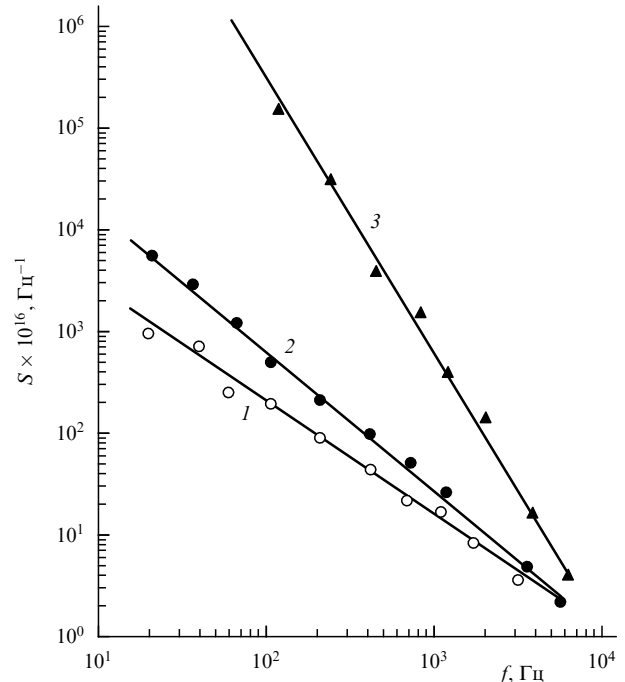


Рис. 19. Влияние механических напряжений на СПМ  $1/f$ -шума в пленках хрома;  $h = 80$  нм,  $T = 300$  К: линия 1 —  $\sigma = \sigma_0 = 10^8$  Па; линия 2 —  $\sigma = 2 \times 10^8$  Па; линия 3 —  $\sigma = 3 \times 10^8$  Па [78].

создается градиент механических напряжений, при наличии которого появляется градиент концентрации вакансий. В пленке возникает диффузионный поток вакансий в направлении градиента механических напряжений, способствующий снижению напряжений в пленке, а следовательно, и ее свободной энергии [58, 59]. Этим, по-видимому, и объясняется столь значительное увеличение уровня НФШ и показателя формы спектра  $\gamma$  с ростом механических напряжений для исследованных в [78] пленок Cr.

В пленках Al на эластичной полиимидной подложке также наблюдали возрастание СПМ  $1/f$ -шума на частоте 20 Гц примерно в 30 раз с увеличением однородных по длине пленки растягивающих механических напряжений от 0 до  $1,2 \times 10^8$  Па, которые создавали внешней растягивающей силой [85]. При этом показатель формы спектра  $\gamma$  с увеличением механических напряжений в указанном диапазоне возрастал от величины 1,1 до 1,7.

Следует заметить, что в пленках алюминия и хрома, изготовленных при различных технологических режимах, при возрастании в них внутренних механических напряжений также происходит возрастание СПМ  $1/f$ -шума и показателя формы спектра  $\gamma$  [86, 87].

Интересные явления наблюдались в металлических проводниках, подвергнутых термо-циклированию [14]. А именно, появление резких микрофлуктуаций сопротивления образца, величина которых достигала нескольких микроом. Это явление, названное в [14] флуктуацией сопротивления, вызванной термоциклированием, по-видимому, обусловлено генерацией-аннигиляцией дислокаций, появление которых связано с высоким уровнем термических напряжений в пленке, возникающих при ее нагреве вследствие несоответствия температурных коэффициентов линейного расширения материалов пленки и подложки [30].

В [88] исследовано влияние механических напряжений, создаваемых внешней растягивающей силой, на  $1/f$ -шум углеродных волокон диаметром 6 мкм, длиной 10 см, имеющих сопротивление 41,3 кОм. Волокна деформировали в широком диапазоне — от области упругой до пластической деформации. Найдено, что СПМ  $1/f$ -шума увеличивается примерно в 20 раз при увеличении растягивающих напряжений от 0 до  $2,5 \times 10^{10}$  Па, в то время как изменение сопротивления углеродного волокна составляло всего несколько процентов. Обнаружено увеличение уровня ФШ в четыре раза после снятия нагрузки по сравнению с исходным. Это необратимое изменение уровня ФШ, по-видимому, связано с пластической деформацией кристаллической решетки углеродного волокна.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты показывают, что механические напряжения в металлических пленках и других проводниках, создаваемые внешней силой, приводят к возникновению неравновесного  $1/f^\gamma$ -шума, который связан с увеличением концентрации неравновесных дефектов, в частности, вакансий — для металлов. В области упругой деформации этот вид НФШ может быть стационарным, если только концентрация неравновесных дефектов в пленке сохраняется неизменной во времени. При создании вдоль проводящей пленки неоднородных механических напряжений возникает высокий уровень НФШ, что может быть связано с процессом диффузии вакансий вдоль пленки в направлении градиента механических напряжений.

## 8. Неразрушающий контроль качества пленочных проводников, резисторов и контактов методом измерения фликкер-шума

### 8.1. Прогнозирование электромиграционной стойкости тонких пленок по $1/f$ -шуму

В работе [89] был предложен метод прогнозирования устойчивости тонких Al пленок к ЭМ повреждениям по уровню равновесного  $1/f$ -шума, имеющего вакансионный механизм возникновения. Метод основывался на результатах эксперимента, согласно которым уровень  $1/f$ -шума был выше в пленках Al с более мелкими зернами [62]. Так, при уменьшении среднего размера зерна примерно в два раза наблюдался рост уровня  $1/f$ -шума на три порядка величины, причем сопоставление кривых распределений зерен по размерам показало, что повышение уровня шума связано с увеличением доли мелких зерен (с размером зерен  $d_{cp} \leq 50$  нм). Наряду с этим было известно [58], что медианное время отказа в следствии электромиграции для мелкозернистых пленок Al меньше по сравнению с крупнозернистыми. Эти результаты и дали авторам [89] основания применить метод измерения СПМ равновесного  $1/f$ -шума для оценки ЭМ стойкости металлических пленок.

Для СПМ равновесного ФШ имеет место активационная зависимость от температуры с энергией активации, равной энергии образования вакансии  $E_v$  (см. раздел 2.2), которая может быть найдена из температурной зависимости СПМ  $1/f$ -шума. Однако медианное время отказа  $t_{50}$  при испытаниях тонкопленочных проводников на ЭМ стойкость оценивается соотно-

шением [58, 59]

$$t_{50} = A j^{-n} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (8.1)$$

где коэффициент пропорциональности  $A$  является характеристикой проводника и зависит от материала пленки, ее структуры и геометрии. Показатель степени  $n$  равен 1 при малых плотностях тока  $j \leq 10^5$  А см<sup>-2</sup> и возрастает с увеличением плотности тока, принимая обычно значения в диапазоне от 1 до 5 [59].

Как известно [20, 21], в металлах основную роль играет вакансионный механизм диффузии. При этом энергия активации самодиффузии  $E_a$  в выражении (8.1) равна сумме энергий активации образования вакансии  $E_v$  и активации миграции вакансии  $E_m$ , т.е.

$$E_a = E_v + E_m.$$

С уменьшением энергии образования вакансии  $E_v$  будет уменьшаться и энергия активации самодиффузии атомов  $E_a$ . Одновременно будет увеличиваться и уровень  $1/f$ -шума в соответствии с (2.7) и (2.8). В мелкозернистых пленках энергия  $E_v$  меньше, чем в крупнозернистых, а это означает, что для первых энергия активации  $E_a$  будет меньше. Именно этот факт и позволяет оценивать ЭМ стойкость пленок по уровню РФШ.

Однако из измерений РФШ не удается определить энергию активации самодиффузии атомов металла  $E_a$ , входящую в выражение (8.1) для медианного времени отказа  $t_{50}$ . Кроме того, прогнозировать ЭМ стойкость высококачественных металлических пленок с низкой концентрацией подвижных дефектов по результатам измерения РФШ не удается. В таких пленках при сравнительно малой плотности тока наблюдается равновесный  $1/f$ -шум, возникающий вследствие флуктуаций подвижности носителей заряда при рассеянии электронов на акустических фоновых, уровень которого определяется формулой Хоуге (2.1).

К настоящему времени опубликовано достаточно много работ, в которых выявлена связь между ЭМ стойкостью тонких металлических пленок и уровнем неравновесного  $1/f^2$ -шума в них [12–14, 44, 60]. Результаты этих работ иногда различаются вследствие различий в пленочных образцах. Однако имеются и общие закономерности. Наблюдаемая связь между медианным временем отказа и уровнем ЭМ  $1/f^2$ -шума обусловлена тем, что уровень  $1/f^2$ -шума выше в образцах с более высокой плотностью дефектов, которые действуют как источники-стоки вакансий [20] и, следовательно, влияют на ЭМ стойкость пленок [58, 59]. Чен с соавторами [90] прямыми экспериментами подтвердил, что пленки Al с повышенным избыточным шумом имеют меньшее медианное время отказа. Затем Нери с соавторами в [12] из температурных зависимостей СПМ неравновесного ЭМ  $1/f^2$ -шума определил энергию активации для пленок Al, которая имела величину около 0,67 эВ, что соответствует энергии активации диффузии вакансий по границам зерен, и находилась в диапазоне значений, найденных другими методами.

Чтобы СПМ неравновесного  $1/f^2$ -шума превышала общий уровень ФШ пленочного образца при задании постоянного тока, измерения в подобных экспериментах проводят при высоких токовых и температурных нагрузках [12–14]. При измерениях на постоянном токе СПМ

неравновесного  $1/f^2$ -шума обычно превышает СПМ равновесного  $1/f$ -шума (для которого показатель  $\gamma \approx 1$ ) только на очень низких частотах (порядка нескольких миллигерц – герца).

В связи с этим при изучении ЭМ  $1/f^2$ -шума можно рекомендовать методы, описанные в разделе 4, которые позволяют выделить неравновесный  $1/f^2$ -шум из полной мощности шума. При использовании метода, основанного на измерении спектров амплитудных флуктуаций гармоник сигнала-отклика, наряду с синусоидальным воздействием на образец иногда задают и постоянный ток высокой плотности [91]. В условиях производства современных электронных приборов и ИМС предпочтительнее отдать методу импульсного тестового воздействия на образец [31] как наиболее простому в аппаратной реализации.

В любом случае результаты измерений СПМ неравновесного  $1/f^2$ -шума могут быть использованы для обнаружения ЭМ повреждений в тонкопленочных проводниках на самых ранних стадиях, когда другими методами эти повреждения не обнаруживаются [12, 66].

### 8.2. Контроль качества пленочных резисторов по $1/f$ -шуму

В настоящее время по измерениям уровня ФШ предсказывают качество и надежность пассивных компонентов различных электронных приборов и ИМС: тонкопленочных проводников, контактов, пленочных резисторов. При этом, как показывает анализ опубликованных работ, во многих случаях НФШ является наиболее информативным индикатором качества по сравнению с РФШ, хотя специально этот факт, как правило, не оговаривается. Именно неравновесные (нелинейные) флуктуации несут информацию о различных нарушениях в кристаллической решетке твердых тел и обладают высокой чувствительностью к скрытым дефектам.

Так, в работах Сикулы с соавторами [46, 92], посвященным вопросам диагностики различных электронных приборов по низкочастотному шуму, в частности, вопросу оценки качества и предсказания надежности толстых проводящих пленок на основе Ag/Pd и Ag паст по уровню ФШ [46], отмечается, что существует фундаментальная компонента ФШ со строго  $1/f$ -спектром, для которой СПМ  $S \propto I_0^2$ , и избыточная компонента шума с  $1/f^\gamma$ -спектром, генерируемая дефектами. Для образцов с избыточной компонентой шума показатель  $\gamma \approx 1,4$ ; он и используется для обнаружения несовершенств в пленках. Под избыточной компонентой шума здесь можно подразумевать НФШ.

Вместе с тем по уровню РФШ, обусловленного процессом рождения-гибели вакансий в металлах, иногда удается оценить не только ЭМ стойкость тонкопленочных проводников (см. предыдущий раздел), но также стабильность контактных систем и пленочных резисторов. Однако в общем случае по уровню РФШ не удается осуществить неразрушающий контроль качества пассивных компонентов ИМС и оценивать их надежность. В качестве примера на рис. 20 показано изменение энергетического спектра  $1/f$ -шума для двух Ni/Cr резисторов при отжиге в течение 420 ч при температуре  $T = 520$  К при токе  $I_0 = 3$  мА [13]. Как видно из рисунка, до отжига резисторы  $R_1$  и  $R_2$  имели одинаковые уровни  $1/f$ -шума. После отжига уровень  $1/f$ -шума резистора  $R_1$  возрос на два порядка величины, а уход его сопротивле-

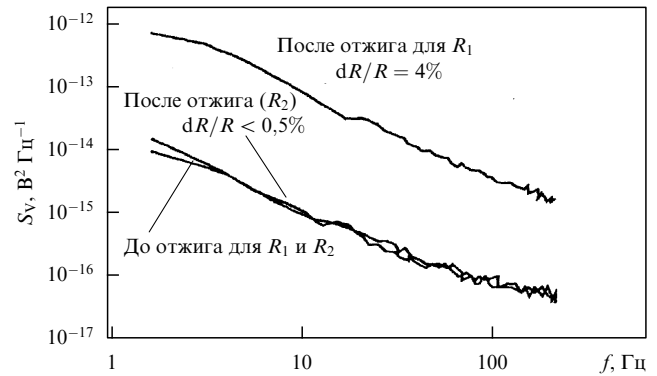


Рис. 20. Изменение относительной СПМ  $1/f$ -шума для двух резисторов на основе Ni/Cr пленок при отжиге в течение 420 ч при температуре  $T = 520$  К [13].

ния составил 4 %, тогда как уровень  $1/f$ -шума для резистора  $R_2$  не изменился, а уход сопротивления оказался менее 0,5 %. Данный результат указывает на то, что в резисторе  $R_1$  после отжига произошли значительные повреждения, хотя до отжига уровень  $1/f$ -шума у него был такой же, как у резистора  $R_2$ . В данном случае не удалось прогнозировать стабильность резистора  $R_1$  по результатам измерения СПМ  $1/f$ -шума до испытаний. По-видимому, до отжига был измерен равновесный  $1/f$ -шум резисторов  $R_1$  и  $R_2$ , который не является информативным параметром их качества.

При оценке качества различных типов электронных приборов и пассивных элементов ИМС можно осуществлять контроль одновременно по параметрам нелинейности ВАХ и по уровню  $1/f$ -шума. Так, в работе [93] по уровню  $1/f$ -флуктуаций проводимости и амплитуде третьей гармоники сигнала-отклика оценивали стабильность толстопленочных резисторов на основе Ag/Pd и Ag паст. Вообще имеется возможность проводить диагностику электронных приборов по параметрам квадратичной, кубической и линейностям более высоких степеней ВАХ, а также по НФШ, которые несут информацию по различным видам скрытых дефектов в кристаллической решетке твердых тел.

### 8.3. Новые принципы фликкер-шумовой спектроскопии

В работах Тимашева [94, 95] показаны новые возможности получения информации на основе анализа длинных хаотических рядов динамических переменных, характеризующих эволюцию сложных нелинейных, в том числе природных систем методом компьютерной обработки сигналов после их оцифровки. Метод может быть применен также для анализа электрических шумов в различных физических системах. Этот метод получил название метода фликкер-шумовой спектроскопии (Flicker-Noise Spectroscopy — FNS). Сущность FNS подхода состоит в придании информационной значимости различным нерегулярностям (всплески, скачки, изломы производных различных порядков) динамических переменных. Высокая информативность метода FNS обусловлена тем, что свойства каждого из типов нерегулярностей в любой системе, характеризующих уровень и характер ФШ, извлекаются при анализе не только СПМ шума, но и разностных моментов различных порядков. При этом для хаотических сигналов

вводятся "паспортные параметры", которые определяются из сопоставления общих феноменологических зависимостей с экспериментальными данными. Метод FNS можно применять для анализа как стационарных, так и нестационарных случайных процессов. Метод был апробирован при анализе динамики разнообразных физико-химических процессов: флуктуаций электрического напряжения в электрохимических системах, а также для исследования флуктуаций солнечной активности [96, 97]. К сожалению, пока в литературе отсутствуют сведения о применении метода FNS для исследования ФШ в проводящих пленках, резисторах, контактах и полупроводниках.

## 9. Заключение

Неравновесный фликкер-шум (НФШ) в проводящих пленках и контактах тесно связан с нелинейными механизмами проводимости. Если возникновение равновесного фликкер-шума (РФШ) обусловлено флуктуациями сопротивления, входящего в закон Ома (коэффициента при линейном члене ВАХ), то флуктуации коэффициентов при нелинейных членах ВАХ дают неравновесный  $1/f^\gamma$ -шум, причем вклад последних в полную мощность  $1/f$ -шума при высокой плотности тока может быть преобладающим. Уровень и характер флуктуаций в каждом конкретном случае определяется механизмами переноса и рассеяния носителей заряда.

В пленках металлов и сплавов наблюдаются различные механизмы возникновения НФШ. Проявление конкретного механизма НФШ определяется микроструктурой пленочного образца и условиями измерений (величиной заданного тока, температурой), а также внешними воздействиями на образец (деформирование, радиационное облучение). В металлических пленках РФШ со спектром вида  $1/f$  и неравновесный электромиграционный шум со спектром вида  $1/f^2$  часто присутствуют одновременно, однако последний во многих случаях проявляется только при высоких токовых нагрузках и на достаточно низких частотах (до долей мегагерц).

Наблюдаемые в экспериментах различного вида зависимости СПМ фликкер-шума от плотности тока, температуры и частоты объясняются различием относительных вкладов РФШ и НФШ в полную мощность шума образца. В металлических пленках, содержащих гетерогенные включения в виде тонких диэлектрических слоев по границам зерен из-за повышенного содержания в них газовых примесей, вклад флуктуаций коэффициентов при нелинейных членах ВАХ в уровень  $1/f$ -шума может быть преобладающим даже при сравнительно малой плотности тока через образец  $j < 10^4$  А см<sup>-2</sup>. Результаты исследований  $1/f$ -шума в тонкопленочных резисторах на основе пленок тантала показали, что основной вклад в НФШ резистора дают контакты при незначительном вкладе в его сопротивление.

Степень нелинейности ВАХ и уровень неравновесного  $1/f^\gamma$ -шума несут информацию о скрытых дефектах и нарушениях в кристаллической решетке твердых тел. Основные виды дефектов, приводящие к возникновению нелинейности ВАХ и НФШ в проводящих пленках и контактах, это: избыточные вакансии, дислокации, различные гетерогенные включения, в том числе диэлектрические слои в области контакта или в объеме пленки; локальные механические напряжения, поры и трещины,

из-за которых появляется неоднородный токовый нагрев пленки. Поэтому степень нелинейности ВАХ и уровень неравновесного  $1/f^\gamma$ -шума являются информативными параметрами качества проводящих пленок и контактов.

Описанные в обзоре методы изучения неравновесных флуктуаций проводимости двухполосников со слабой нелинейностью (метод измерения спектров амплитудных флуктуаций гармоник сигнала-отклика образца при гармоническом тестовом воздействии и метод измерения флуктуаций напряжения постоянной составляющей сигнала-отклика образца при импульсном тестовом воздействии) позволяют выделить НФШ из полной мощности  $1/f$ -шума. Метод измерения НФШ в безынерционных двухполосниках при импульсном тестовом воздействии на образец имеет высокую чувствительность к скрытым дефектам. Описанные в обзоре методы могут быть рекомендованы для исследования флуктуационных явлений в различных типах пассивных безынерционных двухполосников в физических, физико-химических и биологических системах.

В связи с совершенствованием технологии изготовления современных электронных приборов и повышением качества ИМС в них уменьшается число скрытых дефектов. При этом использование традиционных методов неразрушающего контроля качества и прогнозирования надежности различных видов изделий электронной техники даже по такому информативному и чувствительному к скрытым дефектам параметру, как уровень  $1/f$ -шума, измеряемому традиционным методом при задании постоянного тока через образец, становится неэффективным. Успешно прогнозировать надежность по равновесному фликкер-шуму можно лишь в отдельных случаях. Только НФШ несет информацию о скрытых дефектах в проводящих пленках и контактах и является информативным параметром их качества. По НФШ можно проводить неразрушающий контроль качества в производстве современных электронных приборов и ИМС при оценке качества проводящих и резистивных пленок, контактов, межслойных переходов и других структурных компонентов.

Вместе с тем НФШ в проводящих пленках и контактах все еще остается недостаточно изученным явлением. Не созданы физические и математические модели для разных видов НФШ, проанализированных в данном обзоре, совсем не изучены его статистические свойства. В связи с этим для исследования НФШ наряду с описанными в обзоре методами экспериментальных исследований неравновесных фликкерных флуктуаций в проводящих пленках (и помимо традиционных методов измерений СПМ шума на постоянном токе) следует рекомендовать новые методы для изучения НФШ. Одним из таких методов может стать указанный в обзоре метод фликкер-шумовой спектроскопии (FNS метод), при применении которого измеряется не только СПМ шума, но определяются также разностные моменты различных порядков. Можно надеяться, что применение этого метода к исследованиям неравновесного  $1/f^\gamma$ -шума в проводящих пленках и контактах позволит получить новые сведения о природе этого явления в указанных системах и в твердых телах вообще.

## Список литературы

1. Johnson J B *Phys. Rev.* **26** 71 (1925)
2. Schottky W *Phys. Rev.* **28** 74 (1926)



3. Бочков Г Н, Кузовлев Ю Е *УФН* **141** 151 (1983)
4. Hooge F N, Kleinpenning T G M, Vandamme L K J *Rep. Prog. Phys.* **44** 479 (1981)
5. Dutta P, Horn P M *Rev. Mod. Phys.* **53** 497 (1981)
6. Коган Ш М *УФН* **145** 285 (1985)
7. Weissman M B *Rev. Mod. Phys.* **60** 537 (1988)
8. Жигальский Г П *УФН* **167** 623 (1997)
9. Hooge F N *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-41** 1926 (1994)
10. Voss R F, Clarke J *Phys. Rev. Lett.* **36** 42 (1976)
11. Гуляев А М, Кукоев И В, Мирошникова И Н, в сб. *Материалы докладов международного научно-технического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах"* (М.: МНТОРЭС, 2001) с. 21
12. Neri B, Diligenti A, Bagnoli P E *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-34** 2317 (1987)
13. Touboul A, Verdier F, Herve Y, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the Intern. Conf., Kyoto, Japan, 1991* (Eds T Musha, S Sato, M Yamamoto) (Tokyo: Onmsha, 1992) p. 73
14. Neri B, Ciofi C, Dattilo V *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-44** 1454 (1997)
15. Hooge F N, Hoppenbrouwers A M H *Physica* **45** 386 (1969)
16. Hooge F N *Physica B+C* **83** 14 (1976)
17. Hooge F N, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the 14th Intern. Conf., Leuven, Belgium, 14–18 July, 1997* (Eds C Claeys, E Simoen) (Singapore: World Scientific, 1997) p. 3
18. Giordano N *Rev. Solid State Sci.* **3** 27 (1989)
19. Musha T, in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, Hong Kong, Aug. 23–26, 1999* (Ed. C Surya) (Hong Kong: Polytechnic Univ., 1999) p. 18
20. Бокштейн Б С *Диффузия в металлах* (М.: Металлургия, 1978)
21. Жирифалько Л *Статистическая физика твердого тела* (М.: Мир, 1975)
22. Потемкин В В, Бакши И С, Жигальский Г П *Радиотехника и электроника* **28** 221 (1983)
23. Ван-дер-Зил А *Флуктуационные явления в полупроводниках* (М.: ИЛ, 1961)
24. Букингам М *Шумы в электронных приборах и системах* (М.: Мир, 1986)
25. Жигальский Г П *Письма в ЖЭТФ* **54** 510 (1991)
26. Zhigalskii G P, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the Intern. Conf., Kyoto, Japan, 1991* (Eds T Musha, S Sato, M Yamamoto) (Tokyo: Ohmsha, 1992) p. 39
27. Жигальский Г П *Журн. физ. химии* **69** 1355 (1995)
28. Zhigal'skii G P, Jones B K, in *Proc. of the 15th Intern. Conf., on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, Hong Kong, Aug. 23–26, 1999* (Ed. C Surya) (Hong Kong: Polytechnic Univ., 1999) p. 172
29. Чопра К Л *Электрические явления в тонких пленках* (М.: Мир, 1972)
30. Жигальский Г П *Физические явления в тонких металлических пленках* (М.: Изд-во МИЭТ, 1996)
31. Жигальский Г П, Карев А В *Радиотехника и электроника* **44** 220 (1999)
32. Kirbi P L *Electron. Eng.* **37** 722 (1965)
33. Zhigal'skii G P, in *Fluctuation Phenomena in Physical Systems: Proc. of the 7th Vilnius Conf., Palanga, Lithuania, 4–7 Oct., 1994* (Ed. V Palenskis) (Vilnius: Vilnius Univ. Press, 1994) p. 285
34. Jones B K, Zhigal'skii G P, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: ICNF 2001: Proc. of the 16th Intern. Conf., Gainesville, Florida, USA, 22–25 Oct. 2001* (Ed. G Bosman) (River Edge, NJ: World Scientific, 2001) p. 73
35. Lortetje J H J, Hoppenbrouwers A M H *Philips Res. Rep.* **26** 29 (1971)
36. Jones B K, Francis J D J *Phys. D: Appl. Phys.* **8** 1172 (1975)
37. Паленскис В П, Леонтьев Г Е, Миколайтис Г С *Радиотехника и электроника* **21** 2433 (1976)
38. Jones B K *Electron. Lett.* **12** 110 (1976)
39. Малахов А Н *Флуктуации в автоколебательных системах* (М.: Наука, 1968)
40. Жигальский Г П, Карев А В *Оборонный комплекс — научно-техническому прогрессу России* (3–4) 50 (1997)
41. Томпсон М *Дефекты и радиационные повреждения в металлах* (М.: Наука, 1983)
42. Жигальский Г П, в сб. *Материалы докладов международного научно-технического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах"* (М.: МНТОРЭС, 1997) с. 152
43. Дульнев Г Н, Семьяшкин Э М *Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах* (Л.: Энергия, 1968)
44. Schwarz J A et al. *J. Appl. Phys.* **70** 1561 (1991)
45. Potemkin V V, Stepanov A V, Zhigal'skii G P, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 61
46. Sikula J, Touboul A, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 206
47. Bagnoli P E et al. *J. Appl. Phys.* **63** 1448 (1988)
48. Neri B et al., in *Noise in Physical Systems: Including 1/f Noise, Biological Systems and Membranes: Proc. of the 10th Intern. Conf., Aug. 21–25, 1989, Budapest, Hungary* (Ed. A Ambrózy) (Budapest: Akadémiai Kiadó 1990) p. 237
49. Chen T M, Fang P, Cottle J G, in *Noise in Physical Systems: Including 1/f Noise, Biological Systems and Membranes: Proc. of the 10th Intern. Conf., Aug. 21–25, 1989, Budapest, Hungary* (Ed. A Ambrózy) (Budapest: Akadémiai Kiadó, 1990) p. 515
50. Smith R G, Biery G A, Rodbell K P *Appl. Phys. Lett.* **65** 315 (1994)
51. Chen T M, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 17
52. Yassine A M, Chen T M, in *Proc. of the 13th Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations"* (Eds V Bareikis, R Katilius) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 614
53. Ciofi C, Diligenti A, Neri B, in *Proc. of the 13th Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations"* (Eds V Bareikis, R Katilius) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 618
54. Diligenti A et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **EDL-6** 606 (1985)
55. Celik-Butler Z, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 200
56. Chen T M, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 17
57. Yassine A M, Chen C T-M *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-44** 180 (1997)
58. Д'Эрль Ф, Розенберг Р, в кн. *Физика тонких пленок* Т. 7 (Под ред. Дж Хассы, М Х Франкомба, Р У Гофмана) (М.: Мир, 1977) с. 284
59. *Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции* (Под ред. Дж Поуга, К Ту, Дж Мейера) (М.: Мир, 1982)
60. Dagge K et al., in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 603
61. Jones B K *Adv. Electron. El. Phys.* **87** 201 (1994)
62. Жигальский Г П, Бакши И С *Радиотехника и электроника* **25** 771 (1980)
63. Koch R H, Lloyd J R, Cronin J *Phys. Rev. Lett.* **55** 2487 (1985)
64. Ochs E et al., in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the 14th Intern. Conf., Leuven, Belgium, 14–18 July, 1997* (Eds C Claeys, E Simoen) (Singapore: World Scientific, 1997) p. 415
65. Volin T E, Lie K H, Balluffi R W *Acta Metall.* **19** 263 (1971)
66. Seeger A, Stoll H, in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, Hong Kong, Aug. 23–26, 1999* (Ed. C Surya) (Hong Kong: Polytechnic Univ., 1999) p. 162
67. Neri B, Olivo P, Riccò B *Appl. Phys. Lett.* **51** 2167 (1987)
68. Жигальский Г П *Радиотехника и электроника* **44** 1413 (1999)
69. Смирнов В И, Мата Ф Ю *Теория конструкций контактов в электронной аппаратуре* (М.: Советское радио, 1974)
70. Жигальский Г П, Зайцев В В *Изв. вузов. Электроника* (5) 79 (1997)
71. Осокин Н Е *Изв. вузов. Электроника* (1–2) 119 (1999)
72. Жигальский Г П, Карев А В, Косенко В Е *Электронная техника. Сер. 6. Материалы* (1) 70 (1992)
73. *Пленочная микроэлектроника* (Под ред. Л Холлэнды) (М.: Мир, 1968)

74. Палатник Л С, Фукс М Я, Косевич В М *Механизм образования и структура конденсированных пленок* (М.: Наука, 1972)
75. Zhigal'skii G P, Karev A V, in *Proc. of the 13th Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations"* (Eds V Vareikis, R Katilius) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 323
76. Жильков Э А и др., в сб. *Полупроводниковые приборы и интегральные схемы* (Сборник научных трудов по проблемам микроэлектроники, Вып. 27. Отв. ред. А А Орликовский) (М.: МИЭТ, 1976) с. 127
77. Potemkin V V et al., in *Fluctuation Phenomena in Physical Systems: Proc. of the 6th Sci. Conf., Sept. 23–27, 1991, Palanga, Lithuania* (Ed. V Palenskis) (Vilnius: Vilnius Univ. Press, 1991) p. 79
78. Жигальский Г П, Куров Г А, Сиранашвили И Ш *Изв. вузов. Радиофизика* **26** 207 (1983)
79. Куров Г А, Жигальский Г П, Сиранашвили И Ш, в сб. *Пути повышения стабильности и надежности микрэлементов и микросхем. Материалы 2-го Всесоюз. научно-технического семинара* (Рязань: Изд-во РРТИ, 1982) с. 41
80. Жигальский Г П, Федоров А С *Изв. вузов. Радиофизика* **28** 1192 (1985)
81. Briggmann J et al., in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 607
82. Dage K et al., in *Proc. of the 13th Conf. "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations"* (Eds V Vareikis, R Katilius) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 603
83. Pelz J, Clarke J *Phys. Rev. Lett.* **55** 738 (1985)
84. Fleetwood D M, Giordano N *Phys. Rev. B* **28** 3625 (1983)
85. Жигальский Г П, Соков Ю Е, Томсон Н Г, в сб. *Физика полупроводников и микроэлектроника* (Рязань: Изд-во РРТИ, 1977) с. 63
86. Zhigal'skii G P, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations* (AIP Conf. Proc., Vol. 285, Eds P H Handel, A L Chung) (New York: American Institute of Physics, 1993) p. 81
87. Жигальский Г П, Соков Ю Е, Томсон Н Г *Радиотехника и электроника* **24** 410 (1979)
88. Akabane H, Agu M, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: ICNF 2001: Proc. of the 16th Intern. Conf., Gainesville, Florida, USA, 22–25 Oct. 2001* (Ed. G Bosman) (River Edge, NJ: World Scientific, 2001) p. 99
89. Потемкин В В, Бакши И С, Жигальский Г П, в сб. *Электрофлюктуационная диагностика материалов и изделий электронной техники* (М.: Изд-во ЦНИИИТЭИ, 1981) с. 52
90. Chen T M, Djeu T P, Moore R D, in *Proc. on Reliability Physics, Orlando, 1985* (New York: IEEE Publ., 1985) p. 87
91. Jones B K, Xu Y Z *Microelectron. Reliab.* **33** 1829 (1993)
92. Sikula J et al., in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, Hong Kong, Aug. 23–26, 1999* (Ed. C Surya) (Hong Kong: Polytechnic Univ, 1999) p. 154
93. Sedlakova V et al., in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: ICNF 2001: Proc. of the 16th Intern. Conf., Gainesville, Florida, USA, 22–25 Oct. 2001* (Ed. G Bosman) (River Edge, NJ: World Scientific, 2001) p. 747
94. Timashev S F, in *Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: ICNF 2001: Proc. of the 16th Intern. Conf., Gainesville, Florida, USA, 22–25 Oct. 2001* (Ed. G Bosman) (River Edge, NJ: World Scientific, 2001) p. 775
95. Тимашев С Ф *Журн. физ. химии* **75** 1900 (2001)
96. Пархутин В П, Тимашев С Ф *Электрохимия* **36** 1378 (2000)
97. Kostuchenko G T, Timashev S F, in *Chaotic Universe* (Advanced Ser. in Astrophys. and Cosmology, Vol. 10, Eds V G Gurzadyan, R Ruffini) (Singapore: World Scientific, 2000) p. 579

### Nonequilibrium $1/f^\gamma$ -noise in conducting films and contacts

G.P. Zhigal'skii

Moscow State Institute of Electronic Engineering  
124527 Moscow, Zelenograd, Russian Federation  
Tel. (7-095) 532-99 24  
E-mail: genpal@zemail.ru

Work on non-equilibrium flicker-noise ( $1/f^\gamma$ -noise) in conducting films of various materials and in thin-film contacts is reviewed. Experimental methods for studying non-equilibrium flicker fluctuations by separating the non-equilibrium flicker-noise (NEFN) from the total noise are suggested. Published results on NEFN in metal and alloy films, Ni/Cr-film and  $Ta_xN_y$ -film resistors, and contacts are systematized. It is shown that various kinds of NEFN occur in conducting films. Depending on test conditions, external influences and the film microstructure, stationary and non-stationary NEFNs are observed. The use of  $1/f^\gamma$ -noise measurements for nondestructively controlling the quality of thin-film conductors is substantiated. For most of the passive IC components (thin-film conductors, resistive layers, contacts) NEFN makes a much more informative quality indicator than equilibrium flicker-noise.

PACS numbers: 05.40.Ca, **72.70.+m**, 73.50.Td, 85.40.Qx

Bibliography — 97 references

Received 15 June 2002, revised 17 February 2003