

УДК 621.391.822.4

АДСОРБЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ФЛИККЕРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТОНКИХ ПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК

А. В. Якимов

Предлагается объяснение температурной зависимости фликкерных флуктуаций сопротивления тонких проводящих пленок. В качестве основной причины флуктуаций рассматривается нелокальная адсорбция газов на гранулах пленки. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными.

Интерес к исследованию тонких проводящих пленок отчасти обусловлен тем, что они относятся к простейшим физическим объектам, в которых генерируются фликкерные шумы. В [1] предложена эмпирическая формула, определяющая спектр относительных флуктуаций сопротивления пленки:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = (\alpha_H/N) (1/f). \quad (1)$$

Здесь α_H — так называемая «постоянная Хоухе», имеющая порядок величины $2 \cdot 10^{-3}$, N — число носителей тока в образце.

Дальнейшие исследования подтвердили справедливость (1) для широкого класса объектов: пленок из различных металлов, точечных контактов как металлических, так и полупроводниковых [2]. Указанное обстоятельство стимулировало появление работ, имевших целью объяснение соотношения (1). Наибольшее признание получила теория [3], объяснявшая флуктуации сопротивления фликкерными флуктуациями температуры пленки, находящейся в равновесии с окружающей средой. Хотя в [3] зависимость спектра (1) от частоты, изменяющегося как $1/f$, постулировалась, результаты оказались в хорошем согласии с экспериментами, проведенными при комнатной температуре. Однако измерения [4], проведенные в диапазоне температур от 90 до 600 К, показали, что в работе [3] неправильно описывается зависимость спектра (1) от температуры образца.

В настоящей работе на основе физической модели фликкерных флуктуаций [5] теоретически рассмотрены флуктуации сопротивления пленок. В качестве основной причины флуктуаций рассматривается нелокальная адсорбция газов на поверхности пленки.

1. Рассмотрим металлическую пленку толщиной h , длиной L и шириной W , состоящую из монослоя кристаллических гранул, имеющих почти квадратную форму с размером стороны, равным a . Обозначим через r сопротивление между двумя соседними гранулами и $\langle \delta r^2 \rangle_f$ — спектр относительных флуктуаций этого сопротивления. Считаем сопротивление контакта между двумя соседними гранулами существенно превышающим объемное сопротивление отдельной гранулы. Идеализируя структуру пленки, полагаем, что ее гранулы упорядочены в примитивную тетрагональную решетку Браве, т. е. пленка состоит из W/a параллельно включенных цепей. Каждая цепь содержит L/a

последовательно соединенных гранул. В этом случае полное сопротивление пленки равно $R = rL/W$, а для спектра его относительных флуктуаций имеем

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = (a^2/LW) \langle \delta r^2 \rangle_f. \quad (2)$$

Полагаем, что флуктуации сопротивления обусловлены диффузией нелокализованных адатомов (атомов адсорбируемого газа) в промежуток между гранулами. Обозначим через a_a диаметр адатома, n — их число в зазоре между гранулами, имеющем сечение ah . Проводимость между этими гранулами равна

$$g = r^{-1} = (1 - \Theta_d) g_0,$$

где g_0 — проводимость в отсутствие нелокализованных адатомов, $\Theta_d = n(\pi a_a^2/4)/ah$ — степень заполнения поверхности нелокализованными адатомами ($\Theta_d \ll 1$).

Диффузия адатомов по поверхности гранул приводит к флуктуациям их количества n в отдельном зазоре, в результате

$$\langle \delta r^2 \rangle_f = \Theta_d^2 \langle \delta n^2 \rangle_f. \quad (3)$$

Перейдем к определению спектра относительных флуктуаций $\langle \delta n^2 \rangle_f$.

2. Согласно [5] считаем, что флуктуации числа адатомов в зазоре имеют фликкерный характер, а их спектр равен

$$\langle \Delta n^2 \rangle_f \equiv n^2 \langle \delta n^2 \rangle_f = \lambda t_0/f.$$

Здесь $2\lambda t_0 = 2(a + h)/a_n$ — среднее число адатомов вдоль периметра зазора, a_n — среднее расстояние между адатомами, определяемое из следующего соотношения: $\pi a_a^2/4 = \Theta_d a_n^2$. Отсюда найдем

$$\langle \delta n^2 \rangle_f = \frac{0,7 a_a^3}{\Theta_d^2 a_n^2 h} \left(1 + \frac{a}{h}\right) V \bar{\Theta} \frac{1}{f}. \quad (4)$$

Степень заполнения Θ_d равна [6]

$$\Theta_d = \Theta \exp(-E_d/kT). \quad (5)$$

Здесь Θ — полная степень заполнения, E_d — энергия активации диффузии, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

3. Приведенные соотношения позволяют определить спектр относительных флуктуаций сопротивления пленки. Учитывая (2) — (5), получим

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = \frac{a_a^3}{V} 0,7 \left(1 + \frac{a}{h}\right) V \bar{\Theta} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) \frac{1}{f}, \quad (6)$$

где $V = LWh$ — объем пленки. Полагая, что число носителей тока в пленке равно $N = V/a_0^3$, где a_0 — постоянная решетки, и сравнивая (1) с (6), придем к следующему выражению для постоянной Хоухе:

$$a_n = A \sqrt{\bar{\Theta}} \exp(-E_d/2kT). \quad (7)$$

Здесь $A = 0,7(a_a/a_0)^3(1 + a/h)$ — масштабный коэффициент.

Определить полную зависимость уровня фликкерных флуктуаций от температуры можно, учтя соответствующую зависимость $\Theta = \Theta(T)$, для чего воспользуемся результатами [6]. Анализ изотермы адсорбции Ленгмюра и уравнения Вант-Гоффа для скоростей химических реакций дает:

$$(\Theta^{-1} - 1)^{-1} = B \exp[(E_a/kT_0)(T_0/T - 1)]. \quad (8)$$

Здесь $T_0 = 300$ К — комнатная температура, E_a — энергия активации адсорбции, $B = K_0 p_0$, где p_0 и K_0 — давление адсорбируемого газа и константа скорости адсорбции при комнатной температуре.

Соотношения (7), (8) характеризуют зависимость уровня фликкерных флуктуаций, описываемого константой α_H , от температуры. Указанная зависимость имеет максимум при некоторой температуре T_p . При низких температурах ($T < T_p$) степень заполнения Θ практически равна единице. Поэтому уменьшение температуры приводит к уменьшению α_H согласно закономерности, описываемой экспоненциальным множителем в (7) и характерной для скорости поверхностной диффузии адатомов. При температурах, превышающих пиковое значение, увеличение T опять приводит к уменьшению α_H , но теперь за счет уменьшения степени заполнения Θ (см. (8)). Величина T_p увеличивается при росте параметра B и при уменьшении E_a .

4. В [4] эффект максимизации константы α_H при достижении некоторой температуры T_p обнаружен экспериментально для тонких пленок из серебра и меди.

Фитирование данных [4] соотношением (7) с использованием метода наименьших квадратов приводит к результатам табл. 1. Вид зависимостей α_H от температуры в координатах Аррениуса приведен на рис. 1. Здесь сплошные кривые — фитирование с помощью ЭВМ. Пунктирные линии — ручная аппроксимация.

Таблица 1

Материал [источник]	Диапазон температур, К	A	E_d , эВ	B	E_a , эВ
Ag[4]	175—520	2,08	0,242	$9,51 \cdot 10^4$	0,932
Cu[4]	165—590	0,43	0,212	$9,07 \cdot 10^9$	1,328
Au[4]	220—530	0,38	0,235	—	—
Ni[4]	320—685	197	0,391	—	—
Al[11]	200—460	—	0,4—0,6	—	—

Анализ полученных результатов позволяет предположить, что причиной рассматриваемых флуктуаций является нелокальная адсорбция кислорода, содержащегося в достаточно больших количествах в атмосфере ($p_0 = 2 \cdot 10^4$ Па). Учитывая связь фликкерных флуктуаций с термодинамическим старением систем [7, 8], можно нелокальную адсорбцию кислорода рассматривать как первый шаг к его хемосорбции, т. е. к окислению пленок. Отсутствие явно выраженного пика в зависимости α_H для золотых пленок от температуры объясняется отсутствием склонности золота к хемосорбции, что проявляется в малом отличии энергий E_a и E_d .

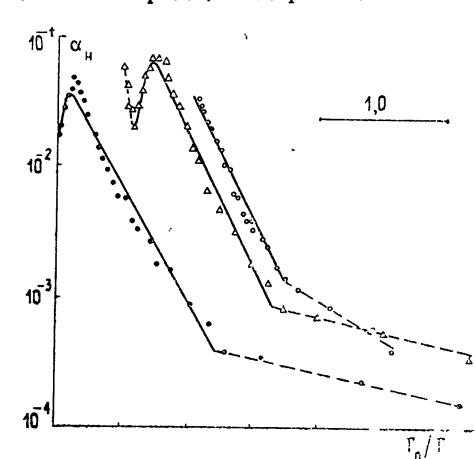


Рис. 1. Экспериментальные данные [4] (темные кружки — Си, треугольники — Ag, светлые кружки — Au), смещенные для наглядности вдоль оси абсцисс, и результаты их фитирования,

В [4] высказывалось предположение о связи фликкерных флуктуаций сопротивления тонких пленок с диффузионными процессами на поверхностях гранул. Однако выявленные при этом энергии активации заниже-

ны в два раза, т. е. если флуктуации вызваны диффузией адатомов по поверхности гранул, то при низких температурах (когда $\Theta=1$), согласно (6), зависимость спектра $\langle \delta R^2 \rangle_f$ от температуры имеет активационный характер с энергией $E_d/2$.

5. Мощность шумов, как обнаружено в [4], практически перестает убывать при снижении температуры ниже определенного значения T_m (см. рис. 1), зависящего от материала подложки тонкой пленки. В качестве подложек использовались кварцевое стекло и сапфир. Для медных пленок кварцевое стекло дает $T_m = 270$ К, а сапфир — $T_m \leq 100$ К. Для серебряных пленок кварцевое стекло приводит к $T_m = 100 \div 150$ К, а применение сапфира ликвидирует отклонение температурной зависимости мощности шумов от описываемой соотношением (7).

Отсюда, следуя [3], авторы [4] предполагают, что дополнительная, не зависящая от температуры компонента флуктуаций обусловлена равновесными фликкерными флуктуациями температуры подложки. Этот вывод подкрепляется собственными экспериментами по определению в соответствии с [3] спектра температурного отклика подложки на воздействие (типа «ступенька») термической мощностью. Однако в [3] определялся амплитудный спектр отклика, который действительно на низких частотах имеет вид $1/f$ (см., например, [7]). Спектр мощности отклика на тех же частотах имеет вид $1/f^2$ и не может служить объяснением фликкерных флуктуаций со спектром типа $1/f$.

Выявленную в [4] особенность температурной зависимости α_n при $T < T_m$ можно объяснить иначе. Для этого следует учесть механические напряжения в пленке и подложке, обусловленные различием коэффициентов термического расширения.

Использованные в [4] пленки отжигались при температуре 625 К. Уменьшение температуры, например, на 500 К приводит к появлению механических напряжений, для снятия которых в случае сапфировой (и стеклянной) подложки необходимо уменьшение длины пленки на 0,3—0,5%, а в случае кварцевого стекла — на 0,7—0,9% [9]. Это означает, что пленки на сапфировой (стеклянной) подложке испытывают меньшие напряжения, чем пленки на подложке из кварцевого стекла. Наличие напряжений приводит к появлению краевых дислокаций несоответствия [10], которые могут явиться дополнительным источником фликкерных флуктуаций. Вероятно, именно эти дислокации и ответственны за появление «низкотемпературной» компоненты флуктуаций в пленках на подложках из кварцевого стекла (см. также [11]).

При температурах выше 500 К в [4] для серебряных пленок обнаружена еще одна компонента флуктуаций, характеризующаяся ростом мощности при увеличении температуры. По-видимому, указанная компонента может быть объяснена в рамках модели [5] поверхностной самодиффузии атомов серебра при $E_d = 0,35$ эВ и $A = 0,02$.

В заключение отметим, что в настоящей работе предложена новая модель фликкерных флуктуаций сопротивления тонких проводящих пленок. В качестве основного источника флуктуаций рассмотрена диффузия адатомов по поверхности гранул пленки. Модель удовлетворительно описывает известные экспериментальные данные и может быть обобщена на другие виды физических объектов, например, на точечные контакты.

Автор благодарен В. В. Потемкину за полезные замечания по данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hooge F. N., Hoppenbrouwers A. M. H. — Physica, 1969, 45, p. 386.
2. Hooge F. N. — Physica, 1976, 83B, p. 14.
3. Voss R. F., Clarke J. — Phys. Rev. B, 1976, 13, № 2, p. 556.

4. Eberhard J. W., Ногр Р. М. — Phys. Rev. B, 1978, 18, № 12, р. 6681.
5. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2 с. 238.
6. Эткинс П. Физическая химия. / Пер. с англ. — М.: Мир, 1980.
7. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.
8. Малахов А. Н., Якимов А. В. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 11, с. 2436.
9. Технология тонких пленок. Справочник. / Ред. Л. Майсел, Р. Глэнг. / Пер. с англ. — М.: Сов. радио, 1977.
10. Абуллаев Г. Б., Джрафов Т. Д. Атомная диффузия в полупроводниковых структурах. — М.: Атомиздат, 1980.
11. Жигальский Г. П., Бакши И. С. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 4, с. 771.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
5 мая 1981 г.

ADSORPTION NATURE OF 1/f NOISE IN THIN CONDUCTING FILMS

A. V. Yakimov

The explanation of the temperature dependence of 1/f noise in thin conducting films is suggested. The nonlocal gaze adsorption on the film grains is considered as a main source of the noise. The results are in a good agreement with experimental data known.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Вест Ч. Голографическая интерферометрия: Пер. с англ. — М.: Мир, 1982. — 30 л., ил.

Монография проф. Ч. Веста (США) посвящена одному из наиболее важных в практическом отношении разделов голографии. Рассмотрены теоретические основы голографической интерферометрии и ее применения в таких областях, как физика твердого тела, исследование деформаций, неразрушающий контроль, анализ газовых потоков и процессов массо- и теплопереноса, диагностика плазмы и т. д.

Монография предназначена для научных работников и инженеров, использующих методы голографической интерферометрии, для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

Хаясака Т. Электроакустика: Пер. с япон. — М.: Мир, 1982. — 12 л. ил.

В книге известного японского специалиста по акустике Т. Хаясаки сформулированы основы теории и дано подробное, вплоть до практических применений, изложение современного состояния вопроса. Механоакустические системы в книге рассматриваются с единой точки зрения как системы, подчиняющиеся лагранжевой механике.

Книга предназначена для специалистов, занимающихся проблемами теоретической и прикладной электроакустики, а также для аспирантов и студентов как руководство при изучении соответствующего курса.

Смит Р. Полупроводники: Пер. с англ. — 2-е изд., перераб. и дополн. — М.: Мир, 1982. — 34 л., ил.

Учебное пособие известного специалиста проф. Р. Смита (Великобритания) — переработанное издание курса физики полупроводников (М.: ИЛ, 1962). С большим педагогическим мастерством излагаются основы современной теории электрических, гальваниомагнитных, тепловых, оптических и контактных явлений в полупроводниках; приводятся данные о практических важных полупроводниках.

Пособие предназначено для аспирантов и студентов университетов и технических вузов, а также для ученых и инженеров, занимающихся исследованием полупроводников и разработкой полупроводниковых приборов.
