

УДК 548 : 537.1

© 1992

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕФЕКТОВ И I/f ШУМ В МЕТАЛЛАХ

А. И. Морозов, А. С. Сигов

Показано, что учет взаимодействия между дефектами позволяет получить последовательное описание I/f шума в металлах как результат рассеяния электронов подвижными точечными дефектами. Найдена зависимость спектральной плотности шума от концентрации дефектов.

Проблеме I/f шума посвящено большое число работ (см., например, обзоры [1-3]). Согласно общепринятому подходу, I/f шум имеет разную природу в различных системах. В случае металлов возникновение I/f шума может быть вызвано рассеянием электронов на подвижных дефектах [2]. При этом флуктуации сопротивления могут носить как локальный, так и нелокальный характер. Первые обусловлены рассеянием на дефектах, изменяющих свое сечение. Примером такого дефекта является пара точечных дефектов, которая изменяет сечение рассеяния при изменении их взаиморасположения или переориентации. Нелокальные флуктуации сопротивления связаны с квантовой интерференцией электронов, рассеивающихся на подвижных точечных дефектах, и начинают играть существенную роль при низких температурах T [4, 5].

Как показано в работе [2], предположение об упомянутом выше локальном механизме I/f шума хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако оставалось неясным, откуда возникает разброс энергий активации для перехода примеси внедрения из одного междоузлия в другое. Наличие распределения энергий активации с практически постоянной на некотором интервале плотностью состояний является необходимым условием для получения частотной зависимости спектральной плотности шума, пропорциональной I/f [1, 2]

$$S_R(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i2\pi ft} \langle R(0)R(t) \rangle \sim f^{-1}, \quad (1)$$

где R — сопротивление образца, t — время, f — частота, усреднение по начальному моменту времени обозначено угловыми скобками. Это стимулировало рассмотрение других механизмов рассеяния, к примеру рассеяния на дислокациях [6].

Как будет показано ниже, учет дальнегодействующего взаимодействия дефектов друг с другом объясняет возникновение разброса энергий активации, что позволяет достичь полностью согласованного описания I/f шума в металлах рассеянием на подвижных точечных дефектах.

В работе [7] показано, что дальнедействующая часть взаимодействия между точечными дефектами в металле обусловлена суммой упругого взаимодействия и взаимодействия через возникающие вокруг дефектов фриделевские осцилляции электронной плотности (первое и второе слагаемое соответственно)

$$W(\mathbf{R}) = [W_{\text{упр}}(\mathbf{n}) + W_{\text{эл}} \cos(2k_F R)] \Omega / R^3, \quad (2)$$

где k_F — фермиевский импульс электронов, R — расстояние между дефектами, $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$, Ω — объем элементарной ячейки. Величина $W_{\text{упр}}(\mathbf{n})$ изменяет знак в зависимости от ориентации вектора \mathbf{n} относительно кристаллографических осей. По порядку величины $W_{\text{эл}} \sim N(0) |V(2k_F)|^2$, где $N(0)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми, а $V(\mathbf{q})$ — Фурье-компонента потенциала взаимодействия электронов с дефектом. Для мтеаллов справедлива порядковая оценка $W_{\text{эл}} \sim W_{\text{упр}} \sim 0.01 \div 1$ эВ.

Рассмотрим вначале пару точечных дефектов (не обязательно одинаковых), дающую вклад в классический токовый шум, обусловленный локальными флуктуациями сопротивления. В результате взаимодействия $W(R)$ со вторым дефектом высота потенциального барьера U между двумя междоузлиями изменяется. Если для одиночной примеси $U = U_0$, то теперь

$$U = U_0 + \mathbf{a} \nabla W(\mathbf{R} + \mathbf{a}/2), \quad (3)$$

где $\mathbf{a} = \mathbf{R}_c - \mathbf{R}$; \mathbf{R}_c — радиус-вектор седловой точки, разделяющей два междоузлия. Поскольку в металлах $k_F a \sim 1$, то

$$U'_1 = U - U_0 \sim (W_{\text{эл}} + W_{\text{упр}}(\mathbf{n}) a/R) \Omega / R^3. \quad (4)$$

Наряду с этим вкладом величина U_0 может изменяться из-за деформации решетки e , созданной вторым дефектом. Поскольку последняя спадает как $e = e_0 \Omega / R^3$, то

$$U'_2 = \frac{\partial U_0}{\partial e} e_0 \Omega / R^3. \quad (5)$$

Окончательно получаем

$$U' = U'_1 + U'_2. \quad (6)$$

Если бы рассматриваемая пара дефектов была единственной, то в силу дискретности положений равновесия дефектов в решетке мы имели бы дискретный набор значений U'_m , сгущающийся к значению $U' = 0$. Однако влияние других точечных дефектов приводит к уширению каждого из значений U'_m и возникновению непрерывных распределений для величины U' , центрированных вблизи значений U'_m (см. рисунок).

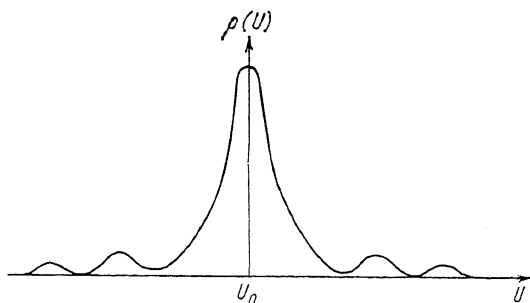
Наличие нескольких участков с практически постоянной плотностью состояний $\rho(U)$ в распределении энергии активации позволяет наблюдать при заданном T зависимость $S_R(f) \sim f^{-1}$ сразу в нескольких неперекрывающихся частотных диапазонах.

Оценим характерную ширину такого распределения, считая, что остальные дефекты хаотически распределены по кристаллу с концентрацией c . В этом случае концентрация случайно возникших близких пар дефектов определяется величиной \tilde{n} порядка $\tilde{n} \sim c^2$. Поскольку $U'(R)$ ведет себя на больших расстояниях как R^{-3} , то распределение этой величины будет лоренцевским с характерной шириной δ

$$\delta = c \left(W_{\text{эл}} + \frac{\partial U_0}{\partial e} e_0 \right). \quad (7)$$

Слагаемым $W_{\text{упр}} a \Omega / R^4$ в U' можно пренебречь, так как его вклад в δ содержит лишней малый сомножитель $c^{1/3}$.

При понижении температуры из-за наличия (в силу знакопеременности $W(\mathbf{R})$) связанных состояний дефектов должно происходить расслоение на фазы с высокой и низкой концентрацией дефектов. Но из-за больших характер-



Распределение энергий активации в кристалле с дефектами.

ных времен процесса расслоения в эксперименте обычно имеют дело с неравновесным хаотическим распределением дефектов по кристаллу.

Поскольку характерный разброс энергий активации порядка 2δ , то величина

$$\ln \frac{f_{\max}}{f_{\min}} \sim \frac{2\delta}{T} \approx c, \quad (8)$$

здесь (f_{\min}, f_{\max}) — диапазон частот, в котором наблюдается частотная зависимость (4).

Поскольку для классического шума

$$I = \int S_R(f) df \approx \tilde{n} \sim c^2, \quad (9)$$

то для $f_{\min} < f < f_{\max}$ имеем

$$S_R(f) = I / \ln \frac{f_{\max}}{f_{\min}} \approx c. \quad (10)$$

Этот результат согласуется с наблюдаемой в эксперименте зависимостью $S_R(f)$ в палладиевой пленке от концентрации водорода [8].

Корреляция в расположении дефектов, вызванная их взаимодействием друг с другом, ведет к росту числа пар. В этом случае может наблюдаться зависимость $S_R(f) \approx c^\alpha$ с $\alpha < 1$. Именно такая закономерность была обнаружена в работе [9]. Конечно, особенно в случае пленок разброс энергий активации может быть вызван другими несовершенствами кристаллической решетки. В этом случае δ не зависит от c , а $S_R(f) \approx c^2$.

В ряде работ (см., например, [10]) I/f шум в кристалле объясняется вкладом двухуровневых систем в рамках феноменологического подхода. Однако микроскопическая природа таких двухуровневых систем в кристалле не ясна, что не позволяет оценить их концентрацию и сравнить их вклад с рассмотренным выше.

В случае квантового нелокального механизма I/f шума вклад в шум вносят не только редкие пары дефектов, но и все одиночные дефекты. Для них лоренцевское распределение U' центрировано вблизи $U' = 0$, а характерная ширина распределения по-прежнему определяется формулой (7).

Таким образом, мы нашли характерный разброс энергий активации для примесей, вызванный их взаимодействием друг с другом, и определили концентрационную зависимость спектральной плотности классического шума. Зависимость $S_R(f) \approx f^{-1}$ должна наблюдаться для температур $T < \delta$, что делает возможным по экспериментальным данным (получая температурную зависимость $\ln(f_{\max}/f_{\min})$) определить величину δ и ее концентрационное поведение. Это позволит найти основную причину разброса энергий активации.

Такое исследование представляется весьма актуальным, хотя, конечно, оно будет достаточно затруднительным, поскольку потребует проведения экспериментов на образцах с известной контролируемой концентрацией точечных дефектов.

Список литературы

- [1] Dutta P., Horn P. M. // *Rev. Mod. Phys.* 1981. V. 53. N 3. P. 497—516.
- [2] Коган Ш. М. // *УФН.* 1985. Т. 145. № 2. С. 285—328.
- [3] Weissman M. B. // *Rev. Mod. Phys.* 1988. V. 60. N 2. P. 537—571.
- [4] Pelz J., Clarke J. // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 36. N 8. P. 4479—4482.
- [5] Альтшулер Б. Л., Спивак Б. З. // *Письма в ЖЭТФ.* 1989. Т. 49. № 8. С. 459—462.
- [6] Винокур В. М., Обухов С. П. // *ЖЭТФ.* 1989. Т. 95. № 1. С. 223—233.
- [7] Морозов А. И., Сигов А. С. // *ЖЭТФ.* 1989. Т. 95. № 1. С. 170—177.
- [8] Zimmerman N. M., Webb W. W. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. N 7. P. 889—892.
- [9] Pelz J., Clarke J. // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. N 7. P. 738—741.
- [10] Galperin Yu. M., Gurevich V. L., Kozub V. I. // *Europhys. Letters.* 1989. V. 10. N 8. P. 753—753.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
31 января 1991 г.
В окончательной редакции
25 июля 1991 г.