

УЕДИНЕННЫЕ ДВУХУРОВНЕВЫЕ ФЛУКТУАТОРЫ В СВЕРХМАЛЫХ ОБРАЗЦАХ КВАЗИОДНОМЕРНОГО ПРОВОДНИКА TaS_3 .

С.В.Зайцев-Зотов, В.Я.Покровский

Обнаружены обратимые переходы между метастабильными состояниями волны зарядовой плотности. активные лишь в узких диапазонах температур и электрических полей.

Изучение флуктуаций в микроскопических объектах может дать совершенно новую информацию не только о происхождении шумов, но и о тонкой структуре состояний и механизмах переходов между ними в том или ином материале. В этом смысле интересны двухуровневые системы, являющиеся как бы элементарными флуктуаторами. Такие флуктуаторы были обнаружены в самых разнообразных физических и биологических объектах (см. ^{1, 2} и ссылки там).

Сверхмалые образцы квазиодномерных проводников интересны как с точки зрения понимания общих свойств волны зарядовой плотности (ВЗП), так и своими специфическими свойствами ^{3 - 5}. Уже в образцах с характерными размерами $L = 20$ мкм и $S \sim 10^{-2}$ мкм² были обнаружены скачкообразные переходы между метастабильными состояниями, направленные к центру петли гистерезиса – своеобразное "квантование" сопротивления. В еще более тонких образцах ($S \sim 10^{-3}$ мкм²) исчезал гистерезис на температурной зависимости сопротивления ⁴.

В данной работе впервые получены и исследованы сверхмалые образцы ромбического TaS_3 с площадью поперечного сечения $S \lesssim 10^{-3}$ мкм² и расстоянием между контактами $L \sim 1$ мкм. В этих образцах мы надеялись увидеть предсказанные в ⁶ обратимые переходы между метастабильными состояниями, а также и более тонкую структуру состояний ВЗП и переходов между ними. Поиск обратимых переходов мы начали с измерения температурной зависимости низкочастотных шумов в электрических полях, существенно меньших порогового поля E_T начала скольжения ВЗП. Шумы снимались с образца в режиме заданного тока, причем усредненная (за время $\sim 10^{-2}$ с) величина напряжения на образце при изменении температуры автоматически поддерживалась постоянной. При охлаждении, начиная с температуры на 10 – 20 К ниже температуры пайерловского перехода, на фоне постоянного уровня шума стали появляться аномально узкие (шириной $\Delta T \sim 1$ К, $\Delta T/T < 10^{-2}$) пики роста шумового напряжения (рис. 1). Пики продолжали появляться при охлаждении образца вплоть до азотных температур, однако при $T < 100$ К они стали появляться реже. При повторных измерениях положение и величина пиков, как правило, воспроизводились. При фиксации температуры в точке максимума шума не наблюдалось изменения величины шума за время измерения ~ 1 ч, т. е. шум носил стационарный характер. Зависимость шума от электрического поля оказалась аналогичной (рис. 2): на кривой $V_n(V)$ также видны узкие пики шума (шириной $\Delta V \lesssim 1$ мВ, $e\Delta V \ll T$). При изменении температуры пики могут двигаться в сторону нулевого поля, приближаться к пороговому, появляться или исчезать. Мы пришли к выводу, что области аномального роста шума имеют вид островков на $T - V$ -плоскости.

Изучение формы колебаний напряжения с помощью осциллографа показало, что шумовое напряжение имеет вид случайного телеграфного сигнала. Частоты переключений в различных пиках сильно различались: мы наблюдали переключения с характерной частотой от сотых долей герца до десятков килогерц. В некоторых случаях нам удалось наблюдать переключения непосредственно на зависимости $R(T)$, измеренной на слабом переменном токе ($\tilde{V} \sim 100$ мкВ) (рис. 3а). Эти измерения свидетельствуют о том, что флуктуирующая величина – сопротивление образца, и что флуктуации могут возникать и без наложения

на образец внешнего электрического поля, т. е. что они не связаны с предпороговыми явлениями ⁷. Интересна температурная зависимость формы флуктуаций (рис. 3а): при понижении температуры сначала, как правило, возникают редкие кратковременные переходы в более высокоомное состояние. Затем переходы становятся чаще, причем в максимуме шума образец поровну живет в обоих состояниях. Далее образец все большее время находится в высокоомном состоянии, а переходы в старое состояние становятся все реже, пока вообще не исчезают. Аналогичные изменения происходят с формой осциллограмм при изменении напряжения на образце (рис. 3б): с ростом напряжения (от V_1 к V_5) образец все большее время проводит в новом состоянии пока, наконец, не застывает в нем. В некоторых случаях наблюдались два флуктуатора, работающие одновременно. При этом мы видели эффекты взаимодействия, аналогичные обнаруженным недавно в металлических вкраплениях ¹.

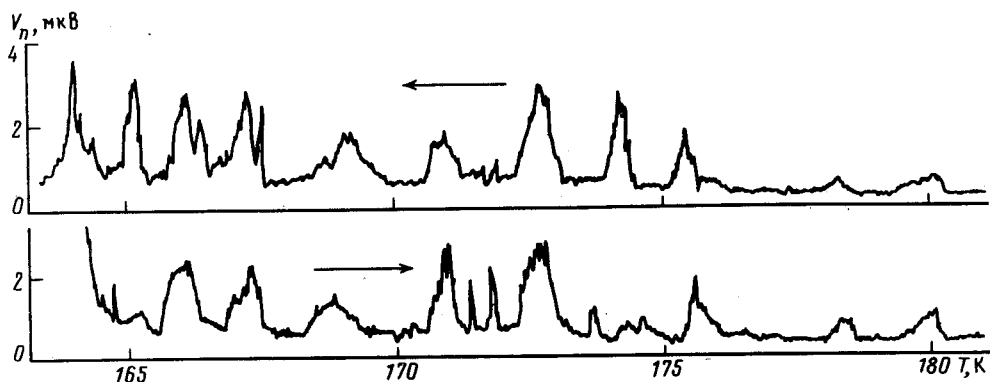


Рис. 1. Температурная зависимость низкочастотного шума образца TaS_3 ($S = 5 \cdot 10^{-4}$ мкм², $L = 2$ мкм) при напряжении на образце 1,2 мВ. Стрелками указано направление развертки температуры. Полоса частот 1 – 10 Гц

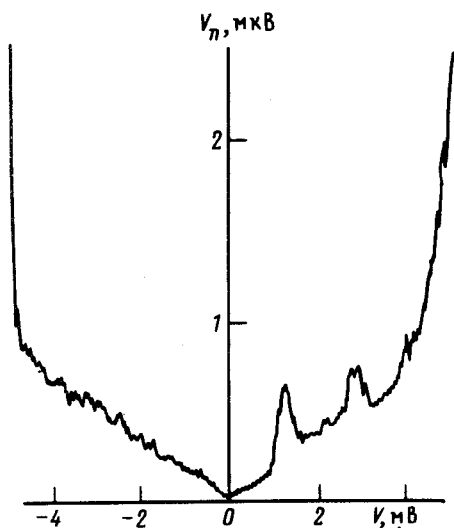


Рис. 2. Зависимость напряжения шума от напряжения на образце TaS_3 ($S = 5 \cdot 10^{-4}$ мкм², $L = 2$ мкм.). Полоса частот 1 – 10 Гц, $T = 176$ К

Для анализа результатов измерений вспомним, что запиннигованная на примесях ВЗП может занимать множество близких по энергии состояний, отличающихся пространственным распределением фазы ВЗП ⁸. Так в ⁴ было показано, что тонкие образцы длиной ~ 10 мкм могут иметь дискретный набор метастабильных состояний, отличающихся числом периодов ВЗП. Изменение температуры приводит к изменению равновесной конфигу-

рации ВЗП. Переход от одной конфигурации к другой может совершаться за счет процесса проскальзывания фазы ВЗП⁹, происходящего в виде движения вихрей¹⁰ (дислокаций ВЗП), а также за счет крипа ВЗП. Возрастание одномерных флуктуаций в тонких образцах⁴, а также пространственная неоднородность химпотенциала ξ ⁵, обусловленная большим пороговым полем³ ($E_T \sim 10^2$ В/см), облегчают переходы между метастабильными состояниями. Поэтому, как только энергии двух ближайших наименьших состояний сближаются, мы наблюдаем спонтанные переходы между ними. Анализ скачков в сверхмалых образцах привел нас к выводу, что в них, наряду с метастабильными состояниями, отличающимися на целый период ВЗП (характерное изменение сопротивления $\sim 10\%$ при $T = 100$ К^{3,4}) существуют также метастабильные состояния, отвечающие неполному, частичному вхождению нового периода ВЗП в образец ($\Delta R/R \sim 0,1 - 1\%$). Существование таких промежуточных состояний мы связываем с пиннингом вихрей в объеме образца, а обнаруженные всплески шума (рис. 1, 2) — со спонтанными переходами между такими состояниями. Любое изменение внешних условий (электрического поля или температуры) приводит к смещению равновесия и, как следствие, к изменению вероятностей нахождения в каждом состоянии (рис. 3). Заметим, что наблюдаемые нами частоты переходов $\omega = 10^{-2} - 10^4$ с⁻¹

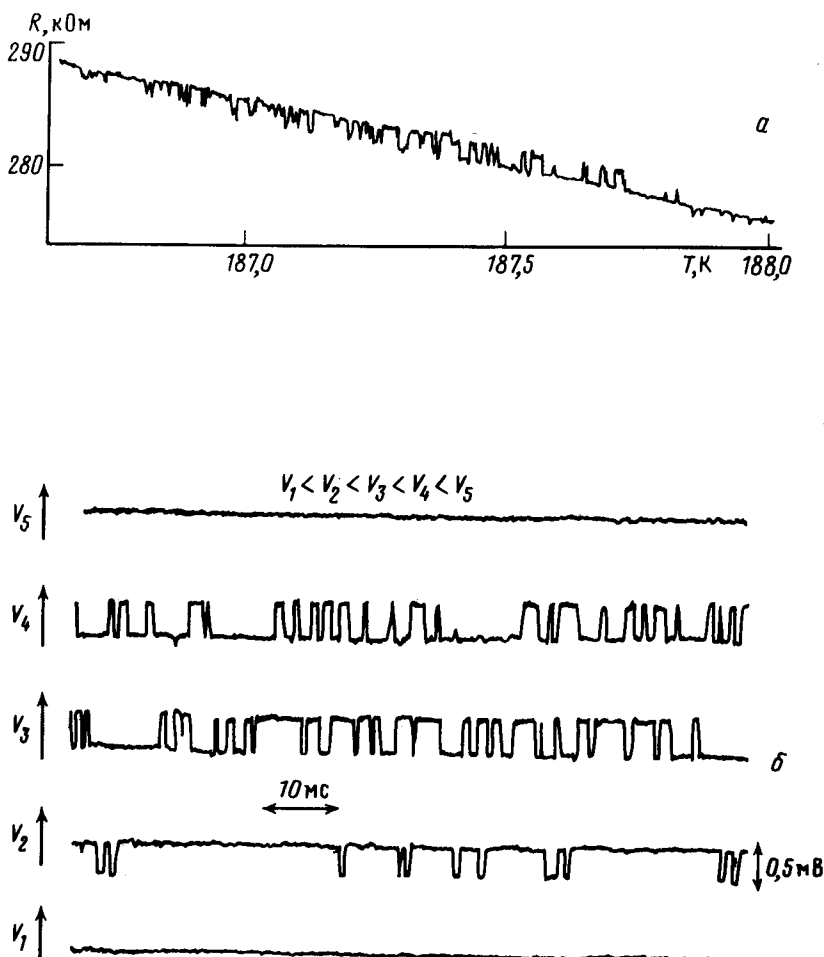


Рис. 3. Эволюция формы переключений сопротивления: а — при изменении температуры ($dT/dt = 0,7$ К/мин); б — при возрастании напряжения от $V_1 = 4$ мВ до $V_5 = 5$ мВ, $S = 10^{-3}$ мкм^2 , $L = 2$ мкм , $V_T = 10$ мВ, $T = 189$ К

малы по сравнению с характерной частотой $\omega_0 \sim \omega_{ph, e-ph} = 10^9 - 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Это значит, что существует высокий барьер W , подавляющий частоту переходов на ~ 10 порядков по сравнению с частотой попыток. Высота барьера для случая термической активации может быть оценена величиной $W = T \ln(\omega_0 / \omega) = (3 - 5) \cdot 10^3 \text{ К}$. Такая оценка величины барьера находится в разумном согласии с ожидаемой величиной энергии пиннинга вихря на заряженной примеси $W_p = (2\Delta/\pi) n^2$, где $2\Delta/\pi$ — энергия амплитудного солитона на одну нить¹¹, n — эффективное число нитей в поперечнике вихря ($n=3$ для $W_p = 4 \cdot 10^3 \text{ К}$). Количество электронов M , активируемых через барьер W , может быть оценено из ширины шумовых пиков на зависимостях $V_n(V) - M \gtrsim T/e\Delta V$ и $V_n(T) - M = T/(d\xi/dT\Delta T)$. Обе оценки дают значение $M \sim 10^2$. Именно коллективным характером переходов обусловлена чрезвычайно малая ширина пиков шума. Отметим, что значения M и W хорошо согласуются с соответствующими параметрами для процесса проскальзывания фазы в приконтактной области^{4, 12} и релаксации проводимости метастабильных состояний⁶. Следовательно, термически активируемое движение вихрей может с единых позиций объяснить как наблюдаемые в настоящей работе флуктуаторы, так и приконтактные явления^{4, 12} и логарифмическую релаксацию метастабильных состояний^{6, 12}.

Таким образом, нами впервые наблюдались обратимые переключения ВЗП в полях, много меньших порогового, локализованные в узких температурных и полевых интервалах и имеющие вид единичных двухуровневых флуктуаторов.

Авторы благодарят Ш.М.Когана за многочисленные советы и полезное обсуждение.

Литература

1. *Ralls K.S., Burmann R.A.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 2434.
2. Регистрация тока в одиночных каналах. Под ред. Б.Сакман. М.: Мир, 1987.
3. *Бородин Д.В., Зайцев-Зотов С.В., Надь Ф.Я.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 485.
4. *Бородин Д.В., Зайцев-Зотов С.В., Надь Ф.Я.* ЖЭТФ, 1987, **93**, 1394.
5. *Pakrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V.* Synthetic Metals, 1989, **29**, F439.
6. *Зайцев-Зотов С.В., Покровский В.Я.* Тез. докл. на XXV Всесоюз. конференции по физике низких температур. Ленинград, 1988, т. 2, 112.
7. *Ong N.P., Kalem C.B., Eckert J.C.* Phys. Rev. B, 1984, **30**, 2902.
8. *Littlewood P.B.* Phys. Rev. B, 1987, **36**, 480, 3108.
9. *Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, 76; ЖЭТФ, 1984, **86**, 1818.
10. *Ong N.P., Verma G., Maki K.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 663.
11. *Бразовский С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1978, **28**, 677.
12. *Gill J.C.* J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1986, **19**, 6589.