Физика низких температур, 1995, т. 21, № 10, с. 1075–1083 УДК 538.911

Взаимодействие неравновесных фононов с внутренней границей (двойник) в висмуте

Вит. Б. Красовицкий, С. В. Бенгус

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина 47
E-mail: krasovitsky@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 27 марта 1995 г., после переработки 9 июня 1995 г.

Изучается механизм взаимодействия неравновесных фононов, генерируемых в режиме нелинейной проводимости (эффект Есаки), с границами двойниковых прослоек. Экспериментально исследованы вольт-амперные характеристики и сигналы нелинейного отклика при температурах жидкого гелия и откачки паров жидкого водорода. Обнаружено, что при ориентации вектора магнитного поля вблизи направления параллельного плоскости двойникования в образце развивается нестационарный процесс, время протекания которого τ_x на порядок превышает характерные времена стабилизации неравновесных фононов. Измерены зависимости τ_x от величины и направления магнитного поля, температуры и электрического тока. Двойниковая прослойка рассматривается как внутренняя граница в образце, на которой реализуется диффузионный статический скин-эффект. Экспериментальные результаты удается интерпретировать на основе определенных предположений, которые в настоящее время трудно достаточно убедительно обосновать. В частности, на предположении об аномально высокой вероятности поглощения неравновесных фононов в скин-слое. Тем не менее предложенная модель наблюдаемого явления позволяет описать как сам нестационарный процесс, т.е. все особенности на весьма сложном по форме сигнале-отклике, так и его зависимость от внешних параметров — тока, магнитного поля и температуры.

Вивчається механізм взаємодії нерівноважних фононів, що генеруються в режимі нелінійної провідності (ефект Єсаки), з межами двійникових прошарків. Експериментально досліджено вольт-амперні характеристики та сигнали нелінійного відгуку при температурах рідкого гелію та відкачки пара рідкого водню. Виявлено, що при орієнтації вектора магнітного поля поблизу напрямку паралельного площині двійникування у зразку розвивається нестаціонарний процес, час протікання якого τ_x на порядок перевищує характерні часи стабілізації нерівноважних фононів. Виміряно залежності τ_x від величини та напрямку магнітного поля, температури та електричного струму. Двійниковий прошарок розглядається як внутрішня межа у зразку, на якій реалізується дифузійний статичний скін-ефект. Експериментальні результати вдається інтерпретувати на основі визначених припущень, які на цей час важко достатньо переконливо обґрунтувати. Зокрема, на припущенні про аномально високу ймовірність поглинання нерівноважних фононів в скін-шарі. Проте запропонована модель спостерігаємого явища дозволяє описати як сам нестаціонарний процес, тобто всі особливості на дуже складному по формі сигналі-відгуці, так і його залежність від зовнішніх параметрів—струму, магнітного поля та температури.

В работе авторов [1], где изучались нелинейные вольт-амперные характеристики висмута (эффект Есаки [2,3]) при гелиевых температурах, было обнаружено, что при ориентации вектора магнитного поля **H** вдоль бинарной оси C_2 после процесса установления в образце режима нелинейной проводимости, характеризуемого временем релаксации τ_b, развивается нестационарный процесс, время протекания которого τ_x на порядок превышает величину τ_b. Было сделано предположение, что наблюдаемый эффект связан с наличием в исследуемом образце двойниковых прослоек и, возможно, является следствием процессов выравнивания неоднородной концентрации носителей заряда вблизи границ двойников (диффузионный статический скин-эффект [4,5]) и перераспределения тока по сечению образца.

Для проверки сделанных в [1] предположений в настоящей работе на образцах висмута без двойниковых прослоек («идеальные») и содержащих одиночные двойники, введенные контролируемым образом («дефектные»), проведена серия экспериментов, включая измерение угловой зависимости $\tau_x(\theta)$ (θ — угол между направлением **H** и бинарной осью C_2). Большие значения $\tau_x > 10^{-5}$с удается объяснить тепловым характером эффекта, связанным с локальным перегревом области скин-слоя вблизи двойника, и соответствующим самосогласованным процессом установления стационарного состояния в электронной и фононной системах. Прозрачность двойниковой прослойки для неравновесных фононов определяется фонон-электронным взаимодействием в скин-слое и изменяется при варьировании параметров нелинейности и

© Вит. Б. Красовицкий, С. В. Бенгус, 1995

скин-слоя. Предложенная модель позволяет объяснить характерные особенности, наблюдаемые на зависимостях τ_x от величины и направления магнитного поля, температуры T и измерительного тока I.

Результаты экспериментов

Измерения проводились при температурах жидкого гелия (4,2 К) и откачки паров жидкого водорода (14 К) с помощью импульсной методики. Момент включения импульса тока (прямоугольной формы либо линейно нарастающего во времени) длительностью $t_p \simeq 30$ мкс синхронизован с максимумом импульса магнитного поля $t_H \simeq \simeq 15$ мс. Сигнал-отклик падения напряжения на образце регистрировался на временной развертке цифрового запоминающего осциллографа с последующей записью на двухкоординатном самописце.

Образцы в виде брусков прямоугольной формы Bi-1 (10×2,6×2 мм), Bi-2 (10×1,8×2 мм), Bi-3 (10×2×2,3 мм) вырезались электроэррозионным способом из монокристаллической матрицы висмута (отношение сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах в нулевом магнитном поле ≈ 200), которая содержала двойниковые прослойки толщиной $\approx 0{,}2$ мм, образовавшиеся в процессе роста кристалла. Геометрия опытов, кристаллографическая ориентация и расположение двойниковых прослоек в Bi-1 и Bi-2 показаны на рис. 1 (расстояние между потенциальными контактами равно 1,5 мм). Образец Bi-3 был ориентирован подобно Bi-1, но двойниковых прослоек не содержал.

Измерялись нелинейные вольт-амперные характеристики (ВАХ) и соответствующие нестационарные эффекты [3,6] при различных направлениях вектора магнитного поля H, определяемых углом θ (рис. 1). Вальт-амперные характеристики

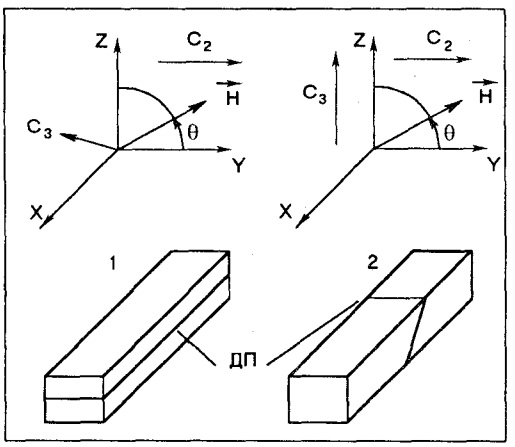


Рис. 1. Геометрия эксперимента. *1, 2* — образцы Bi-1, Bi-2 соответственно; ДП — двойниковая прослойка.

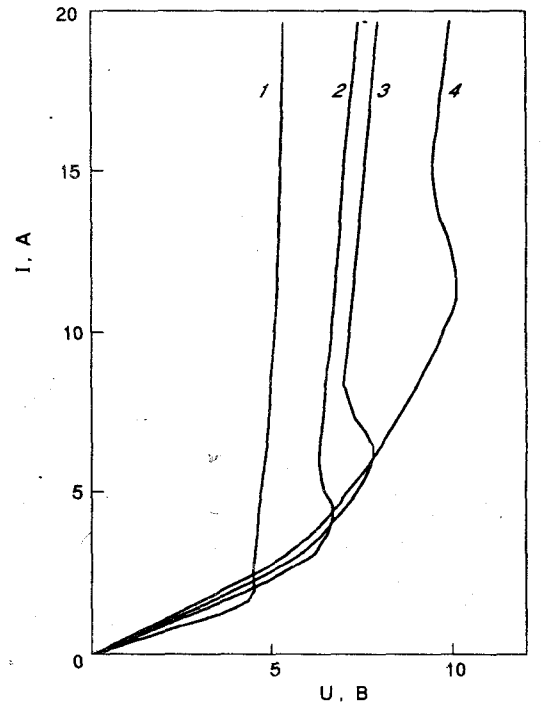
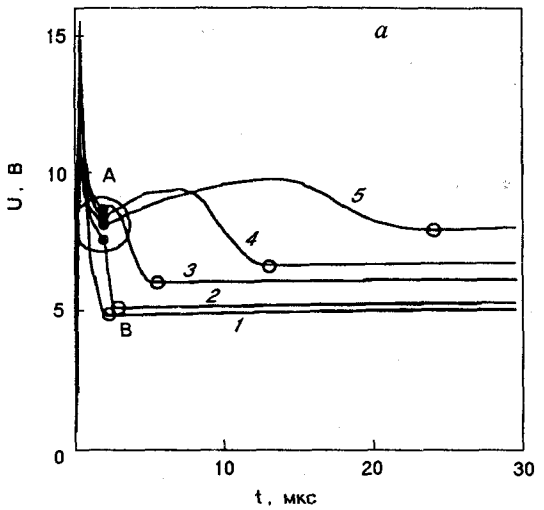


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики при $T_0 = 4{,}2$ К, $H = 30$ кЭ. Кривые *1, 2, 3, 4* соответствуют углам $\theta = 90°$; 10°; 5°; 0°.

фиксировались с помощью линейно нарастающего импульса тока, а для выявления нестационарных процессов использовался импульс тока с относительно крутым передним фронтом ($t \leq 0{,}3$ мкс) и плоской вершиной.

Ниже представлены результаты измерений, полученные для образца Bi-1. В большом интервале углов $\theta \simeq 20$–$100°$ ВАХ, имеющие, как обычно, резкий излом при выполнении условия $v_d = cE/H \simeq \simeq s$ [2,3] (рис. 2, кривая *1*), и нелинейный отклик (рис. 3,*а,б*, кривые *1*), остаются практически неизменными (v_d — дрейфовая скорость носителей заряда в направлении [E×H]; E — напряженность электрического поля; s — скорость звука). Сброс напряжения в начале нелинейного отклика соответствует релаксационному процессу перехода в нелинейный режим и характеризуется временем τ_b [7,8], измеряемым от начала импульса до точки B (рис. 3,*а,б*, кривые *1*). Однако в интервале углов $\theta \approx (-20° \div 20°)$ на ВАХ (рис. 2, кривые *2–4*) и на плоском участке нелинейного отклика (рис. 3,*а,б*, кривые *2–5*) появляется немонотонность, длительность которой увеличивается по мере приближения к направлению $\theta = 0$ (H $\| C_2$). (Изменение наклона начального (линейного) участка ВАХ (рис. 2) связано с угловой зависимостью магнитосопротивления $R_H(\theta)$: при H $\| C_2$ наблюдается минимум [9,10].) Очевидно, наличие немонотонности на



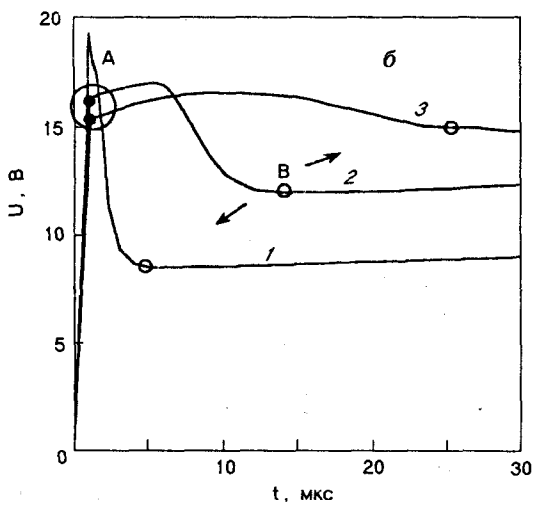


Рис. 3. Сигналы нелинейного отклика при $H = 30$ кЭ. Точки А (●) и В (○). $T_0 = 4{,}2$ К, $I = 11{,}5$ А. Кривые *1, 2, 3, 4, 5* соответствуют углам $\theta = 90°; 20°; 12°; 4°; 0°$ (*а*); $T_0 = 14$ К; $I = 33$ А. Кривые *1, 2, 3* соответствуют углам $\theta = 90°; 5°; 1°$ (*б*).

нелинейном отклике, соответствующем импульсу тока с плоской вершиной, свидетельствует о нестационарном процессе, который мы будем характеризовать временем τ_x, измеряемым от начала импульса до момента установления стационарного состояния $U_{st\,\theta}$ (точки *B* (○) на рис. 3). Изучение сигналов нелинейного отклика в функции величин θ, H и I позволило выявить ряд закономерностей, характеризующих обнаруженный нестационарный процесс:

а) τ_x зависит от направления магнитного поля. В интервале углов $-10° \div 10°$ наблюдается резкое изменение величины τ_x, достигающей максимума при $\theta = 0$ (рис. 4, точки, соответствующие углам $\theta > 20°$, где немонотонность не проявляется, относятся к обычной релаксации в нелинейный режим, т.е. характеризуют время τ_b);

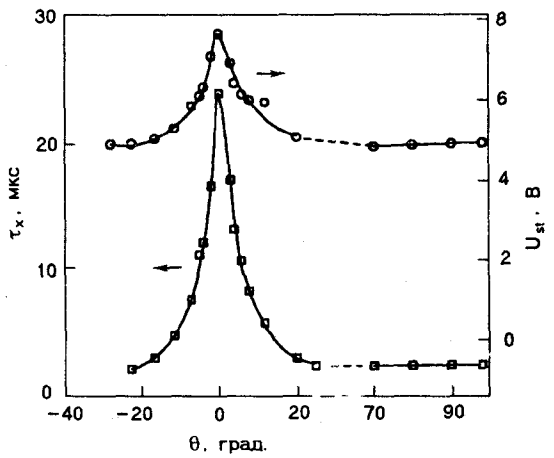


Рис. 4. Зависимости $\tau_x(\theta)$ (шкала слева) и $U_{st}(\theta)$ (шкала справа) при $H = 30$ кЭ и $I = 11{,}5$ А.

б) τ_x определяется величиной магнитного поля. На рис. 5 представлены зависимости $\tau_x(H)$, измеренные при температурах 4,2 и 14 К. Кривые $\tau_x(H)$ спрямляются в координатах τ_x–H^{-3};

в) τ_x зависит от величины измерительного тока. На рис. 6 представлены кривые $\tau_x(I)$, измеренные при 4,2 и 14 К, которые спрямляются в координатах τ_x–I^{-2};

г) в интервале углов $-20° \div 20°$ амплитуда напряжения $U_{st\,\theta}$ зависит от угла θ и подобно зависи-

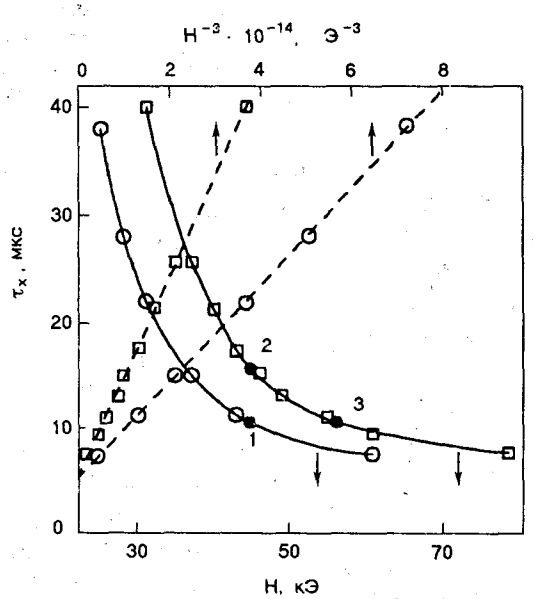


Рис. 5. Зависимости $\tau_x(H)$ при $I = 11{,}5$ А; $\theta = 0°$ $T_0 = 4{,}2$ (○) и 14 К (□).

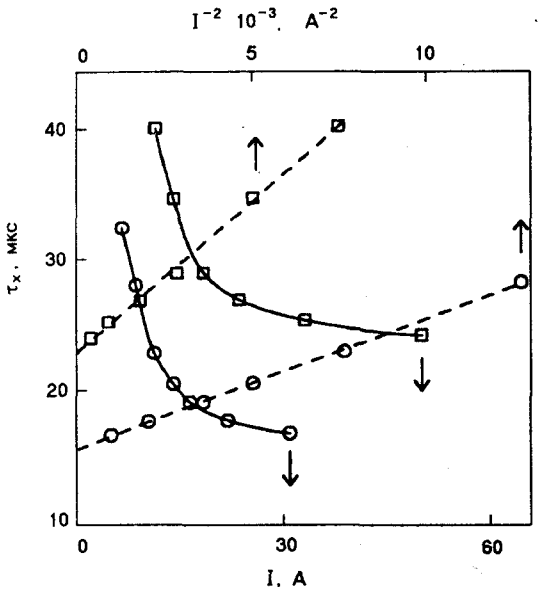


Рис. 6. Токовые зависимости τ_x при H = 30 кЭ; θ = 0° и T_0 = = 4,2 (○) и 14 K (□).

мости $\tau_x(\theta)$ достигает максимума при $\theta = 0$ (рис. 4, в интервале углов 20°–100° стационарный режим характеризуется практически неизменной величиной U_{st});

д) τ_x увеличивается при повышении температуры (рис. 3, 5, 6).

Анализ динамики развития немонотонности на сигнале-отклике при различных углах θ показывает, что ее начало характеризуется некоторым квазистационарным состоянием, возникающим при достижении релаксационным сбросом напряжения (определяющим τ_b) уровня напряжения U_A (рис. 3, *а,б* (●)), слабо зависящего от θ. Через промежуток времени τ_x, т.е. по окончании немонотонности, образец переходит в стационарное состояние, определяемое напряжением $U_{st\,\theta}$ (рис. 3, уплощение правее точек *B*), причем $U_{st\,\theta} \to U_A$, когда $\theta \to 0$ (рис. 3, 4). Отметим, что при 14 K начальный релаксационный сброс напряжения (τ_b) не проявляется: за время, соответствующее переднему фронту импульса тока, образец успевает перейти в квазистационарное состояние (рис. 3,*б*, точки *A*). Квазистационарному U_A и стационарному $U_{st\,\theta}$ можно поставить в соответствие ВАХ, измеренные в точках *A* и *B* на сигналах нелинейного отклика, соответствующих импульсам тока различной амплитуды (рис. 7). Вольт-амперные характеристики, измеренные в точках A, практически не зависят от угла θ и являются граничными для ВАХ, измеренных в точках *B*, нелинейный участок которых смещается в сторону больших величин падения напряжения при $\theta \to 0$.

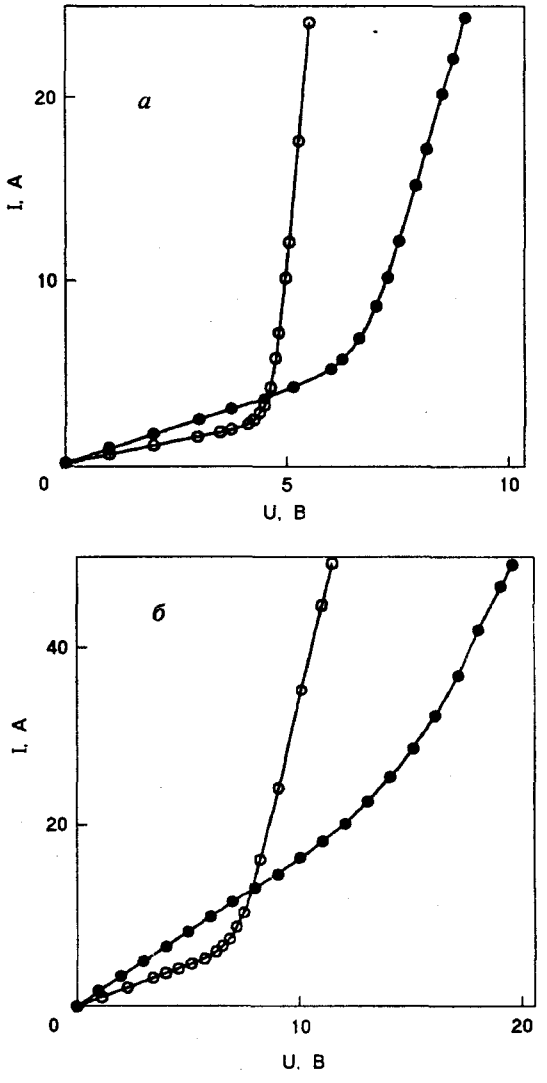


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики при H = 30 кЭ; $U_A(I)$; θ = 10° (●) и $U_{st\,\theta}(I)$; θ = 20° (○); T_0 = 4,2 (*а*) и 14 K (*б*).

Представленные выше результаты качественно воспроизведены для образца Bi-2, в то время как для образца Bi-3 никаких особенностей не наблюдалось: ВАХ имеют резкий излом при $v_d \approx s$ и практически не зависят от θ.

Обсуждение результатов экспериментов

Во-первых, покажем, что наблюдаемая немонотонность не является результатом обычного Джоулева нагрева образца. Согласно [11,12], при повышении температуры нелинейный участок ВАХ смещается в сторону больших значений напряжений (см., например, ВАХ на рис. 7,*а,б*). Поэтому увеличение напряжения в начале немонотонности от точки *A* до максимума (рис. 3) можно было бы

связать с разогревом образца током. Однако это неверно по следующим причинам. Как видно из рис. 2, линейное магнитосопротивление R_H и, следовательно, соответствующее выделение мощности в образце уменьшается при $\theta \to 0$, в то время как немонотонность на ВАХ увеличивается. Несмотря на то что время формирования квазистационарного состояния U_A, предшествующего немонотонности, не зависит от θ ($\tau_b \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с) (рис. 3,*а*), τ_x изменяется более чем на порядок в интервале углов $20° \geq \theta \geq 0°$ (рис. 4). Простейшая оценка нагрева образца $\Delta T = Wt_p/mC$ ($W = UI$ — вводимая мощность; t_p — время действия импульса тока; m — масса образца; C — теплоемкость) показывает, что за столь короткий промежуток времени ($2 \cdot 10^{-6}$ с) при параметрах эксперимента, соответствующих рис. 3,*а*, температура может повыситься на 0,1–0,2 градуса. Даже за время, соответствующее максимальному τ_x ($\theta = 0$), нагрев образца не превысит два градуса. Такой же вывод следует из сравнения параметров эксперимента (I, H, T, t_p, размеры образца) в настоящей работе и в [13], где авторы непосредственно измеряли изменение температуры образцов при воздействии прямоугольным импульсом тока относительно большой длительности (до 100 мкс) и амплитуды, соответствующей нелинейному участку ВАХ. В то же время следует отметить, что неизменное значение величины U_{st} (рис. 3,*а* от точки B до конца импульса) не означает постоянства температуры образца. Это связано с обнаруженной в [13] особенностью температурной зависимости нелинейного участка ВАХ, который остается практически неизменным при повышении температуры до 10–11 К. На рис. 3,*б* хорошо видно, что немонотонность на сигнале-отклике и нагрев образца развиваются независимо. (Уменьшение $U_{st\,\theta}$ на кривой *3* означает, что в результате Джоулева нагрева за время τ_x образец вернулся в режим линейной проводимости.)

Появление на ВАХ и нелинейном отклике нестационарного участка нельзя связать также и с изменением параметров спектра носителей заряда при варьировании направления магнитного поля, поскольку основные изменения в спектре электронов и дырок [14,15] приходятся на интервал углов, где ВАХ и сигнал нелинейного отклика практически постоянны. В [1], где зависимость $\tau_x(\theta)$ не исследовалась, предполагалось, что в условиях существования двух групп носителей заряда с резко отличающимися циклотронными массами ($\mathbf{H} \parallel C_2$) возможно формирование двух потоков неравновесных фононов, соответствующих временам релаксации $\tau_b' \ll \tau_b'' \approx \tau_x$.

Вышесказанное подтверждается экспериментами на бездвойниковом образце Bi-3, в котором вблизи направления $\mathbf{H} \parallel C_2$ особенностей на ВАХ не наблюдалось. Таким образом, обнаруженный эффект естественно связать с наличием в образце двойниковой прослойки. Однако характер немонотонности и резкая угловая зависимость τ_x исключает возможность какого-либо воздействия на сигнал нелинейного отклика двойника как области кристалла с повышенным содержанием дефектов и дислокаций, т.е. обладающего в магнитном поле высокой проводимостью по сравнению с объемом кристалла. Кроме того, в условиях, когда ток концентрируется в узком слое повышенной проводимости σ_0, в висмуте при гелиевых температурах наблюдается излом ВАХ в сторону увеличения сопротивления [16,17], связанный с продольной генерацией фононов при $j_s \geq nes$ (j_s — плотность тока в слое). Следует отметить также, что, рассматривая двойник как разориентированную область материнского кристалла с магнитопроводимостью отличной от объемной, не удается смоделировать какой-либо процесс, приводящий к неустойчивости после релаксации в нелинейный режим.

Ранее в работах одного из авторов [18–20] было экспериментально показано, что двойниковые прослойки существенно влияют на кинетические коэффициенты достаточно массивных образцов полуметаллов сурьмы и висмута, причем максимальные изменения компонент тензора магнитосопротивления наблюдались в случае, когда вектор магнитного поля был расположен в плоскости двойникования (в [18–20] это соответствует направлению $\mathbf{H} \parallel C_2$). Результаты экспериментов в [18–20] интерпретировались с позиций теории анизотропных размерных эффектов (АРЭ) [4,21]*. Возможность существования АРЭ связана с малой вероятностью междолинного рассеяния в объеме образца и анизотропией ферми-поверхности. Отсутствие эффективного механизма междолинного рассеяния на границах и требование равенства нулю нормального тока через поверхность приводят к перераспределению концентрации частиц в до-

* В висмуте анизотропные размерные эффекты экспериментально наблюдались в кинетических коэффициентах, в частности в размерных зависимостях электропроводности и магнитосопротивления, эффекте Холла и термоэлектрических явлениях (подробнее см. [22]).

линах (полная концентрация остается неизменной). Неоднородность концентрации ΔN, которая уменьшается на расстояниях от поверхности образца порядка диффузионной длины $L = r(\tau_{eh}/\tau)^{1/2}$ (τ_{eh}, τ — времена междолинной и внутридолинной релаксации соответственно), приводит к существенному увеличению проводимости поперечного слоя толщиной L (диффузионный статический скин-эффект [4,5]). При этом величина изменения проводимости определяется скоростью междолинного рассеяния на поверхности. Яркое проявление АРЭ на плоскостях двойникования определяется малой вероятностью междолинного рассеяния на границах двойниковых прослоек [23], связанной, по-видимому, с приповерхностным (относительно границы двойника) изгибом зон объемного заряда U_s, имеющим для висмута величину $eU_s \sim 10^{-2}$ эВ $\sim E_F$ (E_F — энергия Ферми висмута). Таким образом, мы вправе рассмотреть динамику установления стационарного состояния в образце, предполагая, что двойник — это внутренняя граница, на которой в интервале направлений магнитного поля $-20° \le \theta \le 20°$ реализуется диффузионный статический скин-эффект, т.е. формируется пограничный слой толщиной L с неоднородной концентрацией носителей заряда и повышенной проводимостью. В работе [24], где экспериментально изучено поперечное магнитосопротивление пластин висмута в условиях сильного скинирования тока, т.е. при концентрации почти всего пропускаемого электрического тока у поверхности, наблюдалась резкая зависимость от угла наклона магнитного поля к плоскости пластины. Согласно [24,25], $\tau_{eh} \sim 10^2\tau$ при гелиевых температурах и $\tau_{eh} > \tau$ вплоть до 15 К. Однако в настоящей экспериментальной ситуации следует полагать, что полная проводимость такого слоя по крайней мере не превышает проводимости основного обьема, поскольку именно последний в начальный момент определяет реакцию образца при введении тока. Об этом свидетельствует вид релаксационного сброса напряжения в начале импульса при переходе в режим нелинейной проводимости, характерный для объемной генерации неравновесных фононов в плоскости перпендикулярной току, причем качественно одинаковый вблизи направлений как $\theta = 0$ ($\mathbf{H} \parallel C_2$), так и $\theta = 90°$ (для образца Bi-2 $\theta = 90°$ соответствует направлению $\mathbf{H} \parallel C_3$).

Для дальнейших рассуждений воспользуемся феноменологической моделью эффекта Есаки [3,12], базирующейся на понятии акустоэдс и достаточно успешно описывающей основные особенности ВАХ в режиме генерации фононов:

$$J = \sigma_{\text{Ohm}} E\left(1 + \Gamma \frac{cE}{Hs}\right), \qquad (1)$$

где σ_{Ohm} — магнитопроводимость на омическом участке ВАХ; $\Gamma = \gamma - \delta$; γ — коэффициент генерации, выделяющий ту часть вводимой в образец электрической мощности W, которая трансформируется в поток фононов; δ — коэффициент, связанный с рассеянием фононов. Увеличение интенсивности рассеяния неравновесных фононов, т. е. повышение коэффициента δ в (1), например, за счет количества дефектов в образце [26] или его температуры [11,12] приводит к уменьшению нелинейной дифференциальной проводимости dj/dE, а значит, и к увеличению U_{st} на сигнале нелинейного отклика для заданной величины тока. Таким образом, появление на сигнале нелинейного отклика квазистационарного состояния U_A, существенно превышающего значение U_{st}, означает, что для направлений магнитного поля вблизи $\mathbf{H} \parallel C_2$ включается дополнительный, причем достаточно интенсивный ($U_A \approx 2U_{\text{st}}$), механизм релаксации неравновесных фононов*. В обсуждаемой экспериментальной ситуации естественно связать этот дополнительный механизм релаксации со скин-слоем, параметры которого являются функцией θ и могут определять зависимость $\tau_x(\theta)$.

Далее в настоящей работе сделана попытка объяснить большие значения τ_x, на порядок превышающие характерные времена стабилизации неравновесных фононов ($\tau_h < 2 \cdot 10^{-6}$ с), тепловым характером эффекта, связанным с локальным перегревом области скин-слоя вблизи двойника, и соответствующим самосогласованным процессом установления стационарного состояния в электронной и фононной системах. При этом, однако, возникает необходимость сделать предположение об аномально большой вероятности поглощения неравновесных фононов в скин-слое по сравнению с остальным объемом образца, которое в настоя-

* Об усилении степени рассеяния неравновесных фононов свидетельствует также отсутствие в интервале $\theta \approx \pm 10°$ эффекта «послезвучания» [7,16], который наблюдается в Bi-1 в широком диапазоне углов θ и состоит в том, что при резком выключении внешнего электрического поля, соответствующего сверхзвуковому дрейфу носителей заряда в направлении [E×H], на заднем фронте сигнала нелинейного отклика наблюдается разность потенциалов, связанная с увлечением носителей ранее возбужденными неравновесными фононами.

щий момент трудно достаточно убедительно обосновать. Можно лишь указать на существенное различие состояний взаимодействующих систем неравновесных фононов и электронов в объеме образца, где реализуется режим нелинейной проводимости, и в скин-слое (соответствующих теоретических разработок, насколько нам известно, нет, как и отсутствует достаточно убедительная теория эффекта Есаки [3]). Отметим, что предложенная модель наблюдаемого явления позволяет объяснить как сам нестационарный эффект, т.е. все особенности на весьма сложном по форме сигнале-отклике, так и его зависимость от внешних параметров — тока, магнитного поля и температуры.

Восстановление равновесной концентрации в скин-слое — это диссипативный процесс, приводящий к поглощению фононов носителями заряда. Именно сброс в скин-слое части энергии неравновесных фононов, определяемой частотой фонон-электронного взаимодействия τ_{nf}^{-1}, и задает квазистационарность состояния U_A. Вначале после релаксации в нелинейной режим (рис. 3, точка A), пока локальный разогрев скин-слоя мал (наряду с общим менее значительным увеличением температуры образца), остается малой и частота междолинных переходов $\tau_f^{-1} \sim \exp(-T_{eh}/T)$, связанных с неупругим рассеянием на акустических (равновесных) фононах (T_{eh} — частота фонона, осуществляющего междолинное рассеяние). Поэтому изменения проводящих свойств скин-слоя невелики и сопровождаются лишь вытеснением части тока в объем образца, что в условиях $I_L \approx I_V$ (I_L и I_V — токи в скин-слое и объеме образца соответственно) приводит к увеличению напряжения на сигнале нелинейного отклика (рис. 3, от точки A до максимума). С течением времени локальный перегрев области скин-слоя приводит к экспоненциальному росту частоты τ_f^{-1} и, как следствие, к уменьшению ΔN и τ_{nf}^{-1}, т.е. ослаблению темпа роста температуры, и далее самосогласованным образом к $U_{st\,\theta}$. Очевидно, всегда $U_{st\,\theta} > U_{st}$, а максимальные значения $U_{st\,\theta}$ и τ_x (при заданных H, I и T) реализуются при $\theta = 0$, когда глубина скин-слоя максимальна.

Заметим, что обсуждаемая ситуация типична для акустоэлектрического эффекта [25], когда изменения в состоянии электронной системы (в данном случае появление градиента концентрации) приводит к изменению (увеличению) поглощения фононов. По данным акустоэлектрических измерений [25], в области температур 6–20 К эффективен междолинный фонон $T_{eh} \simeq 43$ К, т. е. междолинные переходы в висмуте осуществляются за счет фононов, расположенных в точках X на краю зоны Бриллюэна. К сожалению, в настоящий момент вопрос о механизмах стабилизации неравновесных фононов и их частотах в эффекте Есаки недостаточно изучен. Согласно [3], основными механизмами стабилизации неравновесных фононов при переходе в режим генерации фононов являются фонон-электронное и нелинейное фонон-фононное взаимодействия. Причем первое преобладает в условиях $d >> l_{pe}$ (d — толщина образца; l_{pe} — фонон-электронная длина пробега) и связано с распространением отраженной от границы образца акустической волны в направлении противоположном дрейфу носителей заряда, а второе преобладает при $d << l_{pe}$ и обусловлено спонтанной генерацией фононов (диапазон частот 10^9–10^{11} с$^{-1}$). Можно полагать, что в настоящих экспериментах реализуется случай $d < l_{pe} = s\tau_{pe}$ ($\tau_{pe} \lesssim \tau_b$) и основным каналом релаксации неравновесных фононов в объеме образца является фонон-фононное взаимодействие. В этом случае появление неравновесных междолинных фононов может быть следствием трех- или четырехфононных процессов релаксации, т.е. взаимодействие колебаний с большой длиной волны и колебаний со значительно меньшей длиной волны приводит к переходу длинноволновых колебаний в коротковолновые. Такое предположение оправдано также (в грубом приближении) высокой эффективностью системы неравновесных фононов: дифференциальная проводимость нелинейного участка ВАХ эквивалентна магнитопроводимости висмута при $T \approx 40$–50 К (оценка следует из величины линейной магнитопроводимости, температурная зависимость которой $\sim T^2$ в интервале 4–20 К и $\sim T^1$ при $T > 20$ К [27]).

Оценим, до какой температуры нагревается область кристалла, соответствующая скин-слою, полагая, что количество теплоты, диссипируемое в объеме скин-слоя, $Q_1 = 0{,}1Q_0$, где $Q_0 = IUt_p$ — полная энергия, вводимая в образец. Это тепло расходуется на нагрев объема скин-слоя $Q_T = m_1 C\Delta T$, а также отводится от поверхностей скин-слоя $2S$ в глубь образца ($Q_2 = 2\kappa S\nabla T t_p$). Здесь C — удельная теплоемкость висмута; $m_1 = \rho SL$ — масса объема скин-слоя; ρ — плотность; $\Delta T = T_1 - T_0$, T_1 и T_0 — конечная и начальная температуры образца соответственно; κ — коэффициент теплопроводности; $\nabla T = (T_1 - T_0)/(d/2)$ — градиент температуры. В данной экспериментальной ситуации уравнение теплового баланса имеет вид

$$Q_1 - Q_2 = m_1 C\Delta T \,. \qquad (2)$$

Подставив в (2) выражение для Q_2, после преобразований получим формулу для расчета конечной температуры нагрева объема скин-слоя:

$$T_1 = Q_1 \left(\frac{4\kappa S t_p}{d} + m_1 C \right)^{-1} + T_0 . \qquad (3)$$

Вычислим T_1 для образца Bi-1, полагая $C = 3 \cdot 10^{-3}$ Дж/г·К [28]; $\kappa = 2$ Вт/см·К [29,30]; $\rho = 13$ г/см^3; $L = 3 \cdot 10^{-4}$ см [31]; $t_p = 10^{-5}$ с. (C и κ взяты из [28–30] для $T \approx 7$ К, чтобы учесть увеличение температуры образца.) Согласно рис. 3, кривая *4*, $Q_0 \simeq 6{,}5 \cdot 10^{-3}$ Дж (здесь учтено соотношение длины образца и расстояния между потенциальными контактами $\simeq 6{,}5$). Подставив данные величины в (3), получим $T_1 \simeq 10$ К (для $Q_1 = 0{,}2 Q_0$ имеем $T_1 \simeq 16$ К)*. Обратим внимание на то, что $Q_1 \simeq 6{,}5 \cdot 10^{-4}$ Дж, а $Q_T \simeq 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ Дж и $Q_3 = P_3 S_3 t_p \simeq 5 \cdot 10^{-6}$ Дж (Q_3 — количество теплоты, отводимое в жидкий гелий; S_3 — площадь поверхности образца; $P_3 \simeq 0{,}5$ Вт/см^2, режим пленочного кипения), т.е. $Q_0 > Q_1 >> Q_T, Q_3$. Конечно, точность сделанной оценки невысока, поскольку не учтены реальные зависимости коэффициента тепловодности и теплоемкости от температуры и, кроме того, величина κ весьма чувствительна к параметрам исследуемых образцов (чистота, качество, размеры) и может изменяться от образца к образцу более чем на порядок [29,30], однако значение T_1, полученное для конкретных величин, входящих в (3), дает представление о минимальной величине мощности, которая необходима для ощутимого нагрева объема скин-слоя. В тоже время весьма вероятно, что оценка T_1 несколько занижена: отвод тепла через поверхность скин-слоя, граничащую с двойниковой прослойкой, может быть существенно ослаблен из-за малой величины теплопроводности двойника [32].

Предложенная модель нестационарного эффекта, в рамках которой время τ_x определяется параметрами скин-слоя и нелинейности, позволяет описать особенности, наблюдаемые на экспериментальных зависимостях $\tau_x(T)$, $\tau_x(H)$, $\tau_x(I)$. Очевидно, при заданных I и H зависимость $\tau_x(T)$ является следствием изменения с температурой состояния скин-слоя. С увеличением температуры опыта, т.е. начальной температуры образца, изменяются параметры, определяющие скин-слой, к которым в данном случае следует отнести и теплоемкость висмута. Именно существенное увеличение теплоемкости, несмотря на уменьшение L при переходе от гелиевых температур к водородным, ответственно за увеличение τ_x.

Магнитополевая зависимость $\tau_x(H)$ определяется совместным действием двух механизмов: уменьшением толщины скин-слоя и увеличением коэффициента генерации фононов $\Gamma(H)$ [3], т.е. увеличением частоты τ_{nf}^{-1}, что приводит к более быстрому течению самосогласованного процесса релаксации к $U_{st\,\theta}$. Как видно из рис. 5, $\tau_x = \tau_{x0}^H + K_H(T) H^{-3}$, где τ_{x0}^H — минимальное время развития немонотонности, к которому в пределе больших H стремится τ_x как при 4. 2, так и при 14 К. Поскольку толщина скин-слоя является функцией H, такое поведение $\tau_x(H)$ естественно: увеличение τ_x, вызванное повышением температуры опыта, может быть компенсировано изменением магнитного поля, т.е. уменьшением L. Например (см. рис. 5 ($\bullet_i$, где $i = 1, 2, 3$)), некоторое значение

$$\tau_{x1}\,(T = 4{,}2\ \text{К}, H_1) < \tau_{x2}(T = 14\ \text{К}, H_1),$$

но $\tau_{x1}\,(T = \quad \tau_{x3}\,(T = 14\ \text{К}, H_2)$.

Согласно рис. 6, зависимость $\tau_x(I)$ имеет вид $\tau_x = \tau_{x0}^I(T) + K_I(T) I^{-2}$ и определяется изменением коэффициента генерации $\Gamma(I)$ [3]. При температурах 4,2 и 14 К в пределе больших токов τ_x стремится к различным значениям τ_{x0}^I, поскольку последние заданы магнитным полем и температурой, но не током.

Таким образом, в настоящей работе в образцах висмута, содержащих одиночные двойниковые прослойки, изучены нелинейные вольт- амперные характеристики (эффект Есаки) и сигналы нелинейного отклика при температурах жидкого гелия и откачки паров жидкого водорода. Экспериментально показано, что при ориентации вектора магнитного поля вблизи направления параллельного плоскости двойникования ($\mathbf{H} \parallel C_2$) в образце развивается нестационарный процесс, время протекания которого τ_x на порядок превышает характерные времена стабилизации неравновесных

* О том, что в висмуте в подобных экспериментальных условиях реализуются значительные градиенты температур, свидетельствуют также данные, полученные авторами [13], которые изучали поперечный гальванотермомагнитный эффект (эффект Эттингсгаузена) в режиме генерации фононов.

фононов ($\tau_b \leq 2\cdot10^{-6}$ с). Измерены зависимости τ_x от величины и направления магнитного поля, температуры и электрического тока. Двойниковая прослойка рассматривается как внутренняя граница в образце, на которой вблизи направления $\mathbf{H} \parallel C_2$ реализуется диффузионный статический скин-эффект. Предполагается, что нестационарный процесс является следствием выравнивания неоднородной концентрации носителей заряда в скин-слое за счет междолинных переходов с участием неравновесных фононов. Предложенная модель хорошо описывает особенности наблюдаемого эффекта.

Авторы признательны А. И. Копелиовичу за плодотворные дискуссии. Настоящая работа частично поддержана грантом фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

1. С. В. Бенгус, Вит. Б. Красовицкий, *ФНТ* **20**, 562 (1994).
2. L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 4 (1962).
3. Ю. А. Богод, *ФНТ* **8**, 787 (1982).
4. Г. И. Бабкин, В. Я. Кравченко, *ЖЭТФ* **60**, 695 (1971).
5. А. И. Копелиович, *ФНТ* **7**, 985 (1981).
6. Б. С. Борисов, Н. В. Волкенштейн, П. С. Зырянов, Г. Г. Талуц, *ФММ* **16**, 624 (1963).
7. T. Jamada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **20**, 1647 (1965).
8. Ю. А. Богод, Р. Г. Валеев, *ФТТ* **4**, 481 (1978).
9. Yu. A. Bogod and V. B. Krasovitsky, *Phys. Status Solidi* **B65**, 847 (1974).
10. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, *Физ. конденс. сост.* вып. 30, Харьков (1974).
11. Ю. А. Богод, Р. Г. Валеев, *ФНТ* **2**, 897 (1976).
12. Ю. А. Богод, Р. Г. Валеев, *ФНТ* **3**, 874 (1977).
13. Вит. Б. Красовицкий, С. В. Бенгус, *ФНТ* **19**, 805 (1993).
14. R. N. Bhargava, *Phys. Rev.* **156**, 785 (1967).
15. R. D. Brown, *Phys. Rev.* **B2**, 929 (1970).
16. С. В. Бенгус, Ю. А. Богод, П. Е. Финкель, *ФНТ* **16**, 738 (1990).
17. С. А. Виткалов, В. Ф. Гантмахер, Г. И. Левиев, *ЖЭТФ* **90**, 2233 (1986).
18. Ю. А. Богод, Б. И. Веркин, В. Б. Красовицкий, С. В. Цивинский, *Письма в ЖЭТФ* **13**, 491 (1971).
19. Yu. A. Bogod and V. B. Krasovitskii, *Phys. Status Solidi* **B65**, k1 (1974).
20. Yu. A. Bogod and V. B. Krasovitskii, *Phys. Status Solidi* **B65**, 874, (1974).
21. Э. И. Рашба, *ЖЭТФ* **48**, 1427 (1965).
22. А. Н. Коршак, *ФНТ* **19**, 680 (1993).
23. Ю. А. Богод, *Дисс. д-ра физ. -мат. наук*, Харьков (1984).
24. С. С. Мурзин, *ЖЭТФ* **82**, 515 (1982).
25. A. A. Lopez, *Phys. Rev.* **175**, 823 (1968).
26. Ю. А. Богод, Р. Г. Валеев, *ФНТ* **13**, 383 (1987).
27. R. Hartman, *Phys. Rev.* **181**, 1070 (1969).
28. T. C. Cetas, J. C. Holste and C. A. Swenson, *Phys. Rev.* **182**, 679 (1969).
29. И. Я. Коренблит, М. Е. Кузнецов, В. М. Муждаба, С. С. Шалыт, *ЖЭТФ* **57**, 1867, (1969).
30. B. S. Fagar and S. Tanuma, *Techn. Rep. ISSP, Sec. B*, N18 (1976).
31. Ю. А. Богод, Т. В. Гицу, А. Д. Грозав, *ЖЭТФ* **90**, 1010 (1986).
32. T. Matsuo and H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 1974 (1977).

Interaction of non-equilibrium phonons with an internal boundary (twin boundary) in bismuth

Vit. B. Krasovitsky and S. V. Bengus

A study is made of the mechanism of interaction of non-equilibrium phonons generated in bismuth single crystals in the non-linear conductivity regime (Esaki effect) with boundaries of twin layers. Current-voltage characteristics and signals of a non-linear response are investigated at liquid helium temperatures as well that of the pumping-out of liquid hydrogen vapour. It has been found that under the orientation of the magnetic field vector close to the direction parallel to the plane of twinning the non-stationary process arises and its duration τ_x exceeds by an order of magnitude the characteristic stabilization times of non-equilibrium phonons. Dependences of τ_x on magnitude and direction of the magnetic field, temperature and electric current are measured. The twin layer is considered as a sample's inner boundary where the diffusive static skin-effect is realized. The experimental results may be interpreted under the certain assumptions which are rather difficult to substantiate convincingly. (In particular by the assumption about anomalously high probability of absorption of non-equilibrium phonons in the skin-layer). Nevertheless the proposed model of the phenomenon observed allows ones to desctibe both the non-stationary process (i.e. all singularities of a complicated response signal) and it's dependences on external parameters (current, magnetic field and temperature).