

## Генерация неравновесных фононов и фонон-электронное увлечение 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 2 декабря 1998 г.

Впервые осуществлено прямое наблюдение распространяющегося по монокристаллическому образцу висмута высокого качества направленного потока неравновесных фононов, генерируемых в скрещенных электрическом и магнитном полях при сверхзвуковом дрейфе носителей заряда. С помощью оригинальной геометрии эксперимента удалось измерить сигнал акустомагнитоэлектрического эффекта, являющийся результатом увлечения носителей заряда неравновесными фононами. Измерение величины акустомагнитоэлектрического эффекта дало возможность непосредственно определить, какая часть электрической мощности, поступающей в образец, преобразуется в звуковую.

Вперше здійснено безпосереднє спостереження розповсюдження вздовж монокристалічного зразка вісмуту високої якості спрямованого потоку нерівноважних фононів, що генеруються у схрещених електричному та магнітному полях при надзвуковому дрейфі носіїв заряду. За допомогою оригінальної геометрії експерименту вдалося виміряти сигнал акустомагнітоелектричного ефекту, що є наслідком захоплення носіїв заряду нерівноважними фононами. Вимірювання величини акустомагнітоелектричного ефекту дало можливість безпосередньо визначити, яка частина електричної потужності, що надходить до зразка, перетворюється у звукову.

PACS: 72.50.+b

### Введение

Одним из проявлений фонон-электронного взаимодействия является акустоэлектрический эффект [1,2]. Локальные электрические поля, возникающие в проводящей среде под действием проходящей звуковой волны, захватывают носители заряда и, передавая им импульс и соответственно энергию, приводят к возбуждению постоянного электрического тока в направлении распространения волны. Соотношение, связывающее акустоэдс  $E^{ae}$  и коэффициент электронного поглощения звука  $\alpha_e$ , было получено Вайнрайхом [3] из элементарных соображений сохранения полного импульса электронной и фононной систем и справедливо как для гидродинамического случая  $ql \gg 1$ , так и для бесстолкновительного  $ql \ll 1$  ( $q$  — волновой вектор звука,  $l$  — длина свободного пробега электронов):

$$\alpha_e I_s = nev_s E^{ae}, \quad (1)$$

где  $\alpha_e I_s$  — мощность в единице объема, которую акустическая волна отдает электронам проводимости. При этом предполагалось, что каждый фонон передает электрону импульс  $\hbar\omega/v_s$  ( $\omega$ ,  $v_s$  — соответственно частота и скорость распространения акустической волны). Плотность возникающего электрического тока  $j^{ae} = ne(\hbar\omega/v_s m)$ ; интенсивность акустической волны  $I_s = \hbar\omega N_q v_s$  ( $N_q$  — число фононов в единице объема);  $\alpha_e = n/N_q v_s \tau$ .

В висмуте число электронов равно числу дырок, поэтому результирующий акустоэлектрический ток (для замкнутой цепи) или акустоэдс (для разомкнутой цепи) будут малы, так как они определяются лишь различием электронных и дырочных подвижностей. Однако в магнитном поле  $\mathbf{H}$ , приложенном перпендикулярно направлению распространения звука, электроны и дырки, увлекаемые акустической волной в одном направлении, отклоняются в противоположные стороны перпендикулярно распространению звука и магнит-

ному полю, создавая суммарную эдс (акустомагнитоэлектрический (АМЭ) эффект).

Теоретически АМЭ эффект рассматривался в работах [4–7] и впервые экспериментально наблюдался в висмуте [6]. Выражение для акустоэдс в АМЭ эффекте, полученное в [6] в условиях  $ql \gg 1$ , когда звуковая волна распространяется вдоль направления  $\mathbf{Y}$  и постоянное магнитное поле параллельно направлению  $\mathbf{Z}$ , имеет вид

$$E_x^{ame} = -\mu H \frac{S}{\rho v_s^3} \frac{\mu}{D} \left( \frac{\Sigma_n - \Sigma_p}{e} \right)^2 \frac{\omega \tau_R}{1 + \omega^2 \tau_R^2}, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность;  $\mu = (\mu_n^{-1} + \mu_p^{-1})^{-1}$  и  $D = (\mu_n D_p + \mu_p D_n) (\mu_n + \mu_p)^{-1}$  — амбиполярные подвижность и коэффициент диффузии (индексы  $n$  и  $p$  соответствуют электронам и дыркам);  $\Sigma_n$  и  $\Sigma_p$  — константы деформационного потенциала электронов и дырок;  $\tau_R$  — эффективное время релаксации;  $S$  — плотность звуковой энергии. Из проведенного в [6] сравнения (2) с выражением для акустоэлектрического поля, вычисленного в [3], для АМЭ поля следует соотношение  $E_x^{ame} = -\mu H E^{ae}$  и соответственно связь с электронным коэффициентом поглощения («модифицированное соотношение Вайнрайха»)

$$\alpha_e J_s = -nev_s E^{ame} / \mu H. \quad (3)$$

Соотношение (3) остается справедливым и в постоянном электрическом поле  $E_0$ , параллельном  $\mathbf{X}$ . В этом случае

$$\alpha_e = -\frac{ne}{S} \frac{E^{ame}}{\mu H} = \frac{ne}{\rho v_s^3} \left( \frac{\Sigma_n - \Sigma_p}{e} \right)^2 \frac{\mu}{D} \frac{\omega \omega_{\text{eff}} \tau_R}{1 + \omega_{\text{eff}}^2 \tau_R^2}, \quad (4)$$

где  $\omega_{\text{eff}} = \omega [1 - (E_0/H)/v_s]$ . Как видно из (4), при движении заряда со сверхзвуковой скоростью  $v_d = E_0/H > v_s$  электронный коэффициент затухания  $\alpha_e$  меняет знак на обратный, т.е. поглощение звука электронами сменяется его усилением и акустоэдс в АМЭ эффекте также изменяет знак.

Если в кристалл не вводить акустическую мощность, движение носителей заряда со сверхзвуковой скоростью сопровождается спонтанным излучением фононов [8], что приводит, в частности, к изменению проводимости и, как следствие, к нелинейности вольт-амперных характеристик (ВАХ). В висмуте нелинейные вольт-амперные характеристики впервые наблюдались Есаки [9,10]: поперечная магнитопроводимость резко увеличивается, когда скорость движения носителей заряда в направлении холловского дрейфа  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  достигает значения скорости звука. Именно этот факт

позволил Есаки выдвинуть гипотезу о взаимосвязи наблюдаемого явления и генерации фононов в висмуте. В экспериментах [11,12], целью которых являлось непосредственное обнаружение фоновой генерации в висмуте, в принципе был зарегистрирован акустический шум при достижении условия  $v_d \approx v_s$ . При этом интерпретация результатов была затруднена тем, что длительность ультразвукового сигнала в несколько раз превышала длительность задающего токового импульса. Позднее различными авторами [13–16] предлагались варианты теоретического обоснования эффекта Есаки, которые, однако, лишь качественно описывали нелинейность ВАХ. Выделим работу [17], в которой предложена феноменологическая модель эффекта Есаки, успешно объясняющая экспериментальные особенности магнитосопротивления висмута в нелинейном режиме. В основе модели лежит представление об акустоэдс, связанной с числом неравновесных фононов. Для определения акустоэдс авторы [17] воспользовались соотношением Вайнрайха (1), в котором плотность падающего на образец потока звуковой энергии заменена средней мощностью  $\gamma W$ , отдаваемой электронами в процессе генерации неравновесных фононов, т.е.  $E^{ae} = \gamma W / nev_s$  ( $\gamma$  — коэффициент генерации, показывающий, какая часть электрической мощности, вводимой в образец, трансформируется в звуковой поток). Экспериментальному исследованию висмута, находящемуся в режиме нелинейной проводимости, посвящено достаточно большое число работ (см., например, [18–22]), в которых с помощью измерений величин либо продольного падения напряжения на образце, либо холловского напряжения в зависимости от различных внешних параметров получено много новой информации об эффекте Есаки. Однако следует отметить, что эти исследования обладают весьма существенным недостатком: извлекаемая из эксперимента информация о системе неравновесных фононов носит исключительно косвенный характер.

В настоящей работе впервые осуществлено наблюдение распространяющегося по образцу направленного потока неравновесных фононов, генерируемых при сверхзвуковом дрейфе носителей заряда. Предложена оригинальная геометрия эксперимента, которая позволила наблюдать на одном и том же образце висмута как отрицательный АМЭ сигнал, связанный с генерацией акустической мощности носителями заряда, так и положительный АМЭ сигнал, являющийся результатом эффекта увлечения носителей заряда потоком неравновесных фононов. Измерение величины

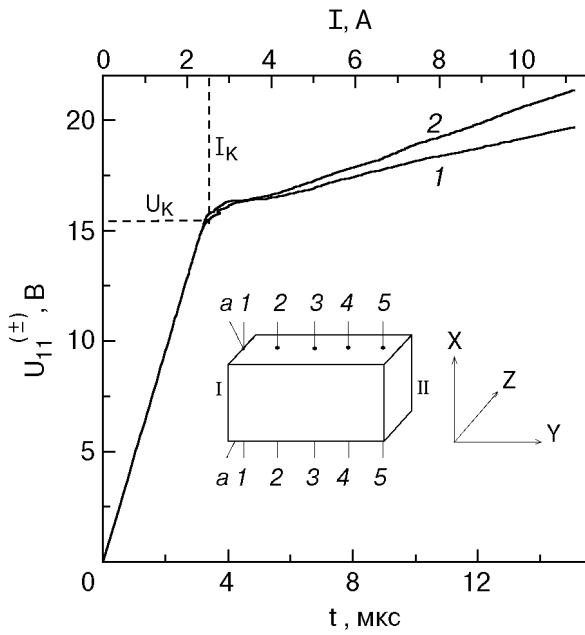


Рис. 1. Копии осциллограмм сигналов  $U_{11}^{(\pm)}$ : 1 —  $(-v_d)$ , 2 —  $(+v_d)$ ;  $H = 4,1$  Тл. Верхняя шкала — значения тока, пропорциональные временной развертке.  $U_k, I_k$  — напряжение и ток, соответствующие началу перехода в режим нелинейной проводимости. На вставке — геометрия эксперимента: 1-1, ..., 5-5 — пары потенциальных контактов; a-a — токовые контакты.

АМЭ эффекта дало возможность непосредственно определить, какая часть электрической мощности, поступающей в образец, преобразуется в звуковую.

### Результаты экспериментов

Измерения проводились при температуре 4,2 К и состояли в регистрации на запоминающем осциллографе с последующей записью на двухкоординатном самописце сигнала отклика, формируемого при прохождении через исследуемый образец одиночного импульса электрического тока, либо прямоугольного (с фронтом нарастания  $\sim 0,3$  мкс), либо «пилообразного» (линейно нарастающего во времени) длительностью  $t_p$  от 2 до 20 мкс.

Образец был вырезан из монокристалла висмута высокого качества (отношение сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах  $\approx 300$ ) и представлял собой брусок прямоугольной формы с размерами вдоль направлений биссекторной ( $C_1 \parallel X$ ), бинарной ( $C_2 \parallel Y$ ) и тригональной ( $C_3 \parallel Z$ ) кристаллографических осей  $4,5 \times 6,5 \times 2$  мм. Геометрия эксперимента представ-

лена на рис. 1. Магнитное поле  $\mathbf{H}$  ориентировалось вдоль кристаллографической оси третьего порядка. Цифрами 1-1, ..., 5-5 обозначены пары потенциальных контактов, равномерно расположенных вдоль образца; a-a — токовые контакты.

Использование контактов a-a, расположенных на торцевой грани образца, в качестве токовых, естественно, приводит к неоднородному протеканию электрического тока. Плотность тока у грани I вблизи токовых контактов (рис. 1) всегда выше, а при условии  $d \ll L$  значительно выше, чем у грани II на противоположном конце образца ( $d$  — расстояние между токовыми контактами;  $L$  — длина образца). Очевидно, что в такой геометрии эксперимента напряженность электрического поля  $\mathbf{E}$  и, следовательно, дрейфовая скорость носителей заряда  $v_d = cE/H$  в образце являются функцией координат, а условие перехода в режим акустоэлектронной нелинейности  $v_d > v_s$  реализуется лишь в области электрического поля  $E > E_k$  вблизи торцевой грани I ( $E_k$  соответствует началу перехода в режим нелинейной проводимости). В то же время в остальной части образца сохраняется линейная зависимость между током и напряжением, т.е. выполняется закон Ома. Таким образом, при некотором токе  $I > I_k$  проводимость образца становится неоднородной\*.

Несимметричность эксперимента, в приведенном выше смысле, определила два варианта измерений, отличающихся противоположными направлениями вектора дрейфовой скорости. С помощью реверса направления тока или магнитного поля вектор дрейфовой скорости носителей заряда  $\mathbf{v}_d = c[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]/H^2$  и соответственно поток неравновесных фононов, генерируемых носителями заряда при  $v_d > v_s$ , направлялись либо к торцевой грани I ( $-v_d$ ), содержащей токовые контакты, либо вдоль образца к противоположной торцевой грани II ( $+v_d$ ). На рис. 1 представлены копии осциллограмм падения напряжения  $U_{11}^{(\pm)}$ , измеренных на контактах 1-1 с помощью импульсов тока «пилообразной» формы при  $\pm v_d$ , т.е. непосредственно в области токовых контактов a-a. Время  $t$  по оси абсцисс пропорционально измерительному току  $I$ , и осциллограммы фактически представляют собой вольт-амперные характеристики  $U_{11}^{(\pm)}(I)$ . Зависимости  $U_{11}^{(\pm)}(I)$  имеют характерный перегиб, связанный с генерацией фононов в направлении холловского дрейфа но-

\* Детальному экспериментальному исследованию висмута, находящемуся в режиме акустоэлектронной нелинейности в условиях неоднородного распределения электрического поля, посвящена работа [22]. Там же приведен расчет распределения потенциала для полубесконечной пластины, в которую через расположенную на поверхности пару контактов втекает и вытекает постоянный ток.

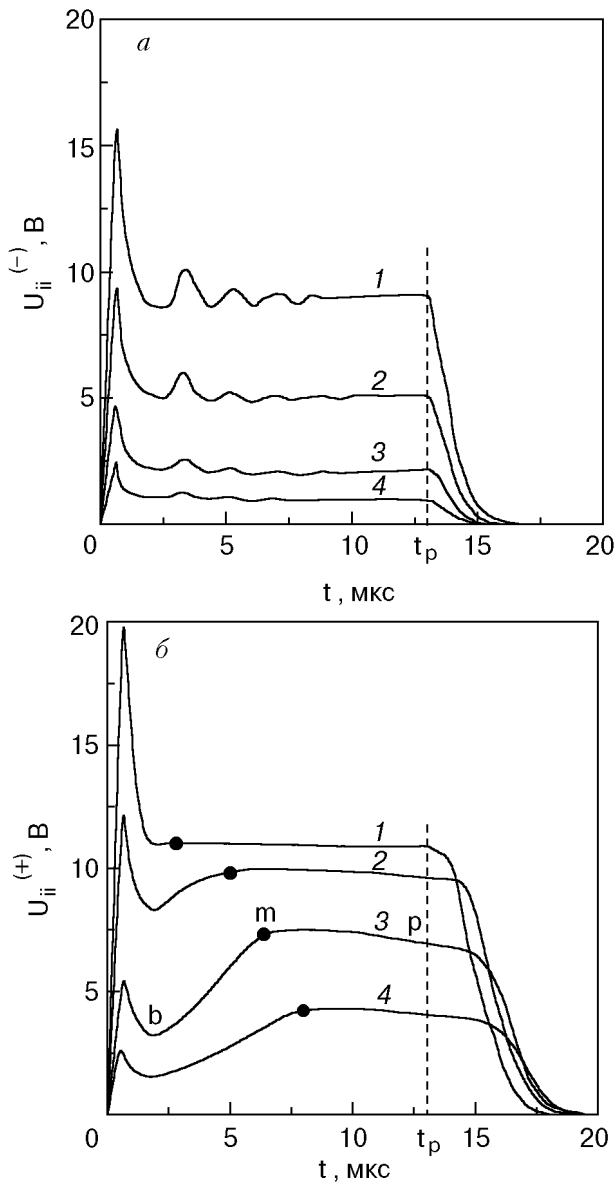


Рис. 2. Копии осциллограмм сигналов  $U_{ii}^{(-)}$  (а) и  $U_{ii}^{(+)}$  (б): 1 –  $U_{22}$ ; 2 –  $U_{33}$ ; 3 –  $U_{44}$ ; 4 –  $U_{55}$ .  $t_p$  – момент выключения тока,  $H = 4,1$  Тл;  $I = 7,2$  А.

сителей заряда при  $v_d > v_s$ . Небольшое несовпадение ВАХ на рис. 1 определяется так называемым эффектом невязности (ЭН) [20], заключающемся в невоспроизводимости нелинейного участка ВАХ при инверсии вектора дрейфовой скорости носителей заряда. Эффект невязности наблюдался ранее как в обычной экспериментальной геометрии [20], т.е. когда электрический ток однородно течет вдоль образца, так и при неоднородном протекании тока [22,23]. Здесь следует отметить, что на осциллограммах  $U_{ii}^{(-)}(t)$  ( $i \geq 2$ ), измеренных совместно с  $U_{11}(t)$ , но не на осциллограммах  $U_{ii}^{(+)}(t)$  (этот вопрос будет обсужден ниже), также наблюдался изгиб, который, однако, не следует отождествлять с генерацией неравновесных фононов в соответствующей области об-

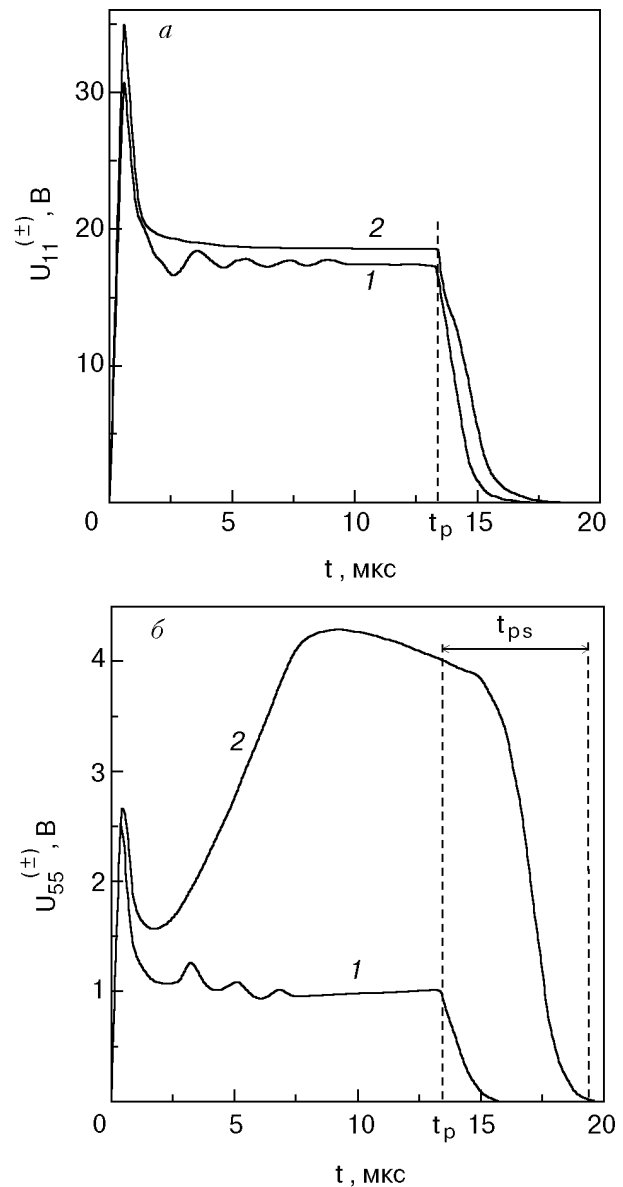


Рис. 3. Копии осциллограмм сигналов  $U_{11}^{(+)}$  (а) и  $U_{55}^{(+)}$  (б): 1 –  $(-v_d)$ ; 2 –  $(+v_d)$ ;  $H = 4,1$  Тл;  $I = 7,2$  А.

разца. Дело в том, что появление при  $I = I_k$  вблизи токовых контактов  $a-a$  области нелинейной (большей) проводимости, ограничивающей падение напряжения до величины  $\sim U_k$  (рис. 1) и «стягивающей» на себя основную часть тока, приводит к ограничению той части тока, которая протекает через периферийную часть образца, в то время как сигналы отклика  $U_{ii}^{(\pm)}$  регистрируются на осциллографе как функции времени  $t$ , т.е. общего тока  $I$ .

На рис. 2 и 3 представлены примеры копий осциллограмм сигналов нелинейного отклика  $U_{ii}^{(\pm)}$ , измеренных при пропуске через образец импульсов тока прямоугольной формы амплитудой 7,2 А, соответствующей нелинейному участку ВАХ (рис. 1). Сброс напряжения в начале сигнала

ла отклика соответствует релаксационному процессу перехода в нелинейный режим и характеризуется временем  $\tau_b$  [20,24]. Сигналы отклика  $U_{ii}^{(-)}$  ( $i \geq 1$ , рис. 2,а и 3,а) имеют одинаковую форму, подобную форме импульса тока (исключая релаксационный максимум в начале сигналов отклика), и амплитуду, монотонно уменьшающуюся по мере удаления потенциальных контактов от токовых. Горизонтальный участок сигнала отклика, следующий за релаксационным сбросом напряжения, характеризует стационарный режим нелинейной проводимости\*.

Совершенно иная ситуация наблюдается для сигналов отклика  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i \geq 2$ , рис. 2,б и 3,б). Их форма отличается от формы импульса тока: после релаксационного сброса напряжения (через время  $t_b$  после начала импульса) вместо плоской вершины наблюдается увеличение напряжения (рис. 2,б, участок  $b-m$ ). По мере удаления измерительных потенциальных контактов от токовых время нарастания напряжения до максимального значения  $t_{bm}$  монотонно увеличивается, а амплитуда максимума уменьшается (однако значительно медленнее, чем амплитуда сигналов отклика  $U_{ii}^{(-)}$ ). Кроме того, в то время как сигналы отклика  $U_{ii}^{(-)}$  прекращаются вместе с выключением тока, сигналы отклика  $U_{ii}^{(+)}$  продолжают регистрироваться в течение некоторого времени  $t_{ps}$ , причем  $t_{ps}$  растет (подобно времени  $t_{bm}$ ) с увеличением номера  $i-i$  измерительной пары потенциальных контактов. Для сравнения на рис. 3 представлены копии осциллограмм  $U_{11}^{(\pm)}$  и  $U_{55}^{(\pm)}$ . Хорошо видно, что небольшие различия (несколько процентов) сигналов  $U_{11}^{(\pm)}$ , т.е. эффект невзаимности, достигают 400% для сигналов  $U_{55}^{(\pm)}$ . На рис. 3,б показана также временная задержка  $t_{ps}$  на сигнале  $U_{55}^{(\pm)}$ .

О степени неоднородности протекания тока в образце можно судить по величине соотношения сигналов  $U_{ii}$  ( $i \geq 2$ )/ $U_{11}$ , измеренных в области токов, соответствующих линейной проводимости,  $I < I_k$  (рис. 1): 0,5; 0,29; 0,12; 0,06 соответственно для контактов 2-2, ..., 5-5. Практически такие же соотношения сохраняются и между сигналами отклика  $U_{ii}^{(-)}$  при  $I > I_k$  (рис. 2,а и 3,а). В то же время между сигналами отклика  $U_{ii}^{(+)}$  при  $I > I_k$  эти соотношения не выполняются. Значения  $U_{ii}^{(+)}$

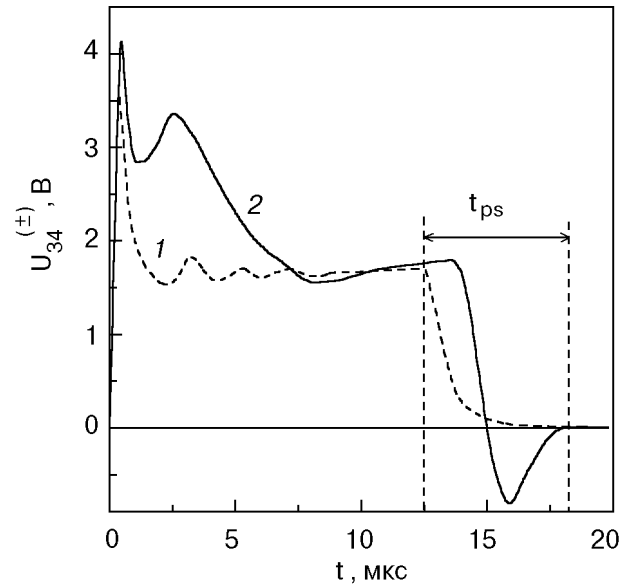


Рис. 4. Копии осциллограмм сигналов  $U_{34}^{(\pm)}$ : 1 —  $(-v_d)$ ; 2 —  $(+v_d)$ .  $H = 4,1$  Тл;  $I = 7,2$  А.

всегда выше, чем соответствующие значения  $U_{ii}^{(-)}$ , причем эта разница существенно возрастает по мере удаления потенциальных контактов от области нелинейной проводимости (рис. 2 и 3).

Несколько неожиданный результат был получен при измерении сигналов отклика  $U_{34}^{(\pm)}$  на контактах 3-4, расположенных вдоль образца. Копии осциллограмм  $U_{34}^{(\pm)}$  представлены на рис. 4. Хорошо видно, что после выключения тока сигнал  $U_{34}^{(+)}$  продолжает регистрироваться в течение времени  $t_{ps}$ , однако, уменьшаясь, он не зануляется (как в случае сигнала  $U_{ii}^{(+)}$ ), а переходит через нуль, меняя знак на обратный.

### Обсуждение результатов

Экспериментальные результаты работы, касающиеся особенностей поведения сигналов нелинейного отклика  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i > 1$ ), можно понять, сделав вполне естественные для висмута предположения.

1. Режим нелинейной проводимости формируется в области образца, непосредственно примыкающей к токовым контактам. (В дальнейшем эту область на торце образца будем именовать областью нелинейной проводимости (ОНП), а оставшуюся часть — областью линейной проводимости

\* Для всех сигналов отклика  $U_{ii}^{(-)}$  (рис. 2,а) наблюдается нестационарный эффект, связанный с периодической зависимостью напряжения на образце от времени. Подобные колебания напряжения были обнаружены и изучены в работах [9,17,20,25], посвященных исследованию электрических свойств висмута в режиме генерации упругих волн. В работе [22] экспериментально показано, что акустоэлектронные колебания возникают при неоднородном протекании тока через образец в случае, когда носители заряда дрейфуют к поверхности, содержащей токовые контакты. Полученные таким способом колебания могут наблюдаться при практически произвольном сочетании величин тока, магнитного поля и температуры, соответствующих условиям существования режима нелинейной проводимости в образце.

(ОЛП). Вопросы о механизмах стабилизации неустойчивости при переходе в режим генерации фононов и размерах области нелинейной проводимости в подобной экспериментальной геометрии подробно рассмотрены в [23].)

2. За промежуток времени, равный времени релаксации в нелинейный режим  $t_b \approx 1-2$  мкс [20,25], в ОНП формируется фронт ( $\sim 0,5$  мкс) акустического импульса, распространяющегося по образцу в направлении торцевой грани II.

3. В висмуте существует сильное фонон-электронное взаимодействие, приводящее к увлечению носителей заряда неравновесными фононами.

4. Энергия акустического импульса затухает при распространении вдоль образца.

Таким образом, реализовав в образце две области с различной проводимостью и рассматривая ОНП в качестве генератора звукового импульса, зондирующего ОЛП, мы получаем стандартную геометрию для наблюдения акустомагнитоэлектрического эффекта: при движении звукового импульса вдоль направления  $\mathbf{Y}$  в присутствии магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Z}$  в направлении  $\mathbf{X}$  формируется акустомагнитоэлектрическое напряжение.

В начальный момент и почти до окончания процесса релаксации в нелинейный режим, т. е. в течение времени  $t_b$  (рис. 2,б, индекс  $b$ ), неоднородность распределения потенциала в образце определяется геометрией эксперимента. Однако с момента  $t_b \approx \tau_b$  фронт акустической волны начинает формировать в ОЛП акустомагнитоэлектрический сигнал, который, как видно на рис. 2 и 3, превышает соответствующий сигнал, связанный с начальной ( $t < \tau_b$ ) неоднородностью протекания тока. Иначе говоря, с момента  $t_b$  распределение потенциала в образце существенно изменяется и величины измеряемых напряжений  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i > 1$ ) полностью определяются АМЭ эффектом. Именно движение фронта формируемой в ОНП акустической волны определяет время нарастания АМЭ напряжения  $t_{bm}$  до максимального значения (рис. 2,б, черные точки  $m$ ). Наблюдаемые экспериментально на контактах  $i-i$  ( $i > 1$ ) величины времени  $t_{bm}$  коррелируют с соответствующими величинами, рассчитанными из соотношения  $t_{bm} = L_i/v_s$ , где  $L_i$  — расстояние от ОНП до контактов  $i-i$ ;  $v_s = 0,85 \cdot 10^5$  см/с — скорость звука для направления  $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{C}_2$  [26].

Измеряемые напряжения  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i > 1$ ) полностью определяются именно АМЭ эффектом, а не токами растекания, поскольку в отличие от сигналов отклика  $U_{ii}^{(-)}$  ( $i \geq 1$ ) выключение тока (рис. 2,б, индекс  $p$ ) проявляется на сигналах отклика  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i > 1$ ) не сразу, а лишь спустя проме-

жуток времени  $t_{ps}$  (рис. 2,б и 3,б). За время  $t_{ps}$  задний фронт звукового импульса, сформированный при выключении тока, проходит расстояние от ОНП до данной пары контактов  $i-i$ . Наблюдаемое явление типично для так называемого эффекта «послезвучания», проявление которого в нашем случае можно сформулировать следующим образом. При выключении электрического поля, значение которого соответствует сверхзвуковому дрейфу носителей заряда  $E \geq E_k$ , и соответственно завершении процесса генерации звукового импульса в ОНП, разность потенциалов, наблюдаемая в ОЛП и обусловленная увлечением носителей заряда звуком, продолжает регистрироваться в течение времени существования звукового потока в образце. Наблюдаемые экспериментально на контактах  $i-i$  ( $i > 1$ ) величины времени «послезвучания»  $t_{ps}$  коррелируют с соответствующими величинами, рассчитанными из соотношения  $t_{ps} = L_i/v_s$ . Отметим также, что времена  $t_{bm}$  и  $t_{ps}$ , необходимые переднему и заднему фронтам звукового импульса для прохождения соответствующих расстояний  $L_i$ , близки по величине, т. е.  $t_{bm} \approx t_{ps}$  (рис. 2,б и 3,б).

Поскольку в нашем случае длительность звукового импульса ( $\approx t_p - t_b$ ) больше времени его пробега по образцу ( $L/v_s$ ), увеличение напряжения после релаксации в нелинейный режим до максимального значения на сигналах отклика  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i > 1$ ) соответствует установлению стационарного значения напряжения АМЭ эффекта, и поэтому далее, вплоть до выключения тока, на сигналах отклика должен наблюдаться горизонтальный участок. Однако, как видно на рис. 2,б и 3,б, после достижения максимального значения напряжение монотонно уменьшается. Как показывает опыт [20,22,23], в подобных экспериментальных условиях (величины тока и магнитного поля, размеры и качество образца) на сигналах нелинейного отклика через промежуток времени  $\approx 7-10$  мкс начинает проявляться джоулев нагрев, выражающийся в отклонении измеряемого напряжения от стационарного значения в сторону увеличения [23] (ослабление нелинейности). Действительно, на сигналах нелинейного отклика  $U_{ii}^{(-)}$ , определяемых ОНП, джоулев нагрев проявляется в виде характерного увеличения напряжения к концу импульса (рис. 2,а и 3,а). В то же время уменьшение величины акустической мощности, излучаемой из ОНП при повышении температуры образца, должно приводить к соответствующему уменьшению величины АМЭ эффекта, что мы и наблюдаем на сигналах  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i > 1$ ). Данный тезис также подтверждает рис. 5, где представлены ос-

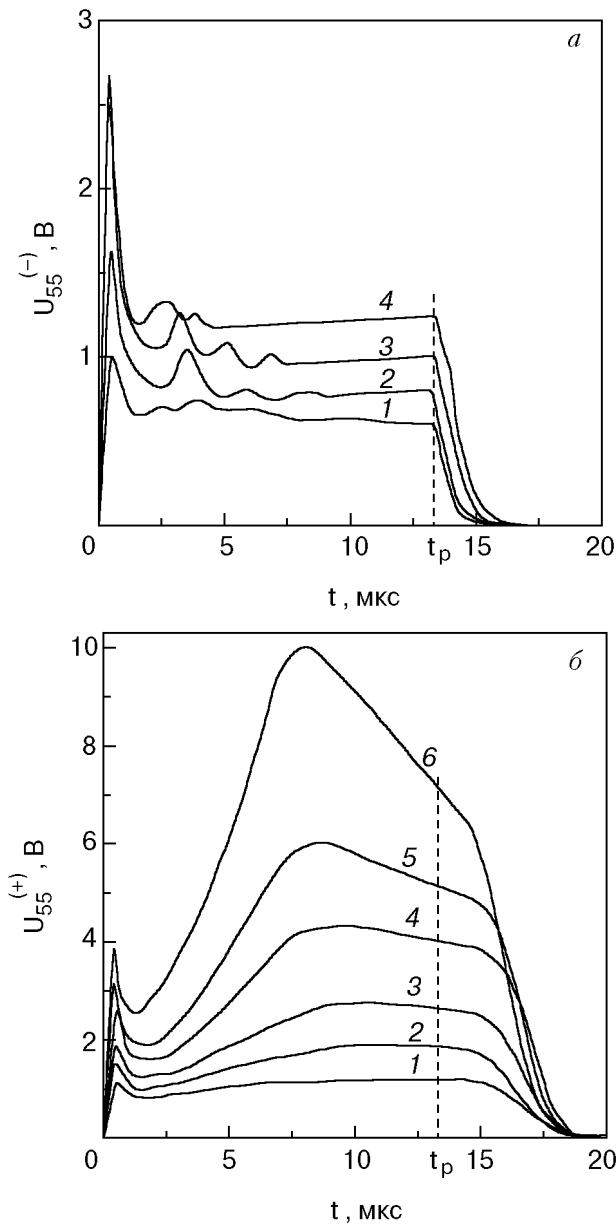


Рис. 5. Копии осциллограмм сигналов  $U_{55}^{(-)}$  (а) и  $U_{55}^{(+)}$  (б), снятых при  $I = 7,2$  А и разных значениях магнитного поля, Тл: а – 1,76 (1); 2,93 (2); 4,1 (3); 8,79 (4); б – 1,76 (1); 2,34 (2); 2,93 (3); 4,1 (4); 5,86 (5); 8,79 (6).

циллограммы сигналов отклика  $U_{55}^{(\pm)}$ , измеренные при различных магнитных полях. При росте магнитного поля условие перехода в режим нелинейной проводимости ( $v_d = cE/H \geq v_s$ ) выполняется при больших электрических полях [9], что приводит к увеличению мощности, вводимой в образец, и при данном токе к соответственно большему нагреву образца. В результате, как легко видеть на рис. 5, увеличение магнитного поля приводит к большему падению после максимума сигнала  $U_{55}^{(-)}$  и большему подъему сигнала  $U_{55}^{(+)}$ . Здесь следует отметить, что принципиально различная реакция сигналов  $U_{ii}^{(-)}$  и  $U_{ii}^{(+)}$  на джоулев нагрев

образца еще раз подтверждает правильность приведенной выше трактовки экспериментальных результатов.

В рамках изложенного выше, становится понятным экспериментальный результат на рис. 4, где положительный сигнал «послезвучания», измеренный на продольных контактах 3–4, сменяется отрицательным. Наличие ненулевого сигнала  $U_{34}^{(+)}$  является прямым следствием затухания акустического импульса по мере его движения по образцу и соответствует разности величин АМЭ эффекта  $U_{33}^{(+)}$  и  $U_{44}^{(+)}$ , причем до и непосредственно после выключения тока  $U_{33}^{(+)} > U_{44}^{(+)}$  (рис. 2, б). Однако это соотношение и, следовательно, сигнал  $U_{34}^{(+)}$  изменяют знак на противоположный, когда задний фронт звукового импульса проходит линию контактов 3–3.

При изучении процессов, связанных с генерацией звука носителями заряда, дрейфующими со сверхзвуковыми скоростями, важно знать, какая часть введенной в образец электрической мощности преобразуется в звуковую. Например, включение в выражение для ВАХ [17,20] коэффициента генерации звука в явном виде

$$j \approx \sigma_H E (1 + \Gamma cE/Hv_s) \quad (6)$$

позволило объяснить ряд электрических свойств висмута [17–19], связанных с переходом в режим нелинейной проводимости. (Здесь  $\sigma_H$  – линейная магнитопроводимость;  $\Gamma = \gamma - \delta$ ,  $\delta$  – коэффициент, связанный с затуханием звука.) Экспериментальные данные о ВАХ, полученные в [18,19] при различных температурах и магнитных полях, и соотношение (6) дали богатую, но, к сожалению, косвенную информацию о коэффициенте генерации. В то время как, по определению, величина  $\Gamma$  всегда меньше единицы, ее абсолютные значения, вычисленные в [17] при гелиевой температуре, оказались абсурдно большими (1–10). В работе [23], в которой изучался поперечный гальванотермомагнитный эффект (эффект Эттингсгаузена) при переходе висмута в режим генерации фононов, величина коэффициента генерации звука, определенная из эксперимента, оказалась  $\approx 0,3$ . В принципе, экспериментальные значения АМЭ напряжения, полученные в настоящей работе, позволяют непосредственно определить величину акустической мощности, генерируемой в образце в области нелинейной проводимости. Для этой цели воспользуемся величиной  $U_{22}^{(+)}$ , которая измерена в области образца, непосредственно примыкающей к источнику звука, т.е. ОНП, и выражением (2), связывающим плотность акустической энергии с АМЭ сиг-

налом, а также результатами работы [6], где на образцах висмута такой же чистоты, как в настоящей работе, в подобной геометрии эксперимента измерено соотношение вводимой в образец акустической мощности и соответствующего АМЭ сигнала. При вычислениях будем полагать: амбиполярная подвижность для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$   $\mu^{-1} = \frac{1}{2}(\mu_x^{-1} + \mu_y^{-1}) + v_x^{-1} = 2,3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , где  $\mu_x$ ,  $\mu_y$ ,  $v_x$  — компоненты тензоров подвижностей электронов и дырок [27]; скорость звука для направления  $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{C}_2$   $v_s = 0,85 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  [26];  $D/\mu = (2/3e)(\epsilon_F^n + \epsilon_F^p)$ , где  $\epsilon_F^n = 25 \text{ мэВ}$  и  $\epsilon_F^p = 12 \text{ мэВ}$  — энергии Ферми электронов и дырок [28];  $\tau_R \approx \tau = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  [29];  $\omega\tau_R \gg 1$ ; разность констант деформационного потенциала электронов и дырок для  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{C}_2$ , определенная из эксперимента в [6],  $\Sigma_n - \Sigma_p = 0,3 \text{ эВ}$ ; плотность  $\rho = 10 \text{ г/см}^3$ . В результате для  $U_{22}^{(+)} = 12 \text{ В}$  и  $H = 4,1 \text{ Тл}$  получаем величину интенсивности звука  $I_s = Sv_s = 700 \text{ Вт/см}^2$ . При этом соответствующая электрическая мощность, вводимая в образец (см. ВАХ на рис. 1), равна 130 Вт или, если считать, что вся введенная мощность трансформируется в звуковой поток, то при площади поперечного сечения образца  $\approx 0,1 \text{ см}^2$   $I_0 = 1300 \text{ Вт/см}^2$ . Таким образом, коэффициент генерации  $\gamma = I_s/I_0 \approx 0,5$ .

Обратимся вновь к сигналам  $U_{ii}^{(-)}$ , измеренным в случае, когда вектор дрейфовой скорости носителей заряда и соответственно поток неравновесных фононов, генерируемых носителями заряда в ОНП, направлялись к торцевой грани I образца. В принципе и в данной ситуации в ОЛП мог бы наблюдаться АМЭ эффект, связанный со звуком, отраженным от торцевой грани I. Однако, как уже обсуждалось выше (см. рис. 2,а), АМЭ напряжение на сигналах  $U_{ii}^{(-)}$  ( $i \geq 2$ ) не наблюдается. Обратим также внимание, что и на сигналах  $U_{ii}^{(+)}$  ( $i \geq 2$ ) не наблюдается каких-либо особенностей, связанных со звуковым импульсом, отраженным от торцевой грани II образца. В этом случае дополнительное АМЭ напряжение могло бы проявляться на основном сигнале в виде уменьшения напряжения после максимума (точка *m* на рис. 2,б) через промежуток времени, необходимый фронту звукового импульса для пробега расстояния от соответствующей пары контактов до грани II и обратно. Мы предполагаем, что факт отсутствия АМЭ эффекта, связанного с отраженным от торцов образца звуком, является в первую очередь следствием сильного рассеяния звука на шероховатостях. Обычно торцы образца содержат повышенное количество дефектов кристаллической решетки, которые возникают при его электроискровой обработке и приводят к шерохо-

ватости поверхности при последующем травлении.

Для подтверждения правильности трактовки представленных выше результатов мы провели дополнительный эксперимент на том же образце в измененной геометрии. Импульс тока пропускался через пару контактов 2–5, расположенную на боковой (длинной) грани образца, а в качестве потенциальных использовались контакты 3–4, расположенные на противоположной грани (рис. 1). Предполагалось, что в данной геометрии эксперимента небольшое расстояние между источником неравновесных фононов (ОНП между токовыми контактами 2–5) и противоположной гранью образца, где расположены потенциальные контакты 3–4, позволит наблюдать АМЭ сигнал, связанный как с непосредственно излученными в ОЛП фононами, так и с фононами, отраженными от поверхности образца. Эти ожидания основывались также на том факте, что в отличие от торцов боковые поверхности образца выглядят гладкими и не содержат шероховатостей. Результаты эксперимента представлены на рис. 6. Сигнал отклика  $U_{34}^{(-)}$ , как и в предыдущих опытах, подобен по форме импульсу тока. В то же время сигнал  $U_{34}^{(+)}$  имеет сложную форму, которая, однако, легко прочитывается, следуя предложенной трактовке экспериментальных данных. После начального сброса напряжения, соответствующего переходу в режим генерации неравновесных фононов, на осциллограмме наблюдается немонотонный участок *b–n–m–p*, демонстрирующий процесс установления АМЭ напряжения в ОЛП. Очевидно, что рост АМЭ напряжения (участок *b–m*) является

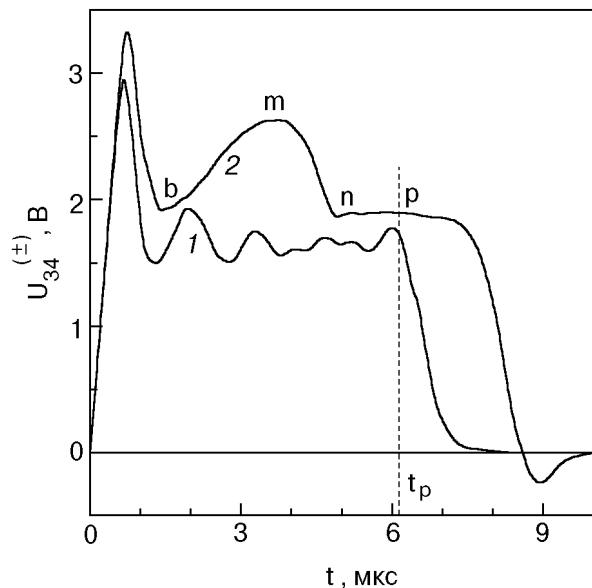


Рис. 6. Копии осциллограмм сигналов  $U_{34}^{(\pm)}$ : 1 —  $(-v_d)$ ; 2 —  $(+v_d)$ .  $I_{25} = 7,2 \text{ А}$ .



следствием движения акустического фронта от ОНП до противоположной грани образца, а последующее уменьшение напряжения (участок  $m-n$ ) связано с движением отраженного от поверхности образца фронта звукового импульса и соответствующей компенсацией части основного АМЭ сигнала. Следует обратить внимание, что времена нарастания  $t_{bm}$  и падения  $t_{mn}$  АМЭ напряжения практически равны,  $t_{bm} \approx t_{mn}$ . Следующий далее плоский участок  $n-p$  соответствует установившемуся АМЭ напряжению в образце. Из сравнения полной амплитуды сигнала  $U_{34}^{(+)}$  (точка  $m$  на рис. 6) и амплитуды компенсирующей части  $m-n$  следует, что в этом случае от поверхности образца отражается около 20% падающего фононного потока. О существовании ощутимого отраженного фононного потока и связанного с ним АМЭ напряжения свидетельствует и тот факт, что после выключения тока (точка  $p$ , рис. 6) на сигнале  $U_{34}^{(+)}$  наблюдается не только положительный, но и отрицательный сигнал «послезвучания». Подобно экспериментам в основной геометрии, на сигнале  $U_{34}^{(-)}$  АМЭ напряжение не обнаружено. Вероятнее всего, в данном случае поверхности образца, содержащей потенциальные контакты, достигают, согласно нашей оценке, не более 5% излученных в ОНП неравновесных фононов. При оценке мы полагали, что от поверхности образца, содержащей токовые контакты, отражается около 20% излученной звуковой мощности, которая затем на длине 4,5 мм (ширина образца) затухает примерно в 4 раза (аналогично соотношению сигналов  $U_{22}^{(+)}$  и  $U_{55}^{(+)}$  на рис. 2,б). Естественно, что столь малая величина АМЭ напряжения не проявится на много большем сигнале  $U_{34}^{(-)}$ , значение которого определяется падением напряжения, связанным с неоднородностью протекания тока в образце, т.е. геометрией эксперимента.

Авторы признательны В. Д. Филю за критические замечания.

1. R. N. Parmenter, *Phys. Rev.* **89**, 990 (1953).
2. G. Weinreich, T. Sanders, Jr., and H. G. White, *Phys. Rev.* **114**, 33 (1959).
3. G. Weinreich, *Phys. Rev.* **107**, 317 (1957).
4. А. А. Гринберг, *ФТТ* **6**, 2010 (1964).

5. А. А. Гринберг, Н. И. Крамер, *ДАН СССР* **157**, 79 (1964).
6. T. Jamada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **20**, 1424 (1965).
7. М. И. Каганов, Ш. Т. Мевлют, И. М. Суслов, *ЖЭТФ* **78**, 376 (1980).
8. В. И. Пустовойт, *УФН* **97**, 257 (1969).
9. L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 4 (1962).
10. L. Esaki, *Proc. IEEE* **50**, 322 (1962).
11. А. М. Токен and S. Tansal, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 481 (1963).
12. K. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 706 (1965).
13. J. I. Hopfield, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 311 (1962).
14. S. J. Miyake and R. Kubo, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 62 (1962).
15. R. Abe, *Prog. Theor. Phys.* **30**, 149 (1963).
16. В. П. Калашников, *ФММ* **18**, 171 (1964).
17. Ю. А. Богод, Р. Г. Валеев, *ФНТ* **3**, 874 (1977).
18. Ю. А. Богод, Р. Г. Валеев, Г. П. Онокиенко, *ФНТ* **1**, 636 (1975).
19. Ю. А. Богод, Р. Г. Валеев, *ФНТ* **2**, 897 (1976).
20. Ю. А. Богод, *ФНТ* **8**, 787 (1982).
21. С. В. Бенгус, Ю. А. Богод, П. Е. Финкель, *ФНТ* **16**, 738 (1990).
22. С. В. Бенгус, Вит. Б. Красовицкий, П. Е. Финкель, *ФНТ* **18**, 30 (1992).
23. Вит. Б. Красовицкий, С. В. Бенгус, *ФНТ* **19**, 805 (1993).
24. T. Jamada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **20**, 1647 (1965).
25. P. Finkel, S. V. Bengus, and Vit. B. Krasovitsky, *Physica* **B194-196**, 435 (1994).
26. G. Eckstein, A. W. Lawson, and D. H. Reneker, *J. Appl. Phys.* **31**, 1534 (1960).
27. Ю. А. Богод, Вит. Б. Красовицкий, в кн.: *Физика конденсированного состояния*, Харьков (1974), вып. 32, с. 37.
28. В. С. Эдельман, *УФН* **123**, 257 (1977).
29. R. N. Zitter, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 14 (1965).

## Generation of nonequilibrium phonons and phonon-electron drag in bismuth

Vit. B. Krasovitsky and S. V. Bengus

The directed flux of the nonequilibrium phonons emitted by charge carriers in crossed electric and magnetic fields under their supersonic drift in a high quality bismuth single crystal was observed directly for the first time. Special geometry of the experiment made it possible to measure a signal of the acoustomagnetolectric effect signal which is resulted from the drag of charge carriers by nonequilibrium phonons. Measurement of the acoustomagnetolectric signal magnitude allowed us to determine which part of the electric power fed to the sample is transformed to an acoustic power.