

ВКЛАД ДВИЖУЩЕЙСЯ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ЭФФЕКТ ХОЛЛИА В TaS_3

С.Н.Артеменко, Е.Н.Долгов, А.Н.Круглов,
Ю.И.Латышев, Я.С.Савицкая, В.В.Фролов

Впервые экспериментально обнаружен вклад движения волны зарядовой плотности (ВЗП) в холловскую ЭДС и построена теория этого эффекта.

Широко распространено мнение, что движение ВЗП не дает вклада в холловскую ЭДС. В пользу этой точки зрения свидетельствовали и результаты измерений в $NbSe_3$ ^{1,2}. В настоящей работе, однако, сообщается об обнаружении этого эффекта в TaS_3 и дается его теоретический анализ.

Измерения проводились на монокристаллах орторомбического TaS_3 высокого качества ($E_c = 0,2 - 0,4$ В/см, $T_p = 220$ К), которые были синтезированы в процессе высокотемпературной ($\sim 650^\circ$ С) гетерогенной реакции между Та и S с последующей кристаллизацией из газовой фазы в температурном поле со слабым градиентом. Холловский сигнал измерялся в направлении кристаллографической оси **b** кристалла нановольтметром Keithley – 180 и был симметричен относительно изменения направления магнитного и электрического поля в образце (**H** || **a**, **E** || **c**) на противоположное, а также линейен по величине **H** во всем диапазоне исследуемых температур и напряженностей магнитного поля.

На рис.1 представлены зависимости $V_x(E)$, полученные на образце № 12 (с размерами $2,4 \times 0,038 \times 0,008$ мм³) при различных температурах в интервале 100 – 300 К. В области слабых полей **E** эти зависимости имели линейный вид, подобный аналогичным зависимостям, наблюдавшимся ранее на $NbSe_3$ ^{1,2}. Однако при увеличении поля на всех кривых $V_x(E)$ при температурах ниже T_p наблюдалось характерное отклонение от линейности, которое и явилось предметом наших исследований. Эффект отклонения зависимости $V_x(E)$ воспроизводимо наблюдался нами на трех образцах. То обстоятельство, что это отклонение становилось большим при тех же условиях (более низкие температуры, большие **E**), что и увеличение нелинейной проводимости (рис.1, *a*), дало основание предположить, что и оно тоже связано с движением ВЗП.

Чтобы исключить влияние джоулева нагрева образца в больших полях, были проведены специальные сравнительные измерения, во время которых один и тот же образец (№ 13) находился при данной температуре в различных средах теплоотдачи: в газообразном гелии (рис.2, кривая 1) и в жидком метане (кривая 2). Теплоотдача в жидкий метан была по нашим данным на два порядка больше. Результаты этих измерений доказали существование области проявления эффекта (до ≈ 4 В/см в газовой среде), где его нельзя объяснить влиянием джоулева нагрева. Этой области на рис. 2 отвечает совпадение кривых 1 и 2.

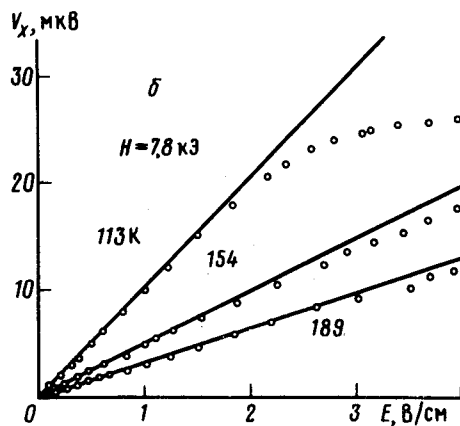
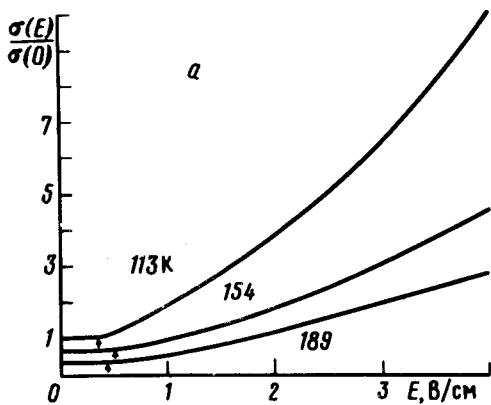


Рис.1. Зависимость проводимости и холловской ЭДС V_X образца № 12 от величины поля E . Значения $\sigma(0)/\sigma_{300}$ для 113, 154 и 189 К, соответственно, равны 0,013, 0,077 и 0,182. Стрелками обозначено положение E_c . Погрешность измерений V_X составляла 4 %

Дальнейшие опыты были поставлены в жидком метане (отсутствие влияния нагрева до ≈ 8 В/см) на образцах с разными величинами E_c (рис.2, кривые 2 и 3). Как видно из рисунка, в области полей $\lesssim 4$ В/см, где на образце № 13 с $E_c = 0,4$ В/см наблюдался значительный эффект, на образце № 6 с большим E_c , для которого ВЗП в этой области полей фиксирована, никакого эффекта нет. Эти опыты также подтвердили предположение о том, что природа эффекта определяется движением ВЗП.

Отметим основные черты наблюдаемого явления: 1) вклад ВЗП в холловскую ЭДС начинает проявляться в полях, в несколько раз превышающих E_c . Возможно, только начиная с этих полей ВЗП движется как целое. Кроме того, поле E под холловскими контактами меньше, чем вдали от них³ и, соответственно, для срыва ВЗП в этой области требуются напряжения на образце, большие $E_c L$ (L — длина образца). 2) Движение ВЗП уменьшает величину холловской ЭДС, т.е. дает отрицательный вклад относительно эффекта Холла при неподвижной ВЗП. 3) Эффект вклада ВЗП уменьшается с повышением температуры, по мере приближения к температуре пайерлсовского перехода T_p .

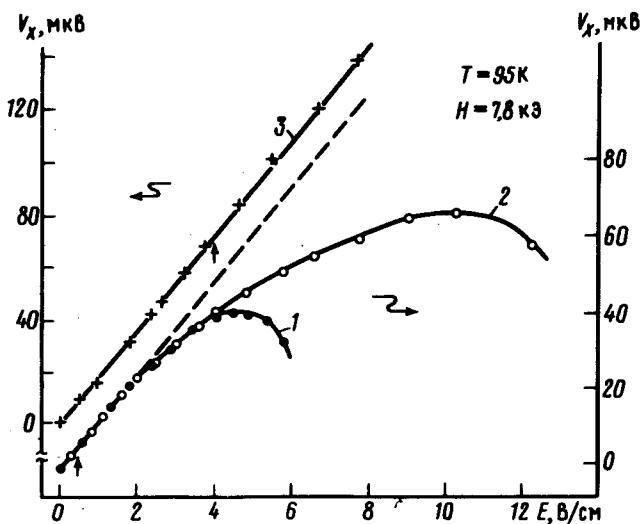


Рис.2. Зависимость $V_X(E)$ в разных средах теплоудачи: 1 — газообразный He, 2, 3 — жидкий метан. Положение E_c указано стрелками. Кривые 1, 2 — образец № 13 ($3,5 \times 0,047 \times 0,007$ мм³), 3 — образец № 6 ($4,4 \times 0,062 \times 0,012$ мм³)

Для интерпретации результатов измерений мы используем микроскопический подход, развитый в^{4, 5}. Несмотря на простоту, этот метод позволил понять основные черты критического поведения сопротивления в $NbSe_3$ ⁴. для рассмотрения эффекта Холла мы

пользуемся расчетом, основанным на квазиклассическом кинетическом уравнении, которое мы выводим по методу Келдыша из уравнений для функций Грина электронов в пайерлсовской фазе. Спектр двух типов квазичастиц $\epsilon_p^{\pm 2} = \eta \pm \sqrt{(\xi + \dot{\chi}/2)^2 + \Delta^2}$ и интеграл столкновений в кинетическом уравнении учитывают движение ВЗП (здесь $\xi = v_F(p - p_F)$, χ и Δ — фаза и модуль параметра порядка, $\dot{\chi} = 2mv_F s$, s — скорость ВЗП, $\eta(p)$ учитывает поперечный закон дисперсии). Мы будем рассматривать случай слабого искривления поверхности Ферми (т.е. $\eta \ll \Delta$), соответствующий TaS_3 .

При движении ВЗП в пренебрежении действием на функцию распределения поля E и рассеяния электронов квазичастицы находились бы в равновесии со сверхрешеткой и двигались бы вместе с ней. Однако такое равновесное распределение квазичастиц, как показывает расчет, не давало бы вклада в эффект Холла. Отклонение функции распределения от равновесия в первом порядке возникает, во-первых, из-за дрейфа квазичастиц под действием поля E в направлении движения ВЗП (ведь ВЗП движется под действием того же поля E) и, во-вторых, из-за столкновений движущихся с ВЗП квазичастиц с примесями. Соответственно, и слагаемые в функции распределения, описывающие эти два вида отклонения от равновесия, возникают из равных частей уравнения: первое — из полевого члена, оно $\sim E$, а второе — из интеграла столкновений, оно $\sim \dot{\chi}$ и появляется из-за изменения энергии квазичастиц при рассеянии на $\dot{\chi} = 2p_F s$.

Для продольного тока получаем:

$$j = (\sigma_1 E - a \frac{\sigma_1}{l} \dot{\chi}) + \frac{\sigma_N}{l} \dot{\chi}, \quad (1)$$

где σ_N — продольная проводимость в нормальном состоянии, l — длина свободного пробега. При низких температурах $T \ll \eta$, $a \sim \sqrt{T\Delta}/\eta$, $\sigma_1 \sim \sigma_N e^{-\Delta/T}$. В скобках в (1) стоят слагаемые, связанные с отклонением распределения квазичастиц от равновесия. В соответствии со сказанным выше они имеют разный знак. Последнее слагаемое в (1) описывает непосредственный вклад движения ВЗП в продольный ток. При низких температурах второе слагаемое в скобках мало по сравнению с последним. По этой причине пропорциональным $\dot{\chi}$ вкладом квазичастиц в продольный ток можно пренебречь. Заметим, однако, что в эффекте Холла существенен именно этот, квазичастичный вклад, поскольку непосредственного вклада в холловскую ЭДС движение ВЗП вдоль нитей не дает.

Выражение для холловской ЭДС имеет различный вид при разных соотношениях между параметрами. При $T \ll \eta \ll \Delta$ имеем

$$V_X \sim j_X / \sigma_{tr}, \quad j_X = j_1 + j_2, \quad (2)$$

$$j_1 \sim \sigma_{tr} l E H \frac{1}{a\Delta}, \quad j_2 \sim -\sigma_{tr} \dot{\chi} H \frac{1}{\Delta},$$

где σ_{tr} — поперечная проводимость в пайерлсовской фазе.

Токи j_1 и j_2 в выражении (2) обусловлены двумя рассмотренными выше механизмами отклонения от равновесия функции распределения квазичастиц. Так же, как и в случае продольного тока, они имеют разный знак. Таким образом, движение ВЗП должно приводить к уменьшению холловской ЭДС.

Кроме того, оценки $j_2/j_1 \sim \dot{\chi}/E$ показывают, что отношение $\dot{\chi}/E$ в TaS_3 растет с понижением температуры, что также качественно согласуется с экспериментом. При низких температурах в сильных полях E вклад ВЗП может изменить знак ЭДС Холла.

Расчет показывает, что в NbSe_3 ВЗП также должна давать вклад в ЭДС Холла. Этот вклад должен быть заметен вблизи T_p , где его величина такова, что движение ВЗП может приводить к компенсации аномалии в $R_X(E)$.

Мы благодарны А.Ф.Волкову и Л.П.Горькову за обсуждение.

Литература

1. *Tessema G.X., Ong N.P.* Phys. Rev., 1981, B23, 5607.
2. *Kawabata K., Ido M., Sambongi T.* Journ. Phys. Soc. Jap., 1981, 50, 1992.
3. *Ong N.P., Verma G.* Phys. Rev., 1983, B27, 4495.
4. *Горьков Л.П., Долгов Е.Н.* ЖЭТФ, 1979, 77, 396.
5. *Артеменко С.Н., Волков А.Ф.* ЖЭТФ, 1981, 80, 2018.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 января 1984 г.