

## ПЕРЕНОС ЗВУКОВОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ В ГАЛЛИИ

*В. Д. Филь, Н. Г. Бурма, П. А. Безуглый*

Сообщается об экспериментальном обнаружении нового эффекта, заключающегося в переносе поля деформации звуковой волны в чистом галлии электронами проводимости, движущимися по орбите в перпендикулярном звуку магнитном поле.

При изучении поглощения звука в галлии высокой чистоты (примесная длина свободного пробега электронов  $l \sim 1$  см) в слабых магнитных полях при  $q \perp H$  ( $q$  – волновой вектор звука) было обнаружено, что приемная система регистрирует ультразвуковые сигналы, времена прохож-

дения которых через образец  $t_H$  меньше соответствующего времени для продольной ультразвуковой волны  $t_{ЗВ}$  и сильно зависят от магнитного поля. Амплитуды этих сигналов линейны по величине возбуждаемого звука.

Мы полагаем, что обнаружено новое явление, заключающееся в переносе звукового поля через металл электронами проводимости. Теория этого эффекта построена в работе [1], здесь же мы ограничимся качественным рассмотрением. Звуковая волна, входя в образец, порождает упорядоченное в пространстве распределение электронной плотности, следящее за потенциальным рельефом волны. В поле  $H$ , перпендикулярном  $q$ , это распределение переносится на глубину  $2cp/eH$  ( $p$  — фермиевский импульс) и там порождает звуковое поле, распространяющееся далее со звуковой скоростью. Таким образом, на части образца звуковое поле переносится с фермиевской скоростью. Это явление является звуковым аналогом аномального проникновения электромагнитного поля (АПП) в том смысле, что в обоих случаях внешние возмущения переносятся движущимися по орбите электронами на величину удвоенного ларморовского радиуса.

Из сказанного выше можно сделать ряд выводов: 1) основной вклад в эффект дают электроны с  $p = p_{ext}$ ; 2) как и в случае АПП, возможен перенос звукового поля на цепочке орбит с  $n = 1, 2, 3, \dots$ ; 3) условия

существования эффекта определяются неравенством  $l \geq \frac{2cp_{ext}}{eH} \leq D$ ,

где  $D$  — минимальный размер образца в плоскости, проходящей через центральное сечение его перпендикулярно  $H$ ; 4)  $t_H = t_{ЗВ} - \frac{ncp_{ext}}{veH}$

( $v$  — скорость звука), т. е. линейно по обратному полю; 5) фаза высокочастотных (ВЧ) колебаний в переносимом таким образом сигнале равна

$q \left( L - \frac{2ncp_{ext}}{eH} \right)$  ( $L$  — длина образца), т. е. также линейна по обратному полю.

Измерения проводились на установке [2], обеспечивающей получение когерентных ВЧ сигналов с кварцевой стабилизацией частоты. Это позволяло измерять  $t_H$  достаточно слабых сигналов с приемлемой точностью по интерференции исследуемого сигнала с сигналом сравнения, растянутым по времени от 0 до  $t_{ЗВ}$ . Изменение фазы регистрируемых сигналов в выбранном временном интервале, задаваемом положением строб-импульса и его шириной, также определялось по результатам интерференции. Были изучены образцы различных ориентаций и различных размеров при сохранении ориентации. Рабочие частоты — 50, 100, 200 МГц. Продольный звук генерировался пластинками ниобата лития с основной частотой 66 МГц.

Описанное явление наблюдается на всех образцах практически для всех направлений поля, однако (видимо из-за конкретных особенностей — деформационного потенциала) наиболее отчетливо выражено при  $q \parallel b$  и  $\angle H, a \approx 40 - 50^\circ$ .

На рис. 1 точками отмечены результаты непосредственного измерения  $t_H$  на образце с  $L = 12,44$  мм,  $t_{ЗВ} = 3,05$  мксек. В соответствии с 2) отчетливо наблюдаются два импульса, соответствующие  $n = 1, 2$ . Также в соответствии с 4)  $t_H$  линейно по обратному полю. Найденный по наклону прямой  $t_H = f(1/H)$  экстремальный импульс электронов  $k_{ext} = 7,5 \cdot 10^7$  см $^{-1}$ , находится в полном согласии с исследованиями геометрического резонанса [3].

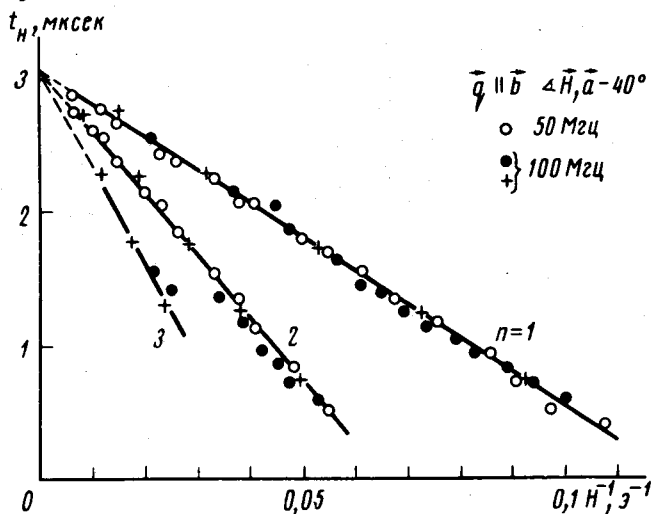


Рис. 1. Зависимость  $t_H$  от  $1/H$ ;  $T = 1,7K$

Значительно более точные данные можно получить при записи на двухкоординатном самописце результатов интерференции исследуемого сигнала и сигнала сравнения при определенном положении строб-импульса, пример которых приведен на рис. 2. Здесь одной осцилляции записи соответствует изменение фазы исследуемого сигнала на  $2\pi$ .

В слабых полях наблюдается период с  $K_{ext} = 4,1 \cdot 10^7$  см $^{-1}$ , что согласуется с 3), а далее идут осцилляции с  $K_{ext} = 7,5 \cdot 10^7$  см $^{-1}$  и с  $n = 1, 2, 3$ . Периоды с  $n = 2, 3$  действительно соответствуют переносу звукового поля по цепочке орбит, так как определение  $K_{ext}$  без учета кратности  $n$  приводит к его значениям, приближающимся ( $n = 2$ ) и превышающим ( $n = 3$ ) период обратной решетки, что или не согласуется с моделью ферми-поверхности галлия ( $n = 2$ ), или вообще противоречит соображениям трансляционной симметрии ( $n = 3$ ).

Период обсуждаемых осцилляций не зависит от  $L$ , что согласуется с 5). Это, по нашему мнению, указывает на невозможность интерпретации описываемого явления, как появление какого-либо другого типа возбуждений.

Окончанию осцилляций с данным периодом на рис. 2 соответствует момент прохождения заднего фронта строба передним фронтом импульса. Определенные отсюда  $t_H$  отмечены на рис. 1 крестиками.

Амплитуда возникающих сигналов зависит от  $t_H$  и частоты звука. В наиболее интенсивном случае при  $t_H$  близких к  $t_{ЗВ}$ , когда уже  $l$  немного превышает экстремальный диаметр орбиты, соотношение между прошедшим звуковым импульсом и обсуждаемым сигналом составляет 24, 12 и 9 дБ соответственно для 50, 100 и 200 МГц.

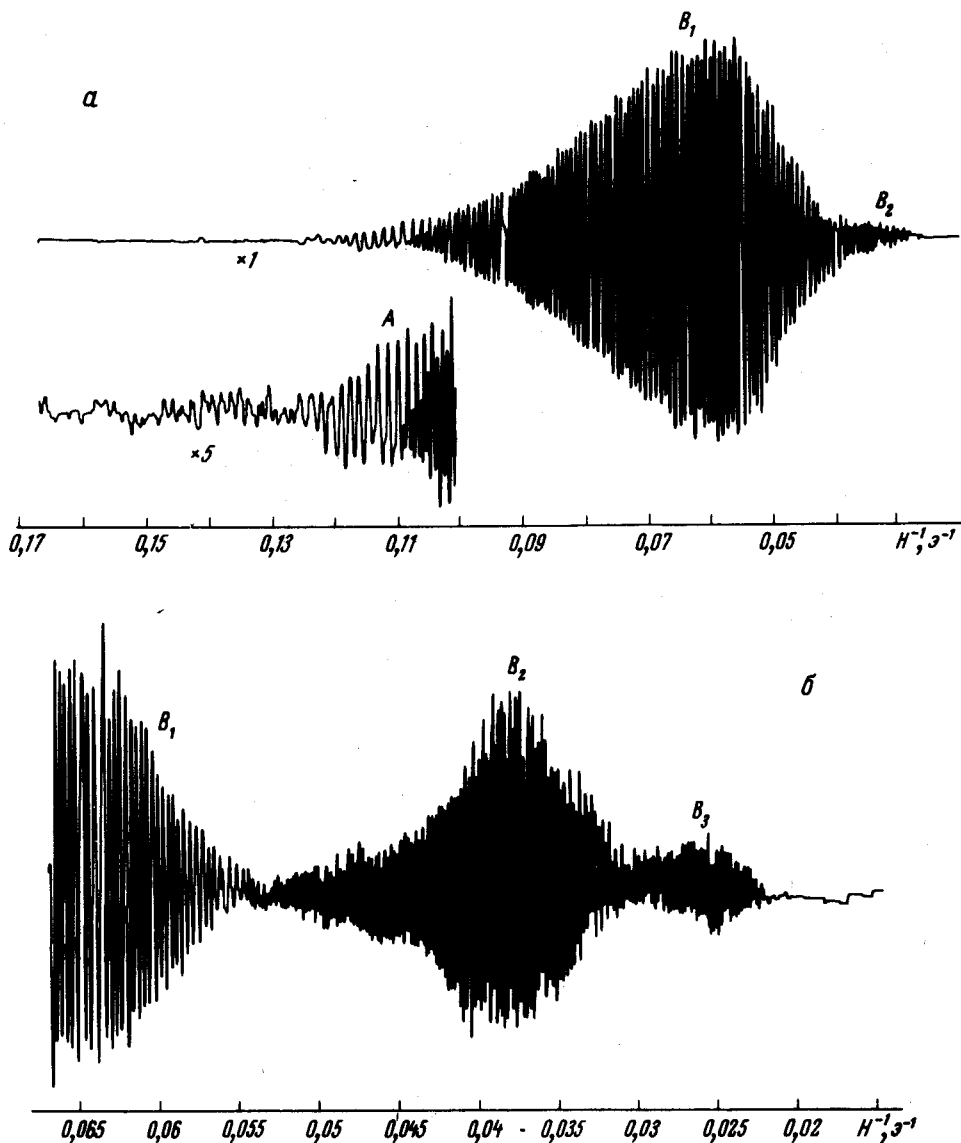


Рис. 2. Запись интерференционной картины в зависимости от  $1/N$  при  $q \parallel b$  и  $\angle H$ ,  $\alpha = 40^\circ$ ;  $T = 1,7\text{K}$ ,  $a - f = 50 \text{ МГц}$ ;  $b - f = 100 \text{ МГц}$ ;  $A$  — осцилляции с  $K_{ext} = 4,1 \cdot 10^7$ ;  $B_1, B_2, B_3$  — осцилляции с  $K_{ext} = 7,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$  при значениях  $n = 1, 2, 3$ . Положение строка  $1,5 + 1,9 \text{ мксек}$

Сделанный авторами работы [4] вывод о существовании "аномально больших осцилляций скорости звука" в галлии при  $q \parallel b$  и  $\angle H$ ,  $\alpha \approx 40 + 50^\circ$  является, по нашему мнению, ошибочным. Наблюдавшиеся в [4] смещения фронта звукового импульса полностью объясняются интерференцией обсуждаемых в данной работе сигналов со звуковым импульсом. По нашим данным, изменение как фазовой, так и групповой скорости звука в условиях, аналогичных [4], не превышает величины  $10^{-3}$ .

Благодарим Э.Н.Богачека, А.С.Рожавского, Р.И.Шехтера за полезные обсуждения.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
24 февраля 1976 г.

### Литература

- [1] Э.Н.Богачек, А.С.Рожавский, Р.И.Шехтер. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 432.
  - [2] П.А.Безуглый, Н.Г.Бурма. Физика конденсированного состояния, Труды ФТИНТ АН УССР вып. XV, 125, 1971.
  - [3] С. Alguié, J. Lewiner. Phys. Rev., B6, 4490, 1972.
  - [4] А.Г.Шепелев, О.П.Леденев, Г.Д.Филимонов. Письма в ЖЭТФ, 22, 148, 1975.
-