

Проявление эффекта локализации электронов в осцилляциях поглощения звука в режиме квантового эффекта Холла

© И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Сулов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 июля 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

Экспериментально исследован коэффициент поглощения поверхностных акустических волн в пьезоэлектрике, контактирующем при малом зазоре с гетероструктурой GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As (с подвижностью двумерных электронов $\mu = 1.3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 4.2 \text{ К}$) в зависимости от частоты волны, величины вакуумного зазора, магнитного поля и температуры. Вычислены и проанализированы зависимости высокочастотной проводимости (в области 30 ÷ 210 МГц) от магнитного поля и частоты. Экспериментальные результаты можно объяснить, если предположить существование флуктуационного потенциала, в котором происходит локализация носителей тока. Обсуждается характер поглощения поверхностных акустических волн при взаимодействии с локализованными в энергетических "хвостах" уровней Ландау двумерными электронами.

1. Введение

Проблемы квантовой интерференции электронов, т.е. слабой локализации в двумерном электронном газе (2МЭГ), так же как и проблемы сильной локализации (связанной с дефектами кристаллической решетки) носителей заряда, занимают одно из центральных мест в планарной наноэлектронике, но исследованы эти вопросы еще недостаточно. Особенности локализации в 2МЭГ можно изучать, исследуя его высокочастотную (ВЧ) проводимость в режиме квантового эффекта Холла [1].

Одним из оправдавших себя методов исследования ВЧ проводимости является акустический метод, который позволяет измерять ВЧ проводимость полупроводников без каких-либо электрических контактов на образце. Суть этого метода состоит в том, что пьезоактивная звуковая волна, сопровождаемая электрическим полем, при распространении в полупроводнике испытывает поглощение из-за взаимодействия с электронами, и это поглощение оказывается непосредственно связанным с электропроводностью образца.

Акустические методы успешно использовались при исследовании ВЧ проводимости трехмерного электронного газа в легированных компенсированных полупроводниках при низких температурах [2,3]. Было показано, что если электроны находятся в свободном (делокализованном) состоянии, то коэффициент поглощения ультразвука электронами в полупроводнике, являющемся пьезоэлектриком, в магнитном поле H полностью определяется его проводимостью $\sigma_{xx}^{dc}(H)$, измеренной на постоянном токе. Если же происходит локализация электронов на отдельных примесных центрах или в случайном флуктуационном потенциале примесей, как в случае сильно легированного и сильно компенсированного полупроводника, то механизмы проводимости в постоянном электрическом поле и в ВЧ поле, сопровождающем акустическую волну, различны. В этом случае проводимость σ_{xx}^{dc} имеет прыжковый характер,

а ВЧ проводимость σ_{xx}^{ac} может оставаться "металлической", при этом $\sigma_{xx}^{dc} \neq \sigma_{xx}^{ac}$. Изучая коэффициент поглощения ультразвука электронами в зависимости от напряженности магнитного поля, температуры, частоты ультразвука и интенсивности ультразвуковой волны, в трехмерном случае удалось определить не только характер локализации носителей, но и численные параметры, ей соответствующие.

В связи со сказанным выше полезно распространить акустические методы исследования ВЧ проводимости на полупроводниковые структуры с 2МЭГ. Впервые взаимодействие поверхностных акустических волн (ПАВ) с двумерными электронами наблюдалось в гетероструктурах типа GaAs/AlGaAs [4,5]. Было показано, что в результате этого взаимодействия энергия ПАВ поглощается, причем величина поглощения определяется проводимостью 2МЭГ. Поэтому в квантующем магнитном поле, когда появляются осцилляции Шубникова-де-Гааза (ОШГ), осциллирует и коэффициент поглощения поверхностной звуковой волны. Осцилляции последнего наиболее четко проявляются в области магнитных полей, где осуществляется режим квантового эффекта Холла. В связи с этим, по аналогии с трехмерными полупроводниками, появляется возможность изучить особенности локализации 2МЭГ, имеющей место в режиме квантового эффекта Холла, изучая зависимости коэффициента поглощения звука от температуры, частоты и магнитного поля. И, что особенно важно, сделать это, исследуя проводимость, измеренную бесконтактным методом.

В настоящее время используются 2 конфигурации эксперимента. В 1-й из них ПАВ возбуждаются обычным способом на поверхности пьезоэлектрического кристалла (например, LiNbO₃), а изучаемая структура с 2МЭГ помещается над поверхностью пьезодиэлектрика с зазором, меньшим длины волны. Во 2-й конфигурации звукопроводом служит сама исследуемая структура, которая должна быть пьезоэлектриком. В ней одновременно возбуждаются ПАВ и исследуется взаимодействие звука с

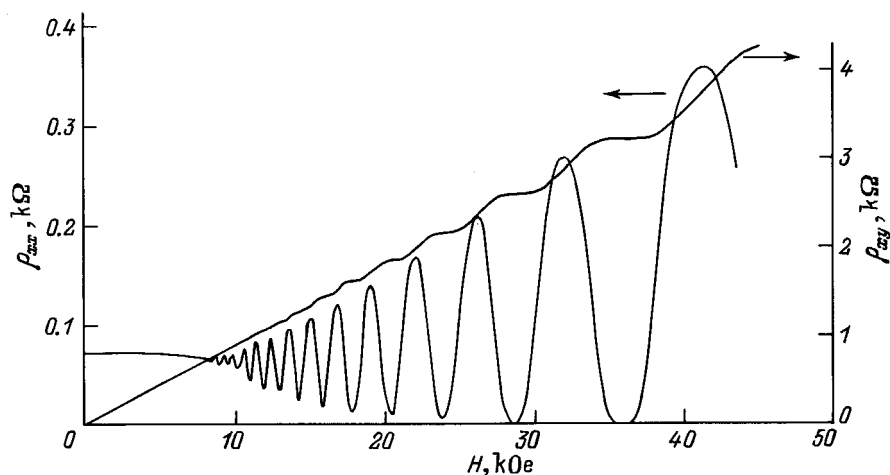


Рис. 1. Зависимость компонент тензора сопротивлений ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля H в гетероструктуре GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As при $T = 4.2$ К.

2МЭГ. 1-я конфигурация имеет то преимущество, что зазор исключает деформационное взаимодействие двумерных (2М) электронов с ПАВ, и остается лишь взаимодействие с электрическими полями, созданными ПАВ в пьезоэлектрике. Однако такой способ неудобен тем, что величину зазора практически невозможно определить прямыми измерениями. В экспериментах, использующих 2-ю конфигурацию, зазор отсутствует вовсе, однако в этом случае нельзя пренебрегать деформационным взаимодействием 2М электронов с ПАВ [6].

Авторы работы [4] использовали в эксперименте 1-ю конфигурацию опыта, а авторы работ [5–8] — 2-ю. Во всех этих исследованиях был сделан вывод, что характер зависимости коэффициента поглощения ПАВ двумерными электронами от магнитного поля H определяется величиной σ_{xx}^{dc} и ее зависимостью от H , измеренной на постоянном токе. Однако в работе [9], где измерялось поглощение ПАВ 2МЭГ в гетероструктуре In_{0.47}Ga_{0.53}As/InP в 1-й конфигурации опыта при $T = 4.2$ К, было показано, что это утверждение справедливо только при больших номерах уровней Ландау, а в более сильном магнитном поле (т.е. малых числах заполнения $\nu = nhc/2eH$, где n — холловская концентрация электронов) изменение коэффициента поглощения ПАВ от H не определяется величиной $\sigma_{xx}^{dc}(H)$.

В данной работе не гетероструктуре GaAs/AlGaAs в 1-й из упомянутых конфигураций эксперимента исследуются зависимости коэффициента поглощения поверхностной акустической волны Γ двумерными электронами от величины и направления (продольного и поперечного по отношению к нормали к плоскости 2МЭГ) магнитного поля до $H \approx 60$ кЭ, от частоты ПАВ в диапазоне $f = 30 \div 210$ МГц и от температуры в области $T = 1.4 \div 4.2$ К с целью изучения ВЧ проводимости и характера локализации электронов в структурах этого типа в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Для лучшего понимания физической картины

явлений на этой же структуре проводились гальваномагнитные измерения компонент тензора сопротивления на постоянном токе в зависимости от магнитного поля до $H \approx 50$ кЭ.

2. Методика и результаты эксперимента

Исследованные структуры GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На полуизолирующей подложке GaAs(001) толщиной $d \approx 300$ мкм выращивался слой арсенида галлия с концентрацией остаточных примесей 10^{15} см⁻³ и толщиной порядка 1 мкм (так называемый буферный слой). Затем выращивались нелегированная прослойка твердого раствора Al_{0.25}Ga_{0.75}As толщиной 50 Å (так называемый спейсер) и слой твердого раствора того же состава, но легированный кремнием с концентрацией электронов $n \approx 10^{18}$ см⁻³, толщиной приблизительно 500 Å. Верхний (контактный) слой структуры представлял собой пленку арсенида галлия толщиной 200 Å, легированную кремнием [$n \approx (3-4) \cdot 10^{18}$ см⁻³].

Образцы для гальваномагнитных измерений на постоянном токе и для измерений акустическими методами изготавливались из соседних областей выращенной гетероструктуры. Измерения проводились на постоянном токе $I \approx 10 \div 20$ мкА (что обеспечивало отсутствие разогревных эффектов) в диапазоне температур 1.8 ÷ 4.2 К на мезаструктурах, вытравленных в форме двойного креста с контактными площадками. Далее в работе приведены результаты исследований для структуры с холловскими концентрацией $n = 6.9 \cdot 10^{11}$ см⁻² и подвижностью $\mu = 1.3 \cdot 10^5$ см²/(В · с) при $T = 4.2$ К. Концентрация, рассчитанная по ОШГ, составляла $n_{SH} = 6.8 \cdot 10^{11}$ см⁻². Результаты измерений компонент тензора сопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} в зависимости от магнитного поля H (в

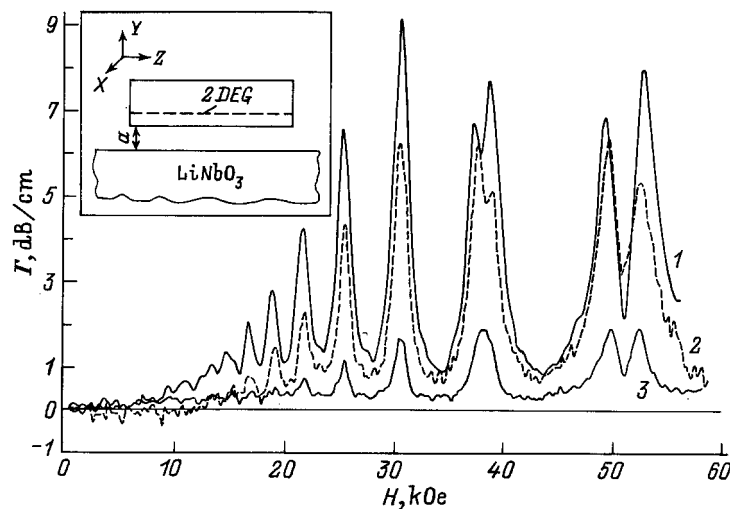


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения поверхностной акустической волны Γ от напряженности магнитного поля H при $f = 30$ МГц и значениях вакуумного зазора a , мкм: 1 — 0.3, 2 — 0.5, 3 — 1.0. На вставке показана схема расположения образца по отношению к кристаллическим осям ниобата лития.

области квантового эффекта Холла) при $T = 2.1$ К представлены на рис. 1.

Для акустических измерений использовалась пьезоактивная поверхностная волна, возбуждаемая на поверхности Y -среза кристалла LiNbO_3 (см. вставку к рис. 2) и распространяющаяся в направлении Z . ПАВ создавались и принимались встречно-штырьевыми преобразователями с основной частотой 30, 90 и 150 МГц. Кроме того в эксперименте использовались и высшие гармоники. Образец помещался непосредственно на поверхность ниобата лития, по которой распространялась ПАВ, и прижимался с помощью пружины. Образец находился на холодопроводе в вакуумной камере. Вакуумный зазор между пьезодиэлектриком и образцом, определяемый шероховатостью их поверхностей, обозначен буквой a на схеме, представленной на вставке к рис. 2. Продольное электрическое поле (вдоль направления распространения акустической волны), возникающее при движении ПАВ в пьезодиэлектрике, проникает в исследуемый объект, и 2МЭГ оказывается в переменном электрическом поле с частотой, равной частоте поверхностной акустической волны. Взаимодействие 2М электронов в исследуемой гетероструктуре с электрическим полем ПАВ приводит к ее затуханию, что и фиксируется приемным преобразователем. Независимость коэффициента поглощения Γ от мощности звуковой волны контролировалась в эксперименте, т. е. измерения проводились в линейном по электрическому полю режиме.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента поглощения ПАВ с частотой $f = 30$ МГц от напряженности магнитного поля, параллельного нормали к поверхности гетероструктуры, при $T = 4.2$ К и при разной величине вакуумного зазора a . Аналогичные кривые были получены и при других частотах и температурах. На кривых рис. 2 наблюдается интересная особенность: в больших

магнитных полях максимумы поглощения Γ расщепляются, причем чем ниже температура, тем при меньшей напряженности магнитного поля наблюдается расщепление. Максимумы Γ эквидистантны по $1/H$ и при больших номерах Ландау соответствуют по магнитному полю минимумам $\sigma_{xx}^{dc}(H)$, а при больших значениях H , когда величина σ_{xx}^{dc} в минимумах осцилляций становится мала ($< 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}$), максимумы поглощения расщепляются на два и минимуму проводимости (а также центру холловского плато) соответствует минимум поглощения.

Мы провели также измерения поглощения ПАВ и в магнитном поле, параллельном поверхности образца. При такой геометрии осцилляции поглощения ПАВ не наблюдались, что подтверждает двумерный характер наблюдавшихся нами осцилляций поглощения в поперечном магнитном поле.

Интересной особенностью поглощения ПАВ при больших магнитных полях является неравенство амплитуды максимумов поглощения ПАВ при расщеплении, наблюдаемое при малых числах заполнения. В работе [5] этот факт связывался с неоднородностью исследованных образцов. Мы произвели очень большое количество измерений на нескольких образцах $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, по-разному установленных (с разным вакуумным зазором), и наблюдали на одном и том же образце как разную асимметрию этих максимумов, так и одинаковую их величину, что демонстрируется на рис. 2. Причина этого эффекта пока не ясна.

3. Анализ экспериментальных данных

Эквидистантность максимумов в зависимости поглощения поверхностных акустических волн (ПАВ) от величины $1/H$ дает возможность определить концентрацию 2МЭГ по периоду осцилляций обычным методом.

Концентрация, полученная таким образом, совпадает в пределах точности эксперимента с концентрацией n_{SH} , рассчитанной по ОШГ.

Вычисление коэффициента поглощения Γ , связанного со взаимодействием ПАВ с двумерными электронами, в той конфигурации эксперимента, которая применялась в нашей работе, и с учетом диффузии носителей тока проведено в работе [10]. Если ввести коэффициент поглощения Γ как $A = A_0 \exp(-\Gamma x)$, где A_0 и A — амплитуды сигнала на входе и выходе соответственно, а x — длина образца, он оказывается равным (в см^{-1})

$$\Gamma = \chi^{(1)} k \frac{\pi \sigma f_2(k) / \varepsilon_s v}{1 + [Dk/v + 2\pi \sigma f_1(k) / \varepsilon_s v]^2}. \quad (1)$$

В работе [10] $\chi^{(1)} \simeq K^2$ — константа электромеханической связи LiNbO_3 ; k, v — волновой вектор и скорость ПАВ соответственно; D — коэффициент диффузии; ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, σ — проводимость 2МЭГ. Не раскрывая значений функций f_1 и f_2 (выражения для которых приведены в работе [10]), оценим вклад диффузии в коэффициент поглощения. Для вырожденного 2МЭГ коэффициент диффузии равен

$$D = \sigma \pi \hbar^2 / e^2 m^* = \pi \sigma a_B / \varepsilon_s. \quad (2)$$

где m^* — эффективная масса электронов, a_B — эффективный боровский радиус (для электронов в GaAs $a_B \simeq 100 \text{ \AA}$). Отметим, что при всех использовавшихся в эксперименте частотах и величинах вакуумного зазора значение f_1 , рассчитанное по формуле (10) из работы [10], изменялось от 0.6 до 1.4, поэтому между двумя членами в знаменателе (1) имеет место соотношение

$$D \frac{k}{v} \ll \frac{2\pi \sigma}{v \varepsilon_s} f_1 \quad (3)$$

(которое сводится к неравенству $k \ll 2f_1/a_B$), то естественно в дальнейшем использовать формулу для коэффициента поглощения в пренебрежении диффузионным членом. Если переписать выражение (1) в "симметричном" виде, принимая σ равной σ_{xx} — проводимости 2МЭГ в магнитном поле и считая равным нулю расстояние от канала с 2МЭГ до поверхности образца (что соответствует строению исследованной структуры), то Γ в дБ/см:

$$\Gamma = 34.72 (K^2) k \exp(-2ka) (\varepsilon_1 + \varepsilon_0) \varepsilon_s \varepsilon_0^2 b(k, a) \times \frac{(4\pi \sigma_{xx} / \varepsilon_s v) r(k, a)}{1 + [(4\pi \sigma_{xx} / \varepsilon_s v) r(k, a)]^2}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_1 = 51$ [10], $\varepsilon_s = 12$, $\varepsilon_0 = 1$ — диэлектрические проницаемости LiNbO_3 , GaAs и вакуумного зазора между образцом и LiNbO_3 соответственно;

$$b(k, a) = \left\{ [c - t \exp(-2ka)] [c + m - t \exp(-2ka)] - p \exp(-2ka) \right\}^{-1},$$

$$r(k, a) = \frac{c + m - t \exp(-2ka) - p \exp(-2ka)}{2[c - t \exp(-2ka)]},$$

где $c = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0)$, $t = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0)$, $m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0)$, $p = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0)$.

Проанализируем зависимость Γ от σ_{xx} в соответствии с формулой (4). Если проводимость велика, то выполняется условие

$$(4\pi \sigma_{xx} / \varepsilon_s v) r(k, a) \gg 1 \quad (5)$$

и $\Gamma \sim 1/\sigma_{xx}$; при выполнении условия (для малой проводимости)

$$(4\pi \sigma_{xx} / \varepsilon_s v) r(k, a) \ll 1 \quad (6)$$

коэффициент поглощения $\Gamma \sim \sigma_{xx}$. Таким образом ясно, что при значении

$$(4\pi \sigma_{xx} / \varepsilon_s v) r(k, a) = 1 \quad (7)$$

зависимость $\Gamma(H)$ имеет максимум Γ_M , причем из формул (4) и (7) ясно, что значение Γ_M не зависит от величины σ_{xx} . Равенство (7) в нашем случае соответствует

$$\sigma_{xx} r(k, a) = v,$$

так как $4\pi/\varepsilon_s \simeq 1$ для GaAs. Рассмотрим теперь зависимость максимального коэффициента поглощения Γ_M от частоты волны f , следующую из формулы (4) и представленную на рис. 3 для разных значений a . Из рис. 3 видно, что зависимость $\Gamma_M(f)$ имеет максимум и чем больше величина вакуумного зазора, тем меньше величина Γ_M и тем при более низкой частоте осуществляется этот максимум.

Если обратиться теперь к рис. 2, то на основании приведенного выше анализа формулы (4) можно объяснить расщепление максимумов Γ при малых числах заполнения. Действительно, вблизи максимумов проводимости, где $\sigma_{xx} \simeq 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$, выполняется условие (5), и коэффициент поглощения Γ принимает свои минимальные

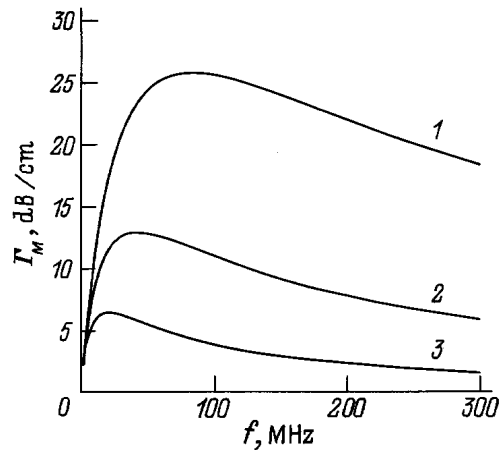


Рис. 3. Зависимость теоретической величины максимального поглощения Γ_M от частоты акустической волны f при разных величинах вакуумного зазора a , мкм: 1 — 0.3, 2 — 0.6, 3 — 1.2.

значения. При возрастании магнитного поля в пределах того же уровня Ландау величина σ_{xx} начинает резко уменьшаться, и коэффициент Γ в соответствии с (5) растет, пока σ_{xx} не уменьшится до величины, соответствующей условию (7). В этом случае $\Gamma(H)$ достигает своей максимальной величины Γ_M . При дальнейшем уменьшении σ_{xx} начинает выполняться условие (6) и коэффициент Γ , соответственно, также уменьшается. Это происходит вплоть до значения H , при котором $\sigma_{xx}(H)$ достигает своего минимального значения. При дальнейшем росте магнитного поля величина σ_{xx} начинает снова расти, изменения Γ происходят в обратном порядке и в результате возникает 2-й максимум в зависимости $\Gamma(H)$. В более слабых магнитных полях величина $\sigma_{xx}(H)$ не достигает в минимумах таких значений, при которых выполняется равенство (7), поэтому расщепления максимумов $\Gamma(H)$ не происходит. При понижении температуры осцилляции $\sigma_{xx}(H)$ становятся более резкими и глубокими, что на соответствующих кривых для $\Gamma(H)$ отражается в расщеплении максимумов с большими номерами.

Для того чтобы из величины Γ вычислить диссипативную проводимость σ_{xx} , необходимо знать величину зазора a между диэлектриком и изучаемым объектом. В нашем случае гетероструктура прижимается прямо к поверхности ниобата лития, и величина a оказывается плохо контролируемым параметром, так как определяется шероховатостями поверхностей того и другого неизвестной амплитуды. Определить эффективную величину a можно из акустических измерений, исследуя частотную зависимость максимального значения коэффициента поглощения Γ_M . При одной установке образца, т.е. при одной и той же величине a , но при разных частотах ПАВ, получим (см. (4), (7))

$$\frac{\Gamma_M(k_1)}{\Gamma_M(k_2)} = \frac{k_1}{k_2} e^{-2a(k_1-k_2)} \frac{b(a, k_1)}{b(a, k_2)}. \quad (8)$$

Величина a , определенная из этого уравнения, оказалась равной $0.25 \div 1$ мкм при разных установках образца. Зная a , можно по экспериментально измеренным значениям Γ из соотношения (4) определить проводимость σ_{xx}^{ac} и ее зависимость от магнитного поля. Оказалось, что эта величина, определенная из акустических измерений, при разных величинах a , в области магнитных полей, соответствующих минимумам коэффициента поглощения (максимумам проводимости), совпадает с точностью до 20% со значениями σ_{xx}^{dc} (при тех же значениях H), которые вычислялись из гальваномагнитных измерений зависимостей $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$ на постоянном токе:

$$\sigma_{xx}^{dc}(H) = \frac{\rho_{xx}(H)}{[\rho_{xy}(H)]^2 + [\rho_{xx}(H)]^2}. \quad (9)$$

Такое совпадение, по-видимому, означает (по аналогии с трехмерным случаем), что в указанной области магнитных полей статическая проводимость σ_{xx}^{dc} определяется

носителями, находящимися в делокализованных состояниях.

При дальнейшем анализе экспериментальных кривых поглощения ПАВ мы использовали величину вакуумного зазора a в качестве параметра, выбирая ее так, чтобы вблизи максимума проводимости σ_{xx}^{ac} совпадала с σ_{xx}^{dc} . При таком способе определения величина вакуумного зазора a не более чем на 20% отличается от величины зазора, вычисленного по формуле (8).

4. Обсуждение результатов

На рис. 4 приведены зависимости от магнитного поля диссипативной проводимости $\sigma_{xx}^{ac}(H)$, полученные из коэффициента поглощения ПАВ для различных частот и величин зазора a , а также зависимость $\sigma_{xx}^{dc}(H)$ в области максимума при числе заполнения $\nu = nhc/2eH = 3.5$, где n — холловская концентрация электронов. Следует отметить, что если в формулу (4) подставить значение a , определенное изложенным в предыдущем разделе способом, а в качестве σ_{xx} использовать ее значение σ_{xx}^{dc} , измеренное на постоянном токе, то всю экспериментальную зависимость $\Gamma(H)$ описать не удастся.

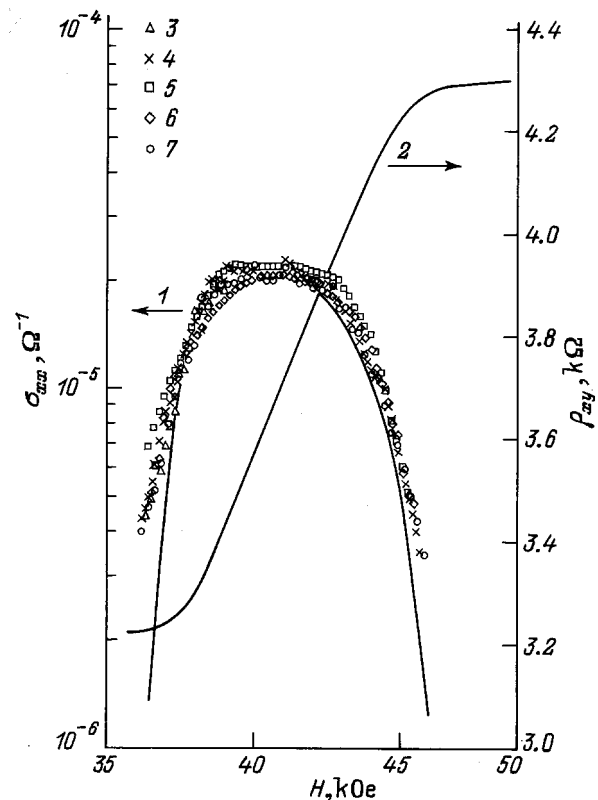


Рис. 4. Зависимость (1) величины проводимостей σ_{xx}^{dc} (сплошная линия) и σ_{xx}^{ac} (значки) от магнитного поля H вблизи области делокализованных состояний; 2 — зависимость $\rho_{xy}(H)$. Значки соответствуют значениям частоты f , МГц и толщины вакуумного зазора a , мкм: 3 — 213 и 0.3, 4 — 30 и 0.5, 5 — 150 и 0.3, 6 — 30 и 0.4, 7 — 90 и 1.2.

Из рис. 4 видно, что в области магнитных полей $37 \div 45$ кЭ проводимости равны, но при движении по магнитному полю от максимума в разные стороны они расходятся, причем величина σ_{xx}^{ac} всегда больше σ_{xx}^{dc} . В нашем представлении различие ВЧ и статической проводимостей означает переход через порог подвижности от свободных к локализованным электронным состояниям и, соответственно, к разным механизмам проводимости в статическом и ВЧ электрических полях.

Для того чтобы объяснить экспериментальные данные по поглощению ПАВ, мы полагаем, что уровни Ландау размыты в пространстве флуктуационным потенциалом, величина которого может быть не мала. Действительно, в лучших структурах типа GaAs/AlGaAs подвижность 2МЭГ при $T = 4.2$ К достигает значений $\mu \simeq 10^7$ см²/(В·с), т. е. на 2 порядка превышает величину подвижности в исследованной структуре. Простейшим объяснением различия σ_{xx}^{dc} и σ_{xx}^{ac} могло быть следующее: вдали от максимумов проводимость σ_{xx} носит характер прыжков по локализованным состояниям и потому должна расти с частотой f по закону $\sigma \sim f^s$ ($s = 1$) [1]. Однако, как мы покажем в дальнейшем, это противоречит тому экспериментальному факту, что при измерениях Γ на различных частотах и расчете из них величин σ_{xx}^{ac} мы не наблюдали частотной зависимости σ_{xx}^{ac} в пределах экспериментальной ошибки, т. е. по нашим данным $s \simeq 0$. Поэтому более адекватной представляется модель крупномасштабного флуктуационного потенциала и предположение, что для 2МЭГ в наших образцах существует "порог подвижности". В результате в той области магнитных полей, где уровень Ферми находится выше порога подвижности (область максимума σ_{xx}), электроны делокализованы и $\sigma_{xx}^{dc}(H) = \sigma_{xx}^{ac}(H)$. При изменении магнитного поля уровень Ферми пересекает порог подвижности и происходит переход протекательного типа, при котором электроны локализуются в случайном потенциале, образуя так называемые "озера" с проводимостью металлического типа. В последнем случае механизмы статической и ВЧ проводимостей становятся разными: статическая проводимость определяется активационным забросом электронов на уровень протекания, а ВЧ проводимость, которая имеет большую величину, чем статическая, определяется проводимостью внутри озер (по замкнутым орбитам для свободных 2М электронов, определяемым рельефом, образованным флуктуациями потенциальной энергии). Такая модель подтверждается тем, что в том диапазоне магнитных полей, где $\sigma_{xx}^{dc}(H) = \sigma_{xx}^{ac}(H)$, величина ρ_{xy} скачком возрастает при переходе между двумя квантовыми плато (рис. 4), что соответствует положению уровня Ферми в области делокализованных состояний [11].

Вычисление коэффициента поглощения ПАВ 2М электронами, локализованными в случайном потенциале, весьма затруднительно, поэтому по аналогии с трехмерным случаем [3] мы полагаем, что для двумерной проводимости формула для Γ , описывающая поглощение ПАВ в этом случае, будет иметь такую же структуру,

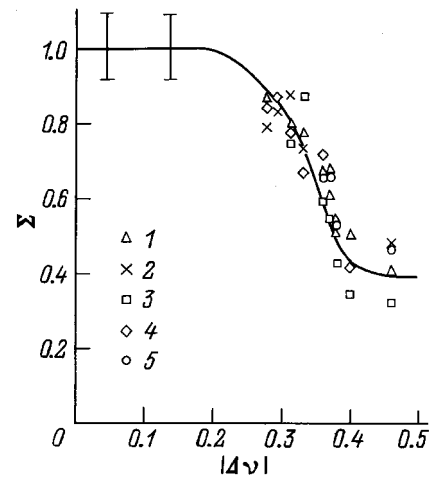


Рис. 5. Зависимость функции Σ от величины $|\Delta\nu|$ — абсолютной величины изменения коэффициента заполнения ν , отсчитываемого от $\nu = 3.5$. Значки соответствуют значениям частоты f , МГц и величины вакуумного зазора a , мкм: 1 — 213 и 0.3, 2 — 30 и 0.5, 3 — 150 и 0.3, 4 — 30 и 0.4, 5 — 90 и 1.2.

как (4), но перед дробью появляется множитель Σ , зависящий от магнитного поля и температуры. Этот коэффициент $\Sigma(H)$ для трехмерного электронного газа имел физический смысл относительной части объема, занятого проводящими "каплями", а в нашем случае (2МЭГ) величина $\Sigma(H)$, по-видимому, пропорциональна концентрации электронов, локализованных в минимумах флуктуационного потенциала — озерах — и осуществляющих в них проводимость в электрическом поле ПАВ. В результате

$$\Gamma = \Sigma(H)\Gamma(\sigma_{xx}^l), \tag{10}$$

где $\Gamma(\sigma_{xx}^l)$ соответствует выражению (4) с заменой σ_{xx} на σ_{xx}^l — проводимость внутри озер. В той области H , где электроны делокализованы, функция $\Sigma(H) = 1$ и

$$\sigma_{xx}^{dc}(H) = \sigma_{xx}^{ac}(H),$$

а затем значение Σ становится меньше 1. Таким образом, для вычисления $\sigma_{xx}^{ac}(H)$ во всем интервале магнитных полей необходимо знать величину Σ и ее зависимость от магнитного поля.

Для определения $\Sigma(H)$ была проведена следующая операция: в области каждого максимума σ_{xx} по магнитному полю, в диапазоне магнитных полей, где $\Gamma \sim 1/\sigma_{xx}$, в предположении, что вблизи уровня протекания $\sigma_{xx}^{ac} = \sigma_{xx}^{dc}$, определялось отношение экспериментально измеренных значений $\Gamma(H)$ и $\Gamma(H_{\max})$, и тогда

$$\Gamma(H)/\Gamma(H_{\max}) = \Sigma(H)\sigma_{xx}^{dc}(H_{\max})/\sigma_{xx}^{dc}(H), \tag{11}$$

так как $\Gamma(H_{\max})$ определяется по формуле (4). Как было указано выше, отношение $\sigma_{xx}^{dc}(H_{\max})/\sigma_{xx}^{dc}(H)$ рассчитывается из измеренных для этого образца компонент тензора сопротивлений $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$.

Еще один способ получения величины Σ состоял в ее определении из величины Γ_M (см. рис. 2). Этот способ

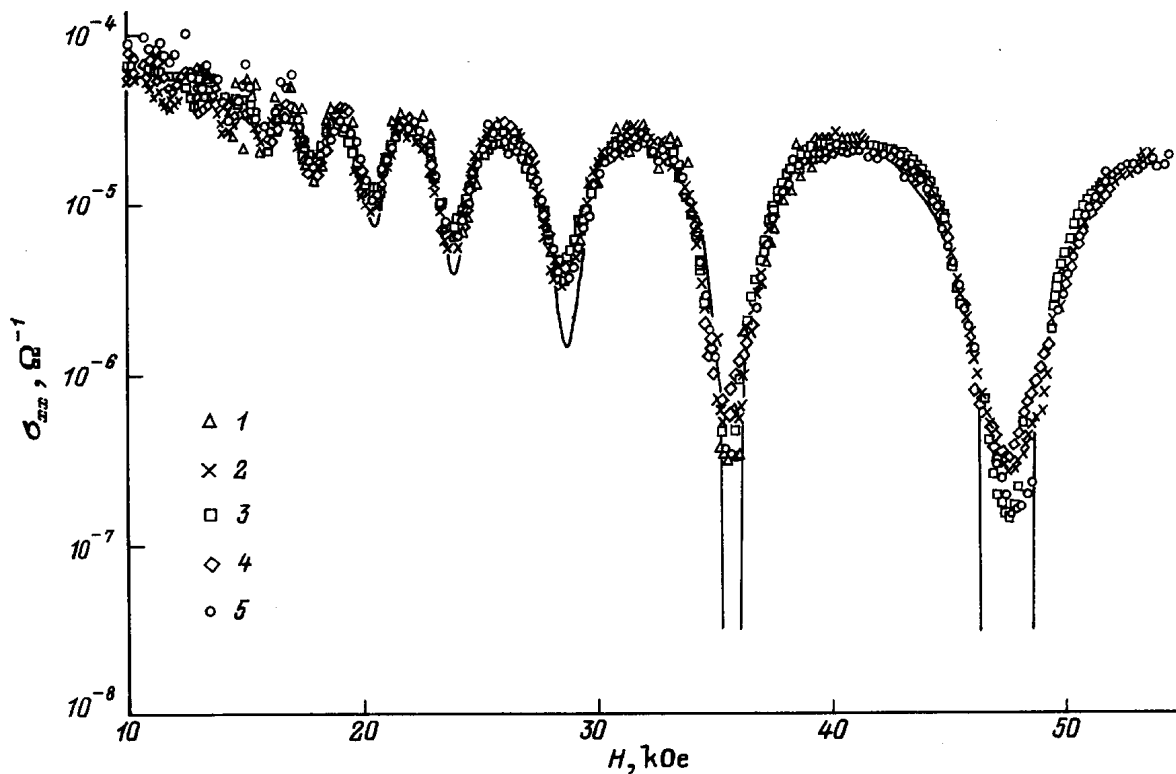


Рис. 6. Зависимость проводимостей σ_{xx}^{dc} (сплошная линия) и σ_{xx}^{ac} (значки) от магнитного поля H . Разные значки обозначают то же, что и на рис. 5.

не требовал знания величины σ_{xx} , так как из (4), (7) и (10) следует

$$\Gamma = \Sigma(H) 17.36 K^2 k \exp(-2ka) (\epsilon_1 + \epsilon_0) \epsilon_s \epsilon_0^2 b(k, a). \quad (12)$$

На рис. 5 представлена зависимость функции Σ , определенной изложенными выше способами, от $|\Delta\nu|$ при $T = 4.2$ К в области магнитных полей, соответствующих числам заполнения ν от 3 до 4, причем $\Delta\nu$ отсчитывается от $\nu = 3.5$. Следует заметить, что точки на графике получены из величины коэффициента поглощения при разных частотах ПАВ и различных a . Величина Σ зависит от температуры и является предметом наших дальнейших исследований. Сплошная линия на рис. 5 проведена "на глаз" и экстраполирована в область $\Delta\nu = 0.5$, так как вычислить величину Σ вблизи минимумов проводимости не представлялось возможным из-за отсутствия точных данных о величине статической проводимости при $\sigma_{xx}^{dc} \rightarrow 0$.

Из экспериментальных значений Γ , зная величину вакуумного зазора и функцию $\Sigma(H)$, по формулам (4), (10) можно было определить σ_{xx}^{ac} . Результаты таких вычислений приведены на рис. 6 для $T = 4.2$ К. Разные точки соответствуют кривым, полученным при разных частотах и вакуумных зазорах. Сплошной линией обозначена зависимость $\sigma_{xx}^{dc}(H)$. Как видно из рис. 6, при больших номерах Ландау $\sigma_{xx}^{ac}(H) = \sigma_{xx}^{dc}(H)$, так же как и в более сильном магнитном поле, но только вблизи

максимумов проводимости. В областях же магнитного поля, где $\sigma_{xx}^{dc} \rightarrow 0$, значения σ_{xx}^{ac} и σ_{xx}^{dc} расходятся, причем σ_{xx}^{ac} всегда больше, чем σ_{xx}^{dc} , как и должно быть в соответствии с предложенной моделью. Равенство $\sigma_{xx}^{ac}(H) = \sigma_{xx}^{dc}(H)$ при больших номерах уровней Ландау связано с тем, что пороги подвижности при $T \simeq 4.2$ К для соседних уровней размыты по энергии и перекрываются, так что при небольшом магнитном поле не достигается условия для локализации носителей, даже когда химический потенциал находится между уровнями Ландау.

В силу того что σ_{xx}^{ac} вычисляется из Γ после довольно сложной процедуры обработки экспериментальных данных, погрешность определения ее величины мы оцениваем порядка 40%. С такой точностью величина σ_{xx}^{ac} в минимумах по магнитному полю при малых числах заполнения, т.е. в локализованных состояниях, не зависит от частоты звука (а наших экспериментах частота изменялась в 7 раз).

Следует отметить, что полученные нами результаты находятся в противоречии с данными работы [12], где σ_{xx}^{ac} изучалась в области частот $50 \div 600$ МГц в геометрии диска Корбино. Авторы наблюдали несовпадение σ_{xx}^{ac} и σ_{xx}^{dc} ни в максимумах, ни в минимумах осцилляций $\sigma_{xx}(H)$ при малых числах заполнения ν . Наблюдаемую же ими частотную зависимость σ_{xx} они объясняют теорией [13].

5. Заключение

Вычислена и проанализирована зависимость высокочастотной проводимости 2МЭГ в гетероструктуре GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As (в области 30 ÷ 210 МГц) от магнитного поля и частоты. Показано, что экспериментальные результаты можно объяснить, если предположить существование флуктуационного потенциала, в котором происходит локализация носителей. Обсуждается характер поглощения ПАВ при взаимодействии с локализованными носителями.

Авторы благодарят Ю.М. Гальперина, В.Д. Кагана и А.Я. Шика за полезные дискуссии, а также Г.О. Андрианова за помощь в работе.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 95-02-0466а и № 95-02-04042а, а также грантами INTAS 93-1403, 93-1403-EXT и 95-IN/RU-553.

Список литературы

- [1] D.G. Polyakov, V.I. Shklovskii. Phys. Rev. B, **48**, 11 167 (1993).
- [2] Ю.М. Гальперин, Е.М. Гершензон, И.Л. Дричко, Л.Б. Литвак-Горская. ФТП, **24**, 3 (1990).
- [3] Ю.М. Гальперин, И.Л. Дричко, Л.Б. Литвак-Горская. ФТП, **30**, 3118 (1988); Б.А. Аронзон, И.Л. Дричко. ФТП, **26**, 1446 (1992).
- [4] A. Schenstrom, Y.J. Quan, M.F. Xu, H.P. Baum, M. Levy, B.K. Sarma. Sol. St. Commun., **65**, 739 (1988).
- [5] A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **56**, 2104 (1986); A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, J.P. Kotthaus, G. Weiman, W. Schlapp, Phys. Rev., **40**, 7874 (1989).
- [6] V.W. Rampton, K. McEnaney, A.G. Kozorezov, P.J.A. Carter, C.D. Wilkinson, M. Henin, O.H. Hughes, Semicond. Sci. Techn., **7**, 647 (1992).
- [7] R. Boulet, P. Coleridge, F. Guillon, M. D'Iorio, A. Sachrajda. Can. J. Phys., **69**, 461 (1991).
- [8] R.L. Willett, M.A. Paalanen, R.R. Ruel, K.W. West, L.N. Pfeiffer, D.J. Bishop. Phys. Rev. Lett., **65**, 112 (1990).
- [9] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.Д. Каган, А.М. Крещук, Г.Д. Кипшидзе, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов, А.Я. Шик. ФТП, **29**, 1306 (1995).
- [10] В.Д. Каган. ФТП, **31**, 478 (1997).
- [11] Е.И. Рашба, В.Б. Тимофеев. ФТП, **20**, 977 (1986).
- [12] I.E. Batov, A.V. Polisski, M.L. Reznikov, V.I. Tal'yanski. Sol. St. Commun., **76**, 25 (1990).
- [13] С.Ю. Апенко, Ю.Е. Лозовик. Письма ЖЭТФ, **89**, 573 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Manifestation of the electron localization effect in oscillations of sound decay under the conditions of the quantum Hall effect

I.L. Drichko, A.M. D'yakonov, A.M. Kreshchuk, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev, I.Yu. Smirnov, and A.V. Suslov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The surface acoustic wave attenuation in a piezoelectric platelet contacting with a GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As heterostructure (the mobility of two-dimensional electrons at $T = 4.2$ K is $\mu = 1.3 \times 10^5$ cm²/V·s) investigated experimentally as a function of wave frequency, width of gap between platelet and heterostructure, magnetic field, and temperature. The AC-conductivity dependence on magnetic field and acoustic frequency in the range of 30 ÷ 210 MHz calculated and analyzed. The experimental data can be accounted for if one admits the existence of a random potential in which the carriers are being localized. The character of the attenuation of surface acoustic wave, so that it interacts with the two-dimensional electrons localized in the energy tails between Landau levels, is discussed.

E-mail: sus@frost.shuv.ioffe.rssi.ru (Suslov)
pta@nano.ioffe.rssi.ru (Polyanskaya)