

©1995 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СТРУКТУРАХ InGaAs/InP АКУСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

*И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.Д. Казан, А.М. Крещук, Г.Д. Кипшидзе,
Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов, А.Я. Шик*

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

(Получена 22 февраля 1995 г. Принята к печати 28 февраля 1995 г.)

Приводятся результаты первого исследования акустическими методами свойств двумерного электронного газа в селективно легированных гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$. Измерялся коэффициент поглощения поверхностных акустических волн двумерным электронным газом в зависимости от величины магнитного поля до $H \approx 6$ Тл в условиях квантового эффекта Холла при $T = (1.4-4.2)$ К на частотах 30 и 150 МГц. Зависимости от магнитного поля проводимостей: $\sigma_{xx}^{ac}(H)$, определенной из коэффициента поглощения поверхностных акустических волн, и $\sigma_{xx}(H)$, рассчитанной из гальваномагнитных измерений на постоянном токе, были близки, за исключением областей магнитного поля вблизи целых значений фактора заполнения. Здесь величина σ_{xx}^{ac} имела конечное значение, в то время как $\sigma_{xx}(H) \rightarrow 0$. Мы полагаем, что этот результат связан с разным вкладом в статическую и высокочастотную проводимость двумерных электронов, локализованных в случайном потенциале на гетерогранице.

Введение

Квантовые явления в двумерном электронном газе (2DEG) интенсивно изучаются разными физическими методами в течение последних 20 лет, особенно после открытия квантового эффекта Холла [1]. Акустические методы являются весьма перспективными для исследования свойств 2DEG, так как позволяют, во-первых, непосредственно извлекать из экспериментальных данных диссипативную проводимость σ_{xx} и, во-вторых, проводить эксперименты без использования электрических контактов. Эти методы успешно применялись рядом авторов [2-4] для исследований 2DEG в наиболее популярной гетероструктуре GaAs/AlGaAs.

В данной работе сообщается о первом исследовании акустическими методами свойств в структуре $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$.

Образцы и методика измерений

Селективно легированные гетероструктуры $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ были изготовлены методом жидкофазной эпитаксии, подробно описанным ранее в работе [5]. На полуизолирующей подложке InP с ориентацией (100) выращивался буферный слой InP с концентрацией дырок $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$, затем — слой $n\text{-InP}$ с концентрацией доноров $N_D \approx (2 \div 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и, наконец, слой чистого твердого раствора $p\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с концентрацией акцепторов $N_A \approx (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 1, а). Для получения чистых слоев фосфида индия и твердого раствора использовался раствор-расплав, легированный самарием [6]. Толщины слоев соответствовали оптимальным значениям с точки зрения получения структур с 2DEG и отсутствия шунтирования его проводимости по слоям $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ и InP [5].

Предварительно проводились гальваноманнитные измерения зависимостей компонент тензора сопротивления от магнитного поля $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$ на постоянном токе при температурах 4.2 и 1.8 К до магнитных полей $H \approx 5$ Тл. Холловские концентрации n_H и подвижность μ_H в исследованной структуре, измеренные в области $0 < H < 1.3$ Тл при

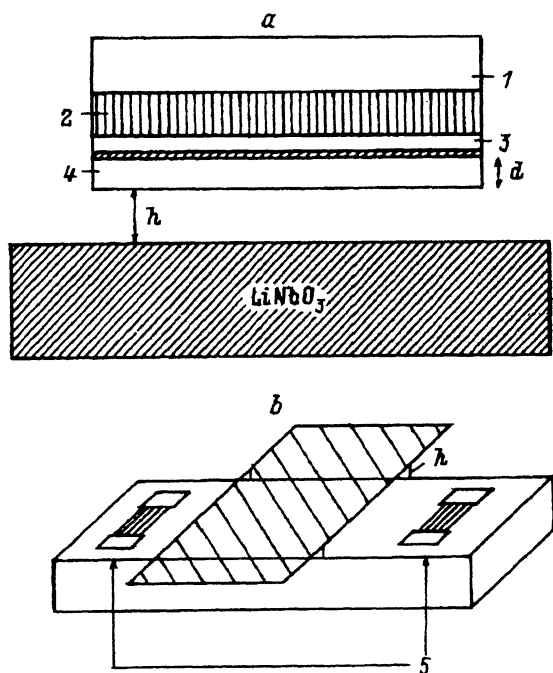


Рис. 1. Схема эксперимента. **а** — гетероструктура и ее положение относительно подложки из пьезоэлектрика: h — размер вакуумного зазора, $d = 0.3 \div 0.4$ мкм — расстояние от поверхности образца до канала с двумерным электронным газом; 1 — подложка InP , полуизолятор; 2 — буферный слой $p\text{-InP}$, $p \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщина $t \approx 1$ мкм; 3 — $n\text{-InP}$, $N_D \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $t \approx 0.1 \div 0.3$ мкм; 4 — $p\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, $N_A \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. **б** — расположение образца относительно пьезоэлектрика со встречно-штырьевыми преобразователями (5) для генерации поверхностной акустической волны.

$T = 4.2$ К, составляют $n_H = 4.2 \cdot 10^{11}$ см⁻², $\mu_H = 2.8 \cdot 10^4$ см²/(В·с). Вычисленная по осцилляциям Шубникова-де-Газа концентрация электронов составляла $n_{SH} = 4.3 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Для акустических исследований использовалась пьезоактивная поверхностная акустическая волна (ПАВ), возбуждаемая на поверхности пьезоэлектрического кристалла LiNbO₃. Изучаемая структура помещалась над поверхностью пьезоэлектрика с зазором, меньшим длины звуковой волны. На рис. 1, б представлена схема опыта, где h — вакуумный зазор между поверхностью пьезоэлектрика и образцом, d — расстояние между каналом с 2DEG и поверхностью образца. Электрическое поле, возникающее при распространении ПАВ в пьезоэлектрике, проникает в исследуемый объект, и 2DEG оказывается в переменном электрическом поле волны с частотой, равной частоте ПАВ. Взаимодействие 2DEG в исследуемой гетероструктуре с электрическим полем ПАВ приводит к затуханию волны, что и фиксируется приемным преобразователем. Поверхностные звуковые волны создавались и принимались встречно-штырьевыми пьезопреобразователями с основной частотой $f = 30$ МГц, использовалась также и высшая гармоника с частотой 150 МГц; электрическая мощность, поступающая на встречно-штырьевой преобразователь, не превышала 1 мкВт. Измерения коэффициента поглощения поверхностной звуковой волны Γ проводились в вакуумной камере, в температурном диапазоне (1.4 ÷ 4.2) К, в магнитном поле $0 < H < 6$ Тл. Независимость коэффициента поглощения Γ от мощности акустической волны контролировалась в эксперименте.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости компонент тензора сопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} от напряженности магнитного поля H при $T = 4.2$ К для исследованной структуры, измеренные на постоянном токе. Они имеют вид, характерный для области реализации квантового эффекта Холла.

Поглощение двумерными электронами поверхностной акустической волны, распространяющейся по поверхности ниобата лития, определяется проводимостью двумерного электронного газа, поэтому квантование электронного спектра в магнитном поле, вызывающее осцилляции Шубникова-де-Газа, сопровождается особенностями и в поглощении ПАВ. На рис. 3 представлены зависимости коэффициента поглощения Γ от напряженности магнитного поля H при $T = 4.2$ К на частоте 30 МГц. Из рис. 3 видно, что величина коэффициента поглощения осциллирует при изменении напряженности магнитного поля; аналогичные кривые получены для частоты $f = 150$ МГц и других температур. Максимумы поглощения эквидистантны по $1/H$, что позволяет определить концентрацию двумерных электронов по стандартной методике. Найденная таким образом концентрация с точностью до 10% совпадает с приведенными выше результатами холловских измерений и с концентрацией, определенной из осцилляций Шубникова-де-Газа.

Расчеты показали, что коэффициент поглощения Γ (в единицах дБ/см), связанный со взаимодействием между двумерными электронами и ПАВ, в конфигурации нашего эксперимента выражается через диагональную компоненту проводимости σ_{xx} следующей формулой:

$$\Gamma = 8.68 \cdot Ab(q) \frac{(4\pi\sigma_{xx}/\epsilon_s v) f(q)}{1 + [(4\pi\sigma_{xx}/\epsilon_s v) f(q)]^2}, \quad (1)$$

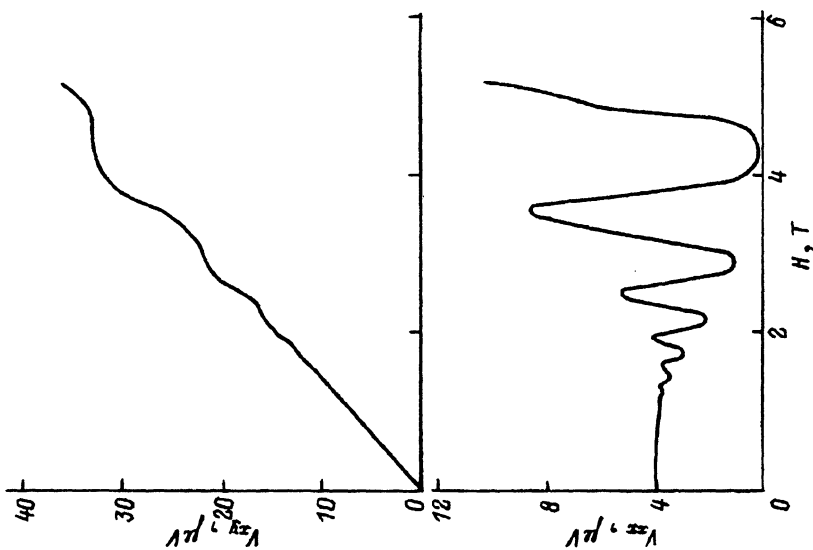


Рис. 2. Зависимости напряжений $V_{xz} \sim \rho_{xz}$ и $V_{yz} \sim \rho_{yz}$ от напряженности магнитного поля H при $T = 4.2$ К, измеренных на постоянном токе.

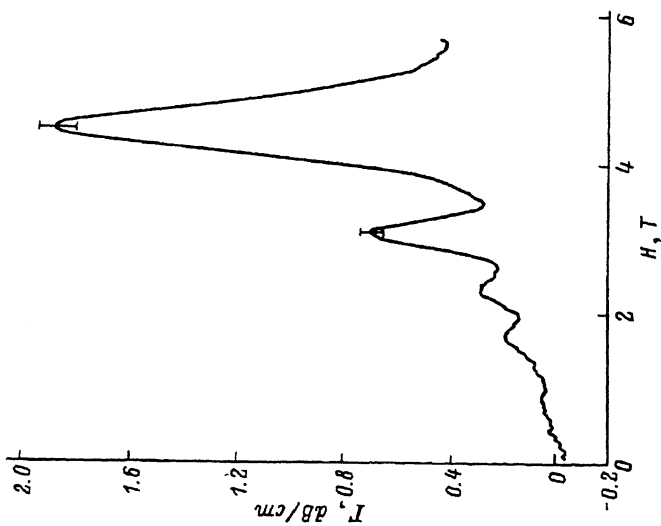


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения поверхностной акустической волны Γ от напряженности магнитного поля H при $f = 30$ МГц, $T = 4.2$ К.

$$A = 4K^2 q(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)\varepsilon_0\varepsilon_s^2 \exp[-2q(h + d)],$$

$$b(q) = 1/b_1(q) [b_2(q) - b_3(q)], \quad f(q) = [b_2(q) - b_3(q)]/2b_1(q),$$

$$b_1(q) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) - (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \exp(-2qh),$$

$$b_2(q) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) + (\varepsilon_1 + \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \exp(-2qd),$$

$$b_3(q) = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s - \varepsilon_0) \exp(-2qd) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) \exp[-2q(h + d)],$$

v — скорость звука, K^2 — константа электромеханической связи, q — волновой вектор звука, ε_0 , ε_s — диэлектрические проницаемости вакуума и полупроводника соответственно (для $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ $\varepsilon_s = 11.4$), $\varepsilon_1 = (\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel})^{1/2}$ — диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрика (для LiNbO_3 $\varepsilon_1 = 50$), d — глубина залегания двумерного слоя, равная в исследуемой структуре (0.3÷0.4) мкм (рис. 1). Как видно из формулы (1), она переходит в соответствующее выражение в работе [7] при $d = 0$ и в формулу, полученную Гальпериным и Эфросом [8], при $h = 0$, но $d \neq 0$.

Чтобы извлечь величину диссипативной проводимости из акустических измерений, необходимо знать величину вакуумного зазора h . Эту величину очень трудно определить из эксперимента. Есть все основания предполагать, что вблизи максимумов проводимости, где σ_{xx} , измеренная на постоянном токе, определяется делокализованными состояниями в центре уровней Ландау, величина σ_{xx}^{ac} , полученная из акустических измерений, должна совпадать с максимумами зависимости

$$\sigma_{xx}(H) = \rho_{xx}(H) / [\rho_{xx}^2(H) + \rho_{xy}^2(H)],$$

рассчитанной по зависимостям $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$, измеренным на постоянном токе. Это достаточно естественно, поскольку в области металлической проводимости как частота акустической волны, так и ее гармоники слишком малы, чтобы можно было ожидать частотной дисперсии. Произведя подобную сшивку в одном из максимумов, видим (рис. 4), что при этом хорошее совпадение зависимостей осуществляется во всех максимумах. Значение h , определенное из условия $\sigma_{xx}^{ac} = \sigma_{xx}$ (в максимуме), оказалось равным 1.3 мкм. Из рис. 4 видно, что в области магнитных полей, где σ_{xx}^{ac} имеет минимальные значения, диссипативная проводимость, полученная из акустических измерений, всегда больше, чем измеренная на постоянном токе. При этом, чем меньше номер осцилляции, тем больше это различие (величина $\sigma_{cc}^{ac}/\sigma_{xx} = 1.3$ для уровня Ландау $N = 4$, и это же отношение равно 22 для $N = 2$). Это различие можно объяснить тем, что в области минимумов σ_{xx} электроны на уровне Ферми находятся в локализованных состояниях. При этом, как известно, частотная дисперсия проводимости при низких температурах существует вплоть до малых частот f , что, по-видимому, может объяснить отличие величины σ_{xx}^{ac} при $f \neq 0$ от значений статической проводимости σ_{xx} .

Таким образом, представлены результаты первых наблюдений взаимодействия двумерного электронного газа в гетероструктуре $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с пьезоактивной поверхностной волной в пьезоэлектрике. Показано, что бесконтактный акустический метод позволяет

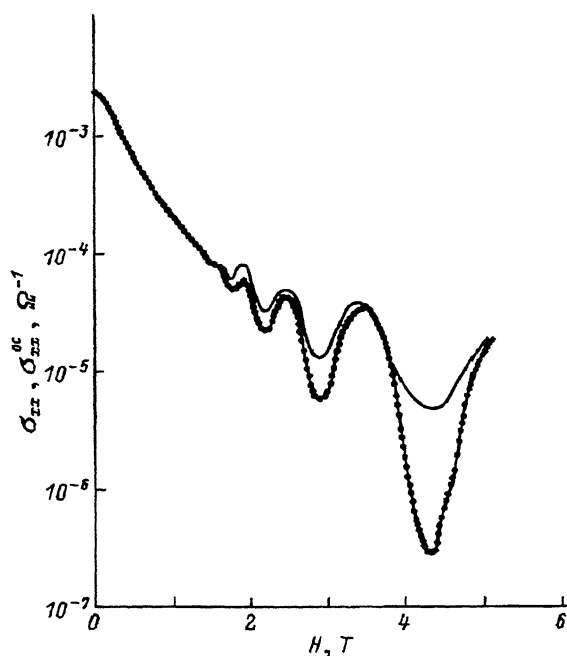


Рис. 4. Зависимости σ_{xx} и σ_{xx}^{ac} от напряженности магнитного поля H при значениях параметров $h = 1.3$ мкм, $d = 0.4$ мкм.

определить концентрацию двумерного электронного газа, величину диссипативной проводимости и ее зависимость от магнитного поля. Наблюдаемое различие статической и высокочастотной проводимостей в области минимумов осцилляций Шубникова-де-Гааза требует более глубокого анализа механизмов проводимости двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла.

Авторы благодарны С.В. Новикову за предоставление образцов исследованных гетероструктур.

Работа поддерживается грантами РФФИ 95-02-04066-а и 95-02-0402-а, а работа части авторов — грантом INTAS-93-1403, а также грантом МНФ и Российского правительства R4R300.

Список литературы

- [1] K.V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper. Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [2] A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeir, J.P. Kotthaus, G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev., **40**, 7874 (1989).
- [3] A. Schenstrom, Y.J. Quan, M.F. Xu, H.P. Baum, M. Levy, B.K. Sarma. Sol. St. Commun., **65**, 739 (1988).
- [4] Л.В. Голубев, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев. ФТП, **22**, 1948 (1988).
- [5] В.В. Воробьева, М.В. Егорова, А.М. Крещук, С.В. Новиков, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев. Письма ЖТФ, **15**, 73 (1989).
- [6] J.W.V. Campbell, F. Guillon, M.D'Iorio, M. Buchanan, R.J. Stoner. Sol. St. Commun., **84**, 735 (1992).
- [7] A.L. Efros, Yu. M. Galperin. Phys. Rev. Lett., **64**, 1959 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

Determination of the two-dimensional electron gas characteristics in structures InGaAs/InP by acoustic method in the quantum Hall regime

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

A.F. Ioffe Physical Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

The original results are presented of the acoustic investigations of the two-dimensional electron gas conductivity in selectively doped heterostructures $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$. The magnetic field dependence of the absorption coefficient of surface acoustic waves by the two-dimensional electron gas was measured at the fields up to $H \simeq 6$ T under the quantum Hall effect conditions at $T = (1.4-4.2)$ K on frequencies 30 and 150 MHz. The oscillating dependence $\sigma_{xx}^{ac}(H)$ was determined from the absorption coefficient and compared with the static conductivity $\sigma_{xx}(H)$ found by galvanomagnetic measurements. These dependencies appeared to be similar except for the fields corresponding to almost integer filling factor. Whereas σ_{xx} tends to zero, σ_{xx}^{ac} remained finite. It can be explained by different contribution of two-dimensional electrons localized in the random potential at the heterointerface, to the static and high-frequency conductivity.
