

Определение параметров двумерного электронного газа в гетероструктурах GaAs / AlGaAs бесконтактным способом

© И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов

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

(Получена 9 апреля 1997 г. Принята к печати 16 апреля 1997 г.)

Определены параметры двумерного электронного газа в гетероструктуре GaAs/AlGaAs: концентрация, проводимость и подвижность в нулевом магнитном поле, транспортное и квантовое (одночастичное) времена релаксации, температура Дингла, ширина спейсера бесконтактным (акустическим) методом.

Для определения электрических параметров двумерного электронного газа (2МЭГ) в гетероструктурах стандартным методом на постоянном токе необходимо не только приготовить образец в форме холловского мостика, но и создать электрические контакты. В настоящей работе сообщается о бесконтактном способе определения этих же параметров с помощью акустической методики, причем измеряемый образец не требует специального приготовления: им может служить прямоугольная пластинка.

Акустические методы основаны на использовании поверхностных акустических волн (ПАВ), распространяющихся по поверхности пьезоэлектрической подложки в пьезоактивном направлении. Волна деформации в этом случае сопровождается переменным электрическим полем с частотой ПАВ. Таким образом, двумерные электроны оказываются в высокочастотном электрическом поле, вызывающем их перераспределение и появление высокочастотных токов. Этим определяется поглощение энергии волны. В эксперименте измеряется Γ — коэффициент поглощения ПАВ, ослабленный из-за взаимодействия с 2МЭГ, в магнитных полях до 30 кЭ и интервале температур 4.2 ÷ 1.4 К. Коэффициент Γ определяется проводимостью электронной системы [1], поэтому квантование электронного спектра в магнитном поле, вызывающее осцилляции Шубникова–де-Гааза, сопровождается особенностями и в поглощении ПАВ. Γ осциллирует в магнитном поле аналогично осцилляциям Шубникова–де-Гааза. Такие осцилляции наблюдались ранее в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [2–6] и InGaAs/InP [7]. В работе [6] было показано, что в структурах GaAs/AlGaAs, изучаемых в настоящей работе, в магнитных полях, не превышающих 30 кЭ, двумерные электроны находятся в делокализованном состоянии, поэтому можно надежно определять параметры 2МЭГ акустической методикой. Методика эксперимента, применяемая в этой работе, также подробно описана в [6].

Зависимость коэффициента поглощения Γ на частоте 30 МГц от напряженности поперечного магнитного поля при $T = 4.2$ К для GaAs/AlGaAs приведена на рис. 1. Оказалось, что максимумы Γ эквидистантны по $1/H$. Это дает возможность определить концентрацию двумерного электронного газа $n_s = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ по периоду осцилляций ($n_s = 6.75 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ — из осцилляций Шубникова–де-Гааза на постоянном токе).

Коэффициент поглощения Γ определяется формулой [1]

$$\Gamma = 8.68(K^2/2)qA \frac{(4\pi\sigma_{xx}/\varepsilon_s v)c(q)}{1 + [(4\pi\sigma_{xx}/\varepsilon_s v)c(q)]^2}, \quad (1)$$

$$A = 8b(q)(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)\varepsilon_0^2\varepsilon_s \exp(-2qa),$$

где K^2 — коэффициент электромеханической связи ниобата лития, q и v — волновой вектор и скорость ПАВ соответственно, a — вакуумный зазор между ниобатом лития и образцом, σ_{xx} — проводимость 2МЭГ, ε_1 , ε_0 и ε_s — диэлектрические постоянные ниобата лития, вакуума и GaAs соответственно; $b(q)$ и $c(q)$ — сложные функции a , q , ε_1 , ε_0 и ε_s . Как видно из выражения (1), если выполняется условие $(4\pi\sigma_{xx}/\varepsilon_s v)c(q) = 1$, то Γ достигает своей максимальной величины Γ_M , которая не зависит от σ_{xx} .

Для того чтобы из величины Γ вычислить σ_{xx} по формуле (1), необходимо знать величину a . Экспериментально измерить эту величину невозможно, так как гетероструктура прижимается непосредственно к поверхности ниобата лития, и зазор a оказывается неконтролируемым. Найти a можно из акустических измерений, исследуя частотную зависимость Γ_M . При этом

$$\Gamma_M(q_1)/\Gamma_M(q_2) = \left\{ [q_1 b(a, q_1)] / [q_2 b(a, q_2)] \right\} e^{-2a(q_1 - q_2)}. \quad (2)$$

Определенная из этого уравнения величина $a = 0.25$ мкм. Зная a , можно из экспериментальных значений Γ по формуле (1) определить $\sigma_{xx}(H)$. На рис. 1 представлена вычисленная по (1) зависимость $\sigma_{xx}(H)$.

В соответствии с теорией Андо [8] σ_{xx} в магнитном поле имеет вид

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xx}^* + \sigma_{xx}^{\text{osc}}, \quad (3)$$

где $\sigma_{xx}^* = \sigma_0 / (1 + \omega_c^2 \tau_0^2)$ — классическая друде-проводимость, τ_0 — транспортное время релаксации, $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота, m^* — эффективная масса электрона, σ_0 — проводимость при $H = 0$, c — скорость света. Осциллирующая часть может быть представлена в виде [9]

$$\sigma_{xx}^{\text{osc}} \sim \sigma_{xx}^* D(X_T) \exp(-\pi/\omega_c \tau_q) \cos(2\pi E_F / \hbar \omega_c - \pi), \quad (4)$$

где $D(X_T) = X_T / \sinh X_T$, $X_T = 2\pi^2 T / \hbar \omega_c$, E_F — энергия Ферми, τ_q — квантовое (одночастичное) время релаксации, определяющее столкновительное уширение уровня

Ландау на величину $\gamma = \hbar/2\tau_q$ и характеризующее затухание амплитуды осцилляций.

Анализ зависимости $\sigma_{xx}^*(1/H^2)$, полученной из наших измерений, показал, что она линейна вплоть до $H \approx 25$ кЭ (см. вставку к рис. 2). Из наклона, равного ne_s^2/μ_0 , можно определить подвижность $\mu_0 = \sigma_{xx}(H=0)/en_s$ при $H=0$. Она оказалась равной $(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^5$ см²/(В·с) (что на 15% отличается от величины холловской подвижности $\mu_H = 1.26 \cdot 10^5$ см²/(В·с)) и не зависящей от температуры в диапазоне 1.5 ÷ 4.2 К. Анализ осциллирующей части σ_{xx}^{osc} позволяет найти квантовое (одночастичное) время релаксации τ_q и температуру Дингла.

Поскольку амплитуда осцилляций $\Delta\sigma_{xx}$ [10,11]

$$\Delta\sigma_{xx} = 2\sigma_{xx}^*D(X_T) \exp(-\pi/\omega_c\tau_q), \quad (5)$$

для определения квантового времени релаксации τ_q была построена зависимость $\ln[\Delta\sigma_{xx}/(2\sigma_{xx}^*D(X_T))]$ от величины $1/\omega_c\tau_0$ для трех различных температур (рис. 2). Как видно из рисунка, эта зависимость является линейной с наклоном, равным $-\pi\tau_0/\tau_q$. Это означает, что

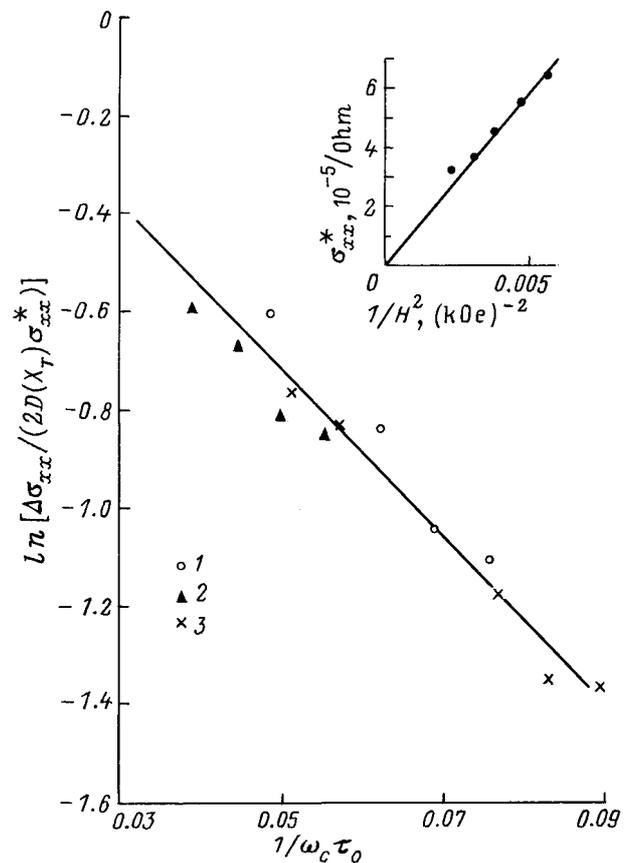


Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды осцилляций $\ln[\Delta\sigma_{xx}/(2\sigma_{xx}^*D(X_T))]$ от величины $1/\omega_c\tau_0$ для различных температур T , К: 1 — 4.2, 2 — 3.55, 3 — 1.5. На вставке — зависимость σ_{xx}^* — неосциллирующей части проводимости — от квадрата обратного магнитного поля $1/H^2$.

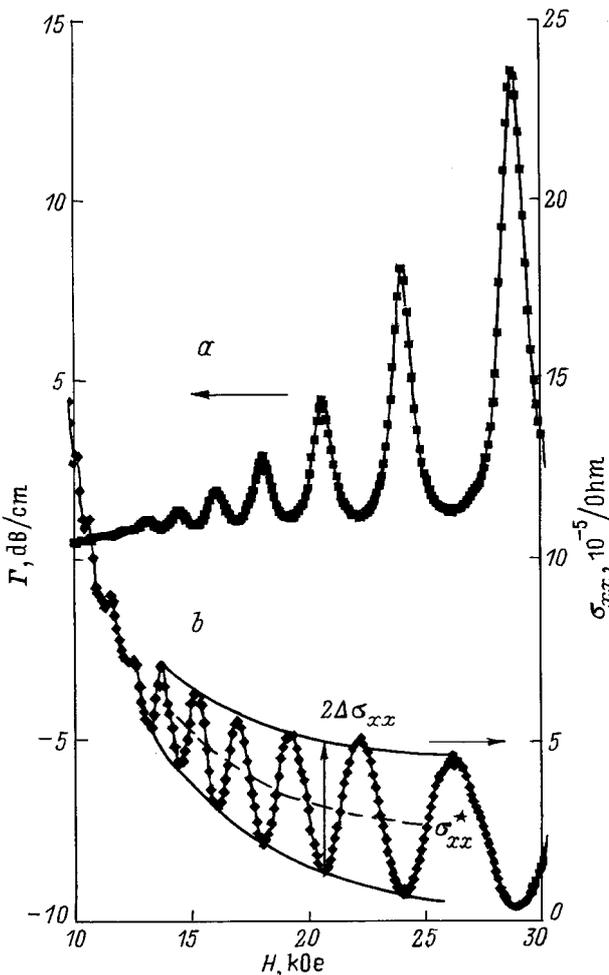


Рис. 1. Экспериментальные зависимости коэффициента поглощения Γ (кривая a) и проводимости σ_{xx} (кривая b) от магнитного поля H при температуре 4.2 К на частоте 30 МГц.

соотношение (5) применимо не только при $\omega_c\tau_0 < 1$ (см. [8]), но и когда $\omega_c\tau_0 \gg 1$, если $\Delta\sigma_{xx}/\sigma_{xx}^* < 1$. Величина τ_0/τ_q , вычисленная из наклона, равна 5.5 ± 0.5 , не зависит от температуры в интервале 1.5 ÷ 4.2 К и соответствует рассеянию на заряженных примесных центрах с учетом экранирования. Температура Дингла составляет $T^* = \hbar/2\pi\tau_q = 1.5$ К. В соответствии с работой [12] по известным величинам τ_0/τ_q и концентрации n_s можно оценить ширину спейсера в образце. Такая оценка дает значение 30 Å.

Таким образом, использование акустических методов для исследования двумерного электронного газа позволяет определить бесконтактным способом концентрацию n_s , подвижность в нулевом магнитном поле μ_0 , проводимость σ_{xx} и ее зависимость от H , транспортное τ_0 и квантовое τ_q времена релаксации, температуру Дингла T^* и ширину спейсера.

Авторы благодарят Т.А. Полянскую за полезные дискуссии.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 95-02-04066-а и Международной Ассоциации INTAS-1403-93-ext.

Список литературы

- [1] В.Д. Каган. ФТП, **31**, 470 (1997).
- [2] A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **56**, 2104 (1986); A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, J.P. Kotthaus, G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev., **40**, 7874 (1989).
- [3] A. Schenstrom, Y.J. Quan, M.F. Xu, M.P. Baum, M. Levy, B.K. Sarma. Sol. St. Commun., **65**, 739 (1988).
- [4] V.W. Rampton, K. McEnaney, A.G. Kozorezov, P.J.A. Carter, C.D.W. Wilkinson, M. Henini, O.H. Hughes. Semicond. Sci. Technol., **7**, 641 (1992).
- [5] R. Boulet, P. Coleridge, F. Guillon, M.D. Iorio, A. Sachrajda. Can. J. Phys., **69**, 461 (1991).
- [6] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, А.В. Суслов, И.Ю. Смирнов. ФТП, **31**, 451 (1997).
- [7] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.Д. Каган, А.М. Крещук, Г.Д. Кипшидзе, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, А.В. Суслов, И.Ю. Смирнов, А.Я. Шик. ФТП, **29**, 1306 (1995).
- [8] T. Ando. J. Phys. Soc. Jpn. **37**, 1233 (1974).
- [9] A. Isihara, L. Smrčka. J. Phys. C, **19**, 6777 (1986).
- [10] P.T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher. Phys. Rev. B, **39**, 1120 (1989).
- [11] J.P. Harrang, R.J. Higgins, R.K. Goodall, P.R. Jay, M. Lavirov, P. Delescluse. Phys. Rev. B, **32**, 8126 (1985).
- [12] S. Das Sarma, F. Stern. Phys. Rev. B, **32**, 8442 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Determination of the 2-dimensional electron gas parameters in the GaAs / AlGaAs heterostructures by a contactless method

I.L. Drichko, I.Yu. Smirnov

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

Abstract The parameters of 2-dimensional electron gas in the GaAs / AlGaAs heterostructure: the 2DEG density, conductivity and mobility in zero magnetic field, transport and quantum (one-particle) relaxation time, the Dingle temperature, and the spacer thin were determined by contactless (acoustical) method.

E-mail: Irina.L.Drichko@shuvpop.ioffe.rssi.ru
Ivan.Yu.Smirnov@shuvpop.ioffe.rssi.ru