

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.315.592

А. А. Корнилович

(Новосибирск)

БЕСКОНТАКТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ  
И ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ИМПУЛЬСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА  
В ПЛЕНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ\*

Исследовано отражение СВЧ-мощности от двумерных и тонкопленочных полупроводниковых структур в области циклотронного резонанса. Определены подвижность и время релаксации импульса электронов в гетероструктурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и тонких пленках Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с погрешностью ~1% по измеренным значениям магнитного поля, соответствующим максимумам первой и второй производных коэффициента отражения.

**Введение.** Известные методы определения подвижности носителей заряда в двумерных (2D) системах и тонких пленках применимы для случаев полного [1] и частичного [2] заполнения образцом сечения волновода и основаны на определении проводимости  $\sigma(\omega, B)$  образцов по измерениям коэффициента отражения  $R(\omega, B)$ .

Нами разработаны оптический [3] и СВЧ [4] способы и созданы устройства [5, 6] для определения транспортных параметров объемных 3D и 2D полупроводниковых структур. Устройства позволяют измерять производные коэффициентов отражения  $\partial R/\partial B$  и  $\partial^2 R/\partial B^2$  в зависимости от величины постоянного магнитного поля и определять концентрацию и подвижность носителей заряда в 3D- и 2D-полупроводниках при гелиевых и азотных температурах.

В данной работе подвижность  $\mu$  и время релаксации  $\tau$  носителей заряда определены по измеренным значениям магнитного поля  $B_1$  и  $B_2$ , соответствующим максимумам первой и второй производных коэффициентов отражения СВЧ-волны частотой  $\omega$  в области циклотронного резонанса при  $\mu B > \omega \tau > 1$ .

\* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Правления ISSEP (гранты № 1057d, № d98-978, № d99-156).

**Теория метода определения подвижности и времени релаксации импульса носителей заряда.** Коэффициент отражения СВЧ-волны определяется известным выражением [7]:

$$R = \sqrt{\frac{(1 - \bar{\sigma})^2 + A^2}{(1 + \bar{\sigma})^2 + A^2}}, \quad (1)$$

где  $\bar{\sigma} = \sigma_s Z_k$  – нормированная проводимость активного слоя полупроводника;  $\sigma_s = \sigma_0 \delta = n_s e \mu$ ;  $n_s$  – концентрация носителей заряда в  $2D$ -слое единичной площади;  $\delta$  – толщина  $2D$ -слоя;  $Z_k$  – характеристическое сопротивление волновода;  $A$  – нормированная реактивная проводимость СВЧ-цепи. При настройке СВЧ-цепи на минимум сигнала в нулевом магнитном поле  $A = 0$ . Тогда коэффициент отражения

$$R = \frac{1 - \bar{\sigma}}{1 + \bar{\sigma}}. \quad (2)$$

Рассмотрим взаимодействие СВЧ-волны типа  $H_{10}$  с образцом, помещенным в центральную часть волновода и в постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси волновода. Образец повернут активным слоем к фронту падающей волны. Линейно поляризованную волну в случае геометрии Фарадея можно рассматривать как суперпозицию двух волн круговой поляризации [8]. При этом высокочастотная проводимость, возбужденная СВЧ-волной в образце, без учета распределения носителей по энергиям может быть представлена приближенным выражением

$$\sigma(\omega, B) = \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} = \frac{n_s e \mu}{2} \left[ \frac{1}{(\mu B + \omega \tau)^2 + 1} + \frac{1}{(\mu B - \omega \tau)^2 + 1} \right], \quad (3)$$

где  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  – компоненты эффективной проводимости, возбуждаемые волнами правой и левой круговой поляризации соответственно. При  $\mu B > \omega \tau \geq 1$  в области циклотронного резонанса  $\sigma_- \gg \sigma_+$  и поглощение СВЧ-мощности в основном обусловлено проводимостью  $\sigma_-$ . Увеличение проводимости  $\sigma$ , обусловленное возрастанием поглощенной носителями СВЧ-мощности, вызывает уменьшение коэффициента отражения  $R$ . Изменение  $R$  можно представить линейной зависимостью от  $\sigma$ :

$$\Delta R(\omega, B) = \left( \frac{\partial R}{\partial \sigma} \right)_{B=0} \Delta \sigma(\omega, B). \quad (4)$$

Производные  $\partial R / \partial \sigma$  и  $\partial R / \partial B$  имеют противоположные знаки. Производные  $\partial R / \partial B$  и  $\partial \sigma / \partial B$  в области циклотронного резонанса достигают экстремальных значений при

$$\mu B_1 - \omega \tau = 1 / \sqrt{3}. \quad (5)$$

Вторые производные  $\partial^2 R / \partial B^2$  и  $\partial^2 \sigma / \partial B^2$  максимальны при

$$\mu B_2 - \omega \tau = 1. \quad (6)$$

Производная  $\partial R/\partial B = 0$  при циклотронном резонансе

$$\mu B_0 = \omega_c \tau = \omega \tau, \quad (7)$$

где  $\omega_c = eB_0/m^*$  – циклотронная частота,  $m^*$  – эффективная масса носителей заряда.

Подвижность и время релаксации импульса носителей определяются выражениями

$$\mu = 1/\sqrt{3}(B_1 - B_0), \quad (8)$$

$$\tau = 1/\omega\sqrt{3}\left(\frac{B_1}{B_0} - 1\right). \quad (9)$$

При известной эффективной массе носителей

$$\mu = 1/\sqrt{3}\left(B_1 - \frac{m^*}{e}\omega\right), \quad (10)$$

$$\tau = 1/\sqrt{3}\left(\frac{eB_1}{m^*} - \omega\right). \quad (11)$$

Из (6) и (7) следует, что

$$\mu = (B_2 - B_0)^{-1} = \left(B_2 - \frac{m^*}{e}\omega\right)^{-1}. \quad (12)$$

Из (8) и (12) получим

$$\mu = \frac{e}{m^*}\tau = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right)(B_2 - B_1)^{-1}. \quad (13)$$

В области магнитоплазменного резонанса [9]  $\sigma(\omega, B)$  можно представить в приближенном виде, произведя в (3) замену  $\omega\tau$  на  $\alpha$ :

$$\alpha = \omega\tau \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1\right). \quad (14)$$

Из условия магнитоплазменного резонанса ( $\alpha = \omega_c \tau = \mu B_0$ ) определяется плазменная частота

$$\omega_p = \omega \sqrt{\frac{eB_0}{m^* \omega} + 1}. \quad (15)$$

При  $\mu B > \alpha \geq 1$  подвижность  $\mu$  и время релаксации  $\tau$  определяются из соотношения

$$\mu = \frac{e}{m^*} \tau = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ B_1 - \frac{m^*}{e} \omega \left( \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1 \right) \right]. \quad (16)$$

Следует отметить, что из (15) и (16) получаем выражение (8).

**Методика эксперимента, результаты и их обсуждение.** Разработанная нами экспериментальная СВЧ-установка для измерения производных коэффициента отражения СВЧ-волны при исследовании  $2D$  полупроводниковых систем типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As при гелиевых температурах описана в [4, 5]. В работе [6] приведено описание установки для измерения производных коэффициента отражения при азотных температурах.

В разработанных устройствах [5, 6] применяется усовершенствованная методика двойного дифференцирования по магнитному полю с селективным усилением, синхронным детектированием и автоматической регистрацией самописцем измеряемого сигнала [10]. Амплитуда сигнала второй гармоники пропорциональна квадрату амплитуды модуляции. Это позволило при малых амплитудах модуляции магнитного поля значительно повысить чувствительность метода регистрации сигнала по второй гармонике. Магнитное поле  $B$  измерялось датчиком Холла, откалиброванным по датчику ядерного магнитного резонанса. Погрешность определения  $B$  составляла менее 0,1%. Эксперимент проводился на частоте падающей на образец СВЧ-волны  $\nu = 36,4$  ГГц. Толщина исследуемого образца была много меньше глубины скин-слоя.

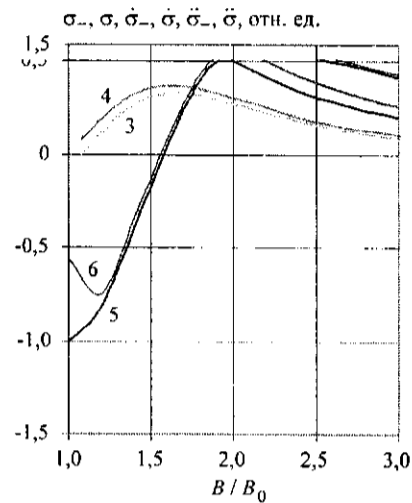
Для оценки допустимости принятых в работе приближений на рис. 1 приведены магнитопольные зависимости высокочастотной проводимости и ее производных, рассчитанные в относительных единицах по следующим формулам:

$$\frac{\sigma_{\pm}}{\sigma_0} = \left[ 1 + \omega^2 \tau^2 \left( \frac{B}{B_0} \pm 1 \right)^2 \right]^{-1}, \quad (17)$$

$$\frac{d\sigma_{\pm}}{dB} \frac{B_0}{\sigma_0} = - \frac{\omega \tau \left( \frac{B}{B_0} \pm 1 \right)}{\left[ 1 + \omega^2 \tau^2 \left( \frac{B}{B_0} \pm 1 \right)^2 \right]^2}, \quad (18)$$

$$\frac{d^2 \sigma_{\pm}}{dB^2} \frac{B_0^2}{\sigma_0} = \frac{\omega \tau \left[ 3 \omega^2 \tau^2 \left( \frac{B}{B_0} \pm 1 \right)^2 - 1 \right]}{\left[ 1 + \omega^2 \tau^2 \left( \frac{B}{B_0} \pm 1 \right)^2 \right]^3}. \quad (19)$$

Рис. 1. Высокочастотная проводимость и ее производные в зависимости от магнитного поля, рассчитанные по формулам (8) и (13).



Из анализа кривых рис. 1 следует, что при  $\omega\tau = 1$  выполняется приближение  $\sigma_- \gg \sigma_+$ . Учет производных от  $\sigma_+$  уменьшает значения магнитного поля  $B_1$  и  $B_2$  на 1% и практически не изменяет их разность  $B_2 - B_1$ . Подвижность электронов, определенная по формулам (8) и (13), составляет  $\mu = 11 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости производных коэффициента отражения  $\partial R/\partial B$  и  $\partial^2 R/\partial B^2$  от магнитного поля, полученные в [6] для 2D-слоя GaAs гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с концентрацией электронов  $n_s = 2,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при  $T = 80 \text{ К}$  и  $\nu = 36,4 \text{ ГГц}$ .

Из анализа кривых рис. 2 получены значения магнитного поля  $B_0 = 0,091$ ,  $B_1 = 0,21$  и  $B_2 = 0,30$  Тл. Подвижности электронов, определенные по (8) и (13), составляют  $\mu_1 = 4,8$  и  $\mu_2 = 4,7 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  соответственно. Эти результаты согласуются с паспортным значением  $\mu_n = 4,8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  для структуры, из которой был изготовлен образец. Время релаксации импульса электронов, определенное по формулам (9) и (13), составило  $\tau = 1,9 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ . На основе полученных результатов  $\omega\tau$  составляет 0,437. Значения магнитного поля  $B_1$  и  $B_2$ , полученные по формулам (18) и (19) без учета производных от  $\sigma_+$ , составили  $B_1 = 0,211$  и  $B_2 = 0,299$  Тл. Учет влияния производных от  $\sigma_+$  приводит к уменьшению  $B_1$  и  $B_2$  на 10%. При этом разность  $B_2 - B_1$  уменьшается лишь на 1%. Подвижность электронов, вычисленная по формуле (13) без учета

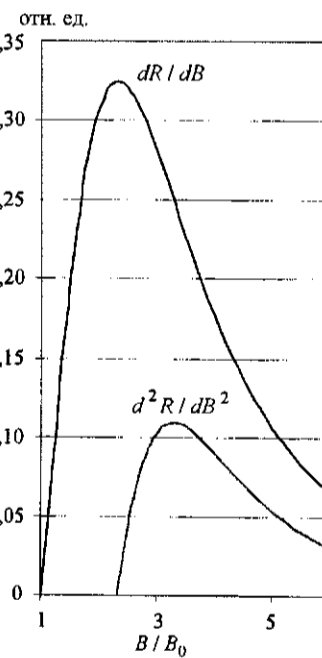


Рис. 2. Экспериментальные зависимости производных коэффициента отражения  $\partial R/\partial B$  и  $\partial^2 R/\partial B^2$  от магнитного поля для 2D-слоя GaAs гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с концентрацией электронов  $n_s = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при  $T = 80 \text{ К}$  и  $\nu = 36,4 \text{ ГГц}$ .

та влияния  $\sigma_{\perp}$ , составила  $\mu = 4,8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , а с учетом производных от  $\sigma_{\perp}$  подвижность  $\mu = 4,85 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

Для определения  $\mu$  и  $\tau$  рассмотренным методом не требуется измерять абсолютные значения коэффициента отражения и размеры исследуемого слоя образца. Этим методом можно определять  $\mu$  и  $\tau$  как в двумерных системах, так и в объемных полупроводниках и тонких эпитаксиальных пленках. Приведем пример применения этого метода для определения  $\mu$  и  $\tau$  в эпитаксиальных пленках, используя экспериментальные результаты [11, 12].

В работе [11] исследовалась зависимость коэффициента отражения от магнитного поля для эпитаксиальных пленок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при  $T = 77 \text{ К}$  и  $\nu = 36,4 \text{ ГГц}$ . Для объемного образца получено  $\bar{B}_1 = 0,13 \text{ Тл}$ . Принимая значение эффективной массы электронов  $m^* = 0,06m_0$ , приведенное в [12], получаем  $B_0 = 0,078 \text{ Тл}$ . Подвижность электронов, определенная по формуле (10) для объемного образца, составляет  $\mu_0 = 11 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Для эпитаксиальной пленки при  $\bar{B}_1 = 0,17$  и  $B_0 = 0,078 \text{ Тл}$  подвижность, вычисленная по формуле (10),  $\mu_{\text{пл}} = 6,3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Время релаксации импульса электронов для объемного образца  $\tau_0 = 3,8 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  и для эпитаксиальной пленки  $\tau_{\text{пл}} = 2,0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ .

Авторами [9] получена экспериментальная зависимость коэффициент прохождения СВЧ-волны ( $\nu = 8 \text{ ГГц}$ ) от магнитного поля для гетероструктур  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в области магнитоплазменного резонанса при  $T = 77 \text{ К}$ . Из анализа кривой для образца GA17123 получаем  $B_1 = 0,14$  и  $B_0 = 0,09 \text{ Тл}$ . Подвижность электронов в 2D-слое GaAs образца GA17123, вычисленная по формулам (8) и (16), составляет  $\mu = 12 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Время релаксации импульс электрона составило  $\tau = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ .

Полученное значение подвижности  $\mu$  согласуется как с вычислениями, выполненными авторами [9] по измерениям коэффициента пропускания СВЧ-волны ( $\mu_{[9]} = 11,5 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ), так и с паспортными данными  $\mu_{\text{д}} = 13,8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

С увеличением  $\omega\tau$  уменьшается влияние учета производных от  $\sigma_{\perp}$  на положения максимумов производных коэффициента отражения, резонансные кривые имеют лоренцевский вид [13], и возрастает точность определения измеряемых параметров. Увеличение  $\omega$  требует применения сильного магнитного поля, в котором могут проявляться квантовые эффекты [5]. Уменьшая температуру от 77 до 4 К, можно увеличить  $\mu$  и  $\omega\tau$  более чем в 2 раза [14] и проводить измерения в слабом магнитном поле. Расчетные значения магнитного поля гетероструктуры  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  для максимумов производных коэффициента отражения при  $\omega\tau = 2$  и  $T = 4 \text{ К}$  уменьшаются и составляют  $B_1 = 0,117$  и  $B_2 = 0,136 \text{ Тл}$ . При этом учет влияния производных от  $\sigma_{\perp}$  не вызывает изменения  $B_1$  и  $B_2$ , а погрешность определения  $\mu$  и  $\tau$  не превышает 1 %.

**Заключение.** Разработанная методика определения подвижности и времени релаксации импульса носителей заряда применима для полупроводников одного типа проводимости с изотропной эффективной массой в области циклотронного и магнитоплазменного резонансов в случаях, когда резонансная кривая имеет лоренцевский вид [13]. Для двумерных полупроводниковых слоев применение этой методики эффективно в случае заполнения одной нулевой размерно-квантованной зоны носителями одного знака. Для определения подвижности и времени релаксации импульса носителей не

необходимости измерять абсолютные значения коэффициента отражения. Достаточно измерить величины магнитного поля, соответствующие максимумам производных коэффициента отражения.

Для определения подвижности и времени релаксации импульса носителей заряда не требуется точной подгонки образца к волноводам и полного перекрытия образцом сечения волновода. Рассмотренный в работе бесконтактный метод может быть применен для неразрушающего экспресс-контроля транспортных параметров полупроводниковых структур на начальных этапах изготовления полупроводниковых приборов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Breslau N.** Contactless measurement of sheet carrier concentration and mobility of thin layers on semi-insulating GaAs // *Inst. Phys. Conf.* 1984. **74**. P. 269.
2. **Creiner P., Polignone L., Becker C. R., Geick R.** Contactless measurement of the conductivity of II–VI epitaxial layers by means of the partially filled waveguide method // *Appl. Phys.* 1992. **A55**. P. 279.
3. **А. с. 1694018 СССР.** Способ определения концентрации носителей заряда в вырожденных полупроводниках /А. А. Корнилович, С. А. Студеникин, Е. И. Уваров. Опубл. 22.07.91, Бюл. № 43.
4. **Пат. 2037911 РФ.** Способ бесконтактного определения концентрации свободных носителей заряда в вырожденных полупроводниках /А. А. Корнилович, С. А. Студеникин, А. Ф. Булдыгин. Опубл. 19.06.95, Бюл. № 17.
5. **Корнилович А. А., Студеникин С. А., Булдыгин А. Ф.** СВЧ-установка для бесконтактного определения концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах по эффекту Шубникова – де Гааза // *ПТЭ.* 1996. № 2. С. 131.
6. **Kornilovich A. A., Studenikin S. A., Baturina T. I., Buldigin A. F.** Microwave methods for contactless determination of transport parameters of semiconductor structures // *Proc. APEIE-1996.* Novosibirsk, 1996. 1. P. 43.
7. **Теория** линий передачи сверхвысоких частот: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1951. Т. 1.
8. **Зеегер К.** Физика полупроводников: Пер. с англ. /Под ред. Ю. К. Пожелы. М.: Мир, 1977.
9. **Бородовский П. А., Булдыгин А. Ф.** Определение подвижности и концентрации электронов в тонких полупроводниковых пленках на сверхвысоких частотах с помощью плазменного резонанса // *ФТП.* 1999. **33**, вып.10. С.1224.
10. **Вловин А. В., Корнилович А. А., Скок Э. М., Уваров Е. И.** Бесконтактные методы исследования нелинейного спинового резонанса и эффекта Шубникова – де Гааза в объемных полупроводниках и низкоразмерных системах // *Автометрия.* 2001. № 4. С. 62.
11. **Бородовский П. А., Булдыгин А. Ф., Студеникин С. А.** СВЧ-методы измерения параметров эпитаксиальных пленок КРТ // *Автометрия.* 1996. № 4. С. 59.
12. **Андло Т., Фаулер А., Стерн Ф.** Электронные свойства двумерных систем: Пер. с англ. /Под ред. Ю. В. Шмарцева. М.: Мир, 1985.
13. **Крауфорд Ф.** Волны: Пер. с англ. /Под ред. А. И. Шальникова, А. О. Вайсенберга. М.: Наука, 1974.
14. **Störmer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W., Boldwin K.** Dependence of electron mobility in modulation-doped GaAs/AlGaAs heterojunction interfaces on electron density and Al concentration // *Appl. Phys. Lett.* 1981. **39**. P. 912.

*Новосибирский государственный  
технический университет,  
E-mail: physics@ref.nstu.ru*

*Поступила в редакцию  
4 июня 2002 г.*