

Из (14) имеем: после интегрирования по частям:

$$R(x) \leq -\frac{1}{C}F(x) + \frac{1}{C} \int_{x_0}^x F'(\xi) e^{c(x-\xi)} d\xi \quad (18)$$

или

$$R(x) + \frac{1}{C}F(x) \leq \frac{1}{C} \int_{x_0}^x F'(\xi) e^{c(x-\xi)} d\xi$$

Откуда в силу неравенства (12) имеем такую оценку близости решений уравнений (4) и (6):

$$|z(x)| \leq \frac{1}{C} \int_{x_0}^x (|\tilde{u}^2 - u_0^2| + |u_0^2| |u_0 - \tilde{u}|) dx \quad (19)$$

Формула (19) представляет поточечную оценку близости  $u$  и  $\tilde{u}$ .

Приближенное решение  $\tilde{y}$  исходного уравнения (1) находится по формуле (3). Для этого перепишем (3) так:

$$\frac{d}{dx} \ln \tilde{y} = \tilde{u}(x)$$

Откуда

$$\tilde{y} = y_0 e^{\int_{x_0}^x \tilde{u}(\xi) d\xi} \quad (20)$$

Тогда

$$\begin{aligned} y - \tilde{y} &= y_0 (e^{\int_{x_0}^x u(\xi) d\xi} - e^{\int_{x_0}^x \tilde{u}(\xi) d\xi}) = \\ &= y_0 e^{\int_{x_0}^x \tilde{u}(\xi) d\xi} [e^{\int_{x_0}^x (u(\xi) - \tilde{u}(\xi)) d\xi} - 1] \end{aligned} \quad (21)$$

Поэтому

$$|y - \tilde{y}| \leq |y_0| e^{\int_{x_0}^x \tilde{u}(\xi) d\xi} |e^{\int_{x_0}^x (u - \tilde{u}) d\xi} - 1|$$

Эта формула позволяет оценить близость точного и приближенного решений задачи (1)-(2).

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. -М. «Наука», 1965 г.
2. Я.Б. Лопатинский. Обыкновенные дифференциальные уравнения. Киев. «Вища школа», 1984.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВОБОДНЫХ И ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ОБЪЕКТАХ С ИНДУЦИРОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Гусев О.К.

*In this work the procedure of measurement of charge carrier parameters in non-homogeneous object of measurement — monocrystal indium arsenide with inversion channels on the surface is proposed.*

*Analysis that was held shows that using of integral characteristic of formation process of complex integral galvanomagnet measurement signal in selected object allows us to determinate local parameters of free charge carriers in the volume and in surface channel of crystal, and also of localized charge carriers on the surface and in oxide film together with separation on positive and negative sign components.*

*Discussed methods can be interpreted as realization of the model of non-homogeneous object described as superposition of areas with homogeneous charge carrier parameters. Measurement procedure includes selection of regime of measurements, identification of charge carrier type in corresponding homogeneous area, and measurement based on homogeneous object model.*

Неоднородность электрофизических параметров [1], отсутствие адекватной модели объекта [2] и соответствующих ей методов измерений [3] концентрации и подвижности носителей заряда в монокристаллическом арсениде индия, легированном акценторной примесью, привели к тому, что до конца 80-х годов отсутствовали сколько-нибудь достоверные данные об изменении концентрации и подвижности носителей заряда в нем при различных внешних воздействиях: от технологических до эксплуатационных. ЭДС Холла, получившая в данном материале название «аномальной», обнаруживала двойную инверсию знака в процессе охлаждения и имела при низких температурах знак, противоположный классическому полупроводнику с дырочным типом проводимости. Одна-

ко природа эффекта была невыясненной, а его использование для измерений в рамках модели однородного объекта приводило к противоречивым и невоспроизводимым результатам [3].

В работах [4-6] предложена модель аномального эффекта Холла в узкозонных полупроводниковых соединениях, включающая модель качественно неоднородного объекта исследования в виде кристалла с инверсионными каналами на поверхности, обусловленными собственными поверхностными состояниями.

На рис. 1 показаны экспериментальные зависимости ЭДС Холла от тока в кристаллах *InAs*, легированных цинком, при температуре 77 К. Согласно разработанной модели, в области малых (до  $10^{-4}$ - $10^{-3}$  А) электрических токов проводимость осуще-

ствляется по поверхности образца, при этом измеряемые экспериментально величины ЭДС Холла и проводимости позволяют рассчитывать поверхностную плотность  $N_s$  и подвижность  $M_s$  электронов в инверсионных каналах. После достижения величины тока  $J_b$ , которому соответствует падение напряжения вдоль инверсионного канала  $U_b$ , равное пороговому напряжению пробоя поверхностного  $p$ - $n$ -перехода, происходит стабилизация поверхностной составляющей электрического тока, приводящая к появлению протяженной (2-3 порядка величины тока) полки на зависимости ЭДС Холла от тока.

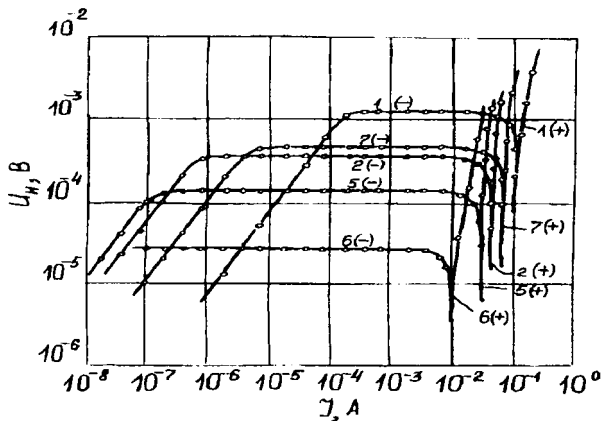


Рис. 3. Зависимость ЭДС Холла в кристаллах  $p$ - $InAs$  от величины электрического тока при различных обработках поверхности

В процессе возрастания электрического тока происходит расширение области пробоя поверхностного  $p$ - $n$ -перехода и при достижении величины тока  $J_0 = U_b \Delta x / R_d (l - \Delta x)$ , где  $\Delta x$  — расстояние от положительного смещенного токового до холловских электродов,  $l$  — расстояние между токовыми электродами, в нее попадают холловские контакты кристалла. При этом нарушается условие выключения объемной составляющей ЭДС Холла и происходит инверсия знака измеряемой ЭДС с аномального (отрицательного) на положительный. Дальнейшее увеличение тока приводит к асимптотическому приближению значений ЭДС Холла к ее объемному значению.

Таким образом, процедура измерений, посредством которой оказывается возможным использовать приближение однородного объекта для измерений концентрации дырок в объеме и концентрации электронов в поверхностном инверсионном канале, включает:

1. Нахождение областей токов, в которых ЭДС Холла линейно возрастает с током и определяется параметрами только одной области кристалла — объемом, или поверхностным каналом.

2. Идентификация типа носителей в однородной области — электроны, если знак ЭДС Холла отрицателен, и дырки, если знак положителен.

3. Применение известной методики ЭДС Холла (2) для определения концентрации носителей заряда в идентифицированной области.

Для оценки заряда поверхности  $p$ - $InAs$  и его положительной и отрицательной компонент нами использовался следующий подход.

В работе [7] применительно к МДП-структурам на основе арсенида индия теоретически и экспериментально показано, что в инверсионных каналах на границе раздела  $InAs$ - диэлектрик подвижность электронов при низких температурах определяется двумя основными механизмами рассеяния носителей заряда:

1. Рассеяние на кулоновском потенциале заряженных поверхностных центров при поверхностных плотностях электронов  $n_s < 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,

2. Рассеяние на поверхностном рельефе при поверхностных плотностях электронов  $n_s > 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Сравнение с экспериментально полученными зависимостями подвижности от плотности электронов в индуцированном поперечным электрическим полем канале подтвердило расчеты и показало, основное влияние на зависимость  $m_s(n_s)$  оказывает локализованный в приграничной области диэлектрика заряд, тогда как фактор рельефа границы раздела оказывается практически одним и тем же (порядка 15 ангстрем) как для собственных, так и синтезированных диэлектриков.

В отличие от [7], модуляция плотности электронов на свободной реальной поверхности  $p$ - $InAs$  осуществляется не электрическим полем, приложенным к металлическому затвору при неизменных параметрах границы раздела, а за счет изменения самих этих параметров, в первую очередь, заряда, локализованного на поверхности кристалла и составляющих его положительной и отрицательной компонент.

Поэтому, чтобы использовать теоретические результаты работы [7] для оценки параметров свободной поверхности  $p$ - $InAs$ , введем в них следующие условия:

1. Плотность электронов в инверсионном канале составляет

$$n_s = N^+ - N^- - N_{\text{ОПЗ}}, \quad (1)$$

где  $N^+$  и  $N^-$  — положительная и отрицательная компоненты поверхностного заряда, а  $N_{\text{ОПЗ}}$  — плотность ионизованных акцепторных примесей в области пространственного заряда, соответствующая началу сильной инверсии [35].

2. Рассеяние на кулоновском потенциале поверхностных заряженных центров определяется суммой абсолютных значений его положительной и отрицательной составляющих.

Введя указанные граничные условия в результаты [7], получаем связь величин  $n_s$ ,  $m_s$ ,  $N^+$ ,  $N^-$ , которая для случая свободной поверхности  $p$ - $InAs$  представлена в виде номограммы на рис.2.

Из рассмотрения номограммы видно, что измерение на эксперименте плотности и подвижности электронов в инверсионном канале позволяет получать расчетные значения положительной и

отрицательной компонент заряда  $N^+$ ,  $N^-$ , локализованного на свободной поверхности арсенида индия или границе его раздела с окисными пленками различного состава.

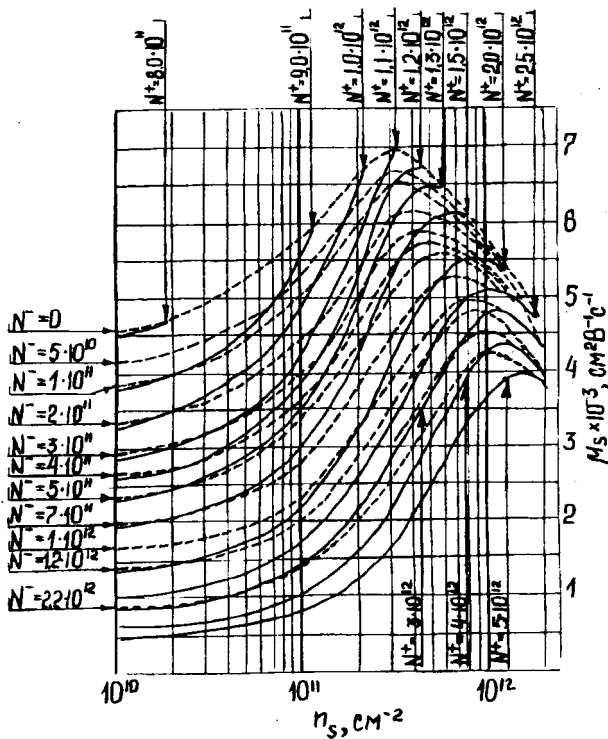


Рис.2. Номограмма для определения величин  $N^+$  и  $N^-$  по известным значениям плотности ( $n_s$ ) и подвижности ( $m_s$ ) электронов в инверсионных каналах на поверхности дырочного арсенида индия.

### Выводы

Проведенный анализ показывает, что использование интегральной характеристики процесса формирования сложного суммарного измерительного сигнала гальваномагнитной ЭДС в неоднородном объекте измерений — монокристаллическом арсениде индия с инверсионными каналами на поверхности позволяет измерять локальные параметры как свободных носителей заряда в объеме и поверхностном канале кристалла, так и локализо-

ванных носителей заряда на поверхности или пленке окисла с его разделением на компоненты с положительным и отрицательным знаком.

Рассмотренные методы измерений можно рассматривать как реализацию модели неоднородного объекта как совокупности областей с однородным распределением параметров носителей заряда. Процедура измерений включает операции выбора режима измерений, идентификации типа носителей заряда в соответствующей выбранному режиму однородной области и измерений по методу, основанному на модели однородного объекта.

### ЛИТЕРАТУРА:

1. Кучис Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. — М.: радио и связь, 1990. — 264 с.: ил.
2. Джилавдари И.З., Сидорик В.В. Физика в компьютерных моделях. Минск, Пион, 1998, 248 с.
3. МИ 1317-96. Результаты и характеристики погрешности измерений. Формы представления. Способы использования при испытаниях образцов продукции и контроле их параметров. Москва, Издательство стандартов, 1986., 29 с.
4. Андерсен Г.Ю., Гусев О.К., Киреев В.П., Зайтов Ф.А., Яржембицкий В.Б. Влияние условий измерений на аномальный эффект Холла в p-InAs. Физика и техника полупроводников. Т.25, вып.11, 1991, с.1999-2002.
5. Гусев О.К., Киреев В.П., Ломтев А.А., Яржембицкий В.Б. О природе низкотемпературной аномальной инверсии знака постоянной Холла в p-InAs. Физика и техника полупроводников. 1983, т.17, вып.6, с.1153-1155.
6. Гусев О.К., Киреев В.П., Яржембицкий В.Б. Аномальный фото-Холл эффект в кристаллах p-InAs. Физика и техника полупроводников. Т.26, вып.6, 1992, с.1138-1139.
7. Moore V.T., Ferry D.K. Scattering of inversion layer electrons by oxide polar mode generated interface photons. — J. Vac. Sci. Technol., 1980 v.17, №5, p.1037-1040.