

УДК 621.315.592

СПОСОБ РАЗДЕЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ ОБРАЗЦА ВЫСОКООМНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА И КОНТАКТОВ К ОБРАЗЦУ

© 2013 г. В. А. Голубятников, Ф. И. Григорьев, А. П. Лысенко, Н. И. Строганкова, М. Б. Шадов, А. Г. Белов*, В. Е. Каневский*
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,

*Открытое акционерное общество «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «ГИРЕДМЕТ»

Предложен метод раздельного определения сопротивлений образца-двухполюсника и контактов к нему, который применим к образцам высокоомных полупроводниковых материалов: полуизолирующего арсенида галлия, детекторного теллурида кадмия-цинка (КЦТ) и др. Метод основан на засветке приконтактных областей образца монохроматическим излучением регулируемой интенсивности от светодиодов с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны исследуемого материала. Экстраполяция прямолинейного участка зависимости фототока через образец от тока через светодиоды к оси ординат позволяет найти ток отсечки, после чего по известным значениям тока отсечки и напряжения смещения вычисляют значение сопротивления объема образца. Далее, зная темновое значение тока через образец, можно вычислить суммарное сопротивление контактов образца-двухполюсника. Метод опробован на образце полуизолирующего арсенида галлия n -типа электропроводности. Линейность контактов проверена по вольт-амперным характеристикам. Показано, что сопротивление контактов близко к сопротивлению объема образца, что подтверждает необходимость учета влияния контактов при анализе данных электрофизических измерений.

Ключевые слова: раздельное определение, сопротивление объема образца, сопротивление контактов, высокоомный полупроводник, образец-двухполюсник, засветка приконтактных областей.

Введение

При проведении электрофизических измерений вопрос об электрическом сопротивлении исследуемого образца является одним из важнейших, в особенности, если речь идет об измерениях высокоомных полупроводниковых материалов (полуизолирующий арсенид галлия, детекторный теллурид кадмия-цинка и т. д.). Как правило, сопротивление контактов образца оказывается настолько большим, что полезный сигнал извлечь не удастся. Например, при проведении гальваномантных измерений на образцах детекторного материала $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ (КЦТ) с удельным электрическим сопротивлением $\rho \geq 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ по методу Ван-дер-Пау наблюдается следующий эффект: при смене полярности тока через образец измеряемый сигнал либо вообще не меняет знак, либо знак сигнала меняется, но само значение по модулю заметно (в несколько раз) отличается от предыдущего. При этом невозможно выделить полезный сигнал, а следовательно, и определить значения электрофизических параметров исследуемого образца.

Упомянутый эффект во многом обусловлен именно контактными явлениями и в первую очередь большими переходными сопротивлениями контактов (или приконтактных областей) [1–3]. Если влияние контактов устранить

(или, по крайней мере, заметно уменьшить), то можно ожидать, что удастся вычислить значения этих параметров.

Изготовление омических контактов к высокоомному материалу КЦТ p -типа электропроводности представляет сложную техническую задачу. Существующие методы изготовления таких контактов требуют применения специальных технологий, зачастую весьма трудоемких и дорогостоящих [2–14], причем эффект достигается далеко не всегда. В традиционно применяемых методиках значение удельного сопротивления вычисляют по измеренному значению сопротивления R образца-двухполюсника по стандартной формуле $\rho = (RS)/L$, где S — площадь поперечного сечения образца; L — его длина. Поскольку имеются веские основания предполагать, что сопротивление контактов может быть сравнимо или даже много больше сопротивления самого образца, то ошибка в определении удельного сопротивления оказывается недопустимо большой.

Ниже предложен простой и не требующий сложного специального оборудования метод раздельного определения сопротивления собственно образца и его контактов путем засветки приконтактных областей образца монохроматическим светом регулируемой интенсивности с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны исследуемого образца. Метод

применим в первую очередь к образцам полуизолирующего арсенида галлия, детекторного теллурида кадмия–цинка, хотя, в принципе, может быть распространен и на другие полупроводниковые материалы с высоким удельным сопротивлением.

Метод раздельного определения сопротивления

На рис. 1 представлена традиционная схема измерения сопротивления образца–двухполюсника (а) и схема измерений по предложенному методу (б).

В предложенной авторами методике схема эксперимента выглядит как показано на рис. 1, б. Образец тот же самый, что и в предыдущем варианте, но вся его поверхность, за исключением малых областей вблизи контактов, закрыта светонепроницаемым покрытием. Для уменьшения сопротивления контактов осуществляют засветку приконтактных областей [15]. Для засветки используют светодиоды, испускающие монохроматический свет с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны исследуемого полупроводника. При этом можно считать, что интенсивность излучения светодиодов пропорциональна прямому току через них.

Эквивалентная схема образца–двухполюсника может быть представлена в виде, изображенном на рис. 2. Контакты предполагаются омическими; для простоты будем считать сопротивления левого и правого контактов одинаковыми.

Зафиксируем выходное напряжение источника питания (в процессе проведения измерений оно должно оставаться постоянным). Тогда для тока через образец в отсутствие засветки будет справедливо соотношение

$$I_{\text{обр}} = \frac{U}{2R_{\text{к}} + R_{\text{обр}}}. \quad (1)$$

Если теперь приконтактные области образца засвечивать с помощью светодиодов, тогда в цепи появляется дополнительный фототок $I_{\text{ф}}$, связанный с возникновением дополнительных свободных носителей заряда. В этом случае полный ток, измеряемый включенным в цепь амперметром, будет равен сумме токов: $I = I_{\text{обр}} + I_{\text{ф}}$. Принимая во внимание соотношение (1) и учитывая, что $I_{\text{ф}}$ пропорционален току через светодиоды ($I_{\text{ф}} = kI_{\text{сд}}$, где k — некий коэффициент пропорциональности, $I_{\text{сд}}$ — ток через светодиоды), получим

$$I = kI_{\text{сд}} + \frac{U}{2R_{\text{к}} + R_{\text{обр}}}. \quad (2)$$

Предположим далее, что, освещая приконтактные области образца, мы уменьшили сопротивление контактов настолько, что стало выполняться условие $2R_{\text{к}} \ll R_{\text{обр}}$, тогда зависимость $I = f(I_{\text{сд}})$ будет стремиться к прямой линии (рис. 3, кривая 2) [15].

Пересечение этой прямой с осью ординат дает значение тока отсечки $I_{\text{отс}} = U/R_{\text{обр}}$ (см. формулу (2)),

а тангенс угла наклона — угловой коэффициент k . Зная U и $I_{\text{отс}}$, легко вычислить значение $R_{\text{обр}}$, а вслед за ним и значение сопротивления контактов:

$$2R_{\text{к}} = \frac{U}{I_0} - R_{\text{обр}}. \quad (3)$$

Методика проведения измерений

Процедура определения $R_{\text{обр}}$ и $2R_{\text{к}}$ состоит в следующем. Записывают так называемую люкс–амперную характеристику исследуемого образца — зависимость тока через образец (измеряют включенным в цепь амперметром) от тока через светодиоды (измеряется другим амперметром, не показанным на рис. 2): $I = f(I_{\text{сд}})$. Далее на кривой выбирают прямолинейный участок, соответствующий достаточно большому значению тока через светодиоды, который экстраполируют до пересечения с осью ординат (см. рис. 3); точка пересечения определяет $I_{\text{отс}}$.

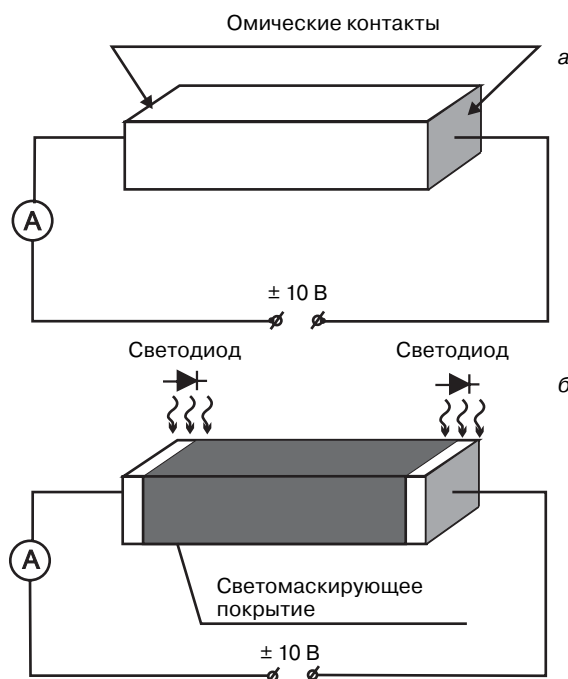


Рис. 1. Традиционная схема измерения сопротивления образца–двухполюсника (а) и схема измерения методом раздельного определения сопротивления (б)

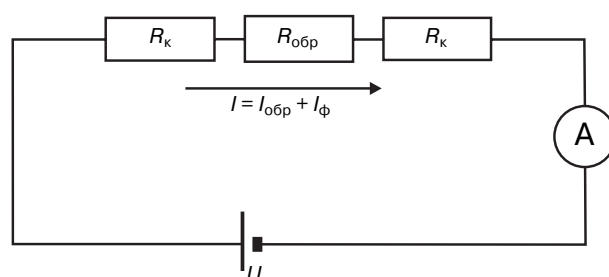


Рис. 2. Эквивалентная схема образца–двухполюсника, включенного в электрическую цепь: $R_{\text{к}}$ — сопротивление контакта; $R_{\text{обр}}$ — сопротивление собственно образца; U — напряжение источника; $I_{\text{обр}}$ — ток через образец в отсутствие засветки; $I_{\text{ф}}$ — добавочный фототок, вызванный засветкой

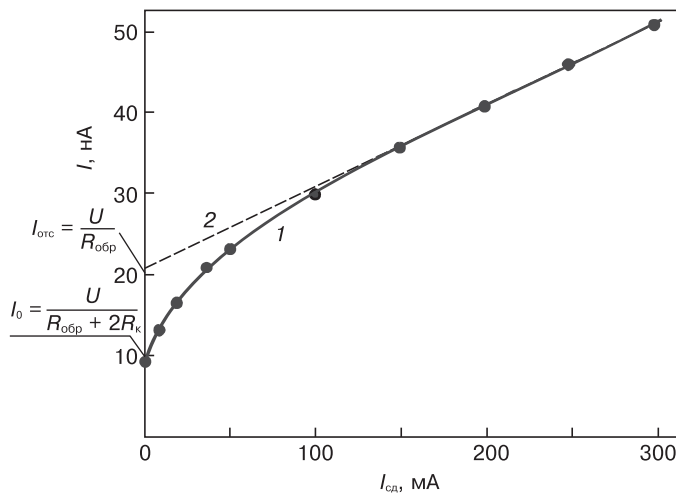


Рис. 3. Зависимость тока через образец от тока через светодиоды:
1 — экспериментальная кривая; 2 — аппроксимация прямой линией

Затем по известным значениям U и $I_{отс}$ вычисляют значение $R_{обр} = U/I_{отс}$. Точка пересечения кривой $I = f(I_{cd})$ с осью ординат, отвечающая нулевому значению тока через светодиоды, дает значение I_0 ; далее по известным значениям U , I_0 и $R_{обр}$ по формуле (3) вычисляют значение сопротивления контактов.

Отметим, что принципиальное значение имеет наличие на кривой $I = f(I_{cd})$ прямолинейного участка, причем, чем он длиннее, тем точнее будут определяться значения перечисленных параметров.

Описываемая методика опробована на квадратном образце полуизолирующего арсенида галлия n -типа электропроводности ($10 \times 10 \text{ мм}^2$). Индиевые контакты наносили с помощью пайки на лицевую грань образца по углам, а засвечивали области вблизи контактов, расположенных по диагонали (двухполосник). Вольт-амперные характеристики всех четырех контактов были линейными; напряжение питания составляло 10 В. В качестве источников монохроматического излучения использовали светодиоды марки EDEF-1LS3 (длина волны излучения в максимуме — 740 нм).

Из полученных данных следует, что сопротивление объема образца составляет $R_{обр} = 5,35 \times 10^8 \text{ Ом}$; а суммарное сопротивление контактов — $2R_k = 5,55 \cdot 10^8 \text{ Ом}$. В данном случае суммарное переходное сопротивление контактов оказалось близким к сопротивлению объема образца.

На этом же образце были выполнены измерения по методу Ван-дер-Пау в отсутствие засветки приконтактных областей и определено значение «темнового» удельного сопротивления ($5,9 \cdot 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$).

Целесообразно было бы провести сравнение данных, полученных разными методами. Следует, однако, иметь в виду, что в методе Ван-дер-Пау определяется не сопротивление образца, как таковое, а его удельное сопротивление. При этом остается неясным, как именно по известному значению удельного сопротивления вычислить сопротивление ква-

дратного образца в случае, когда контакты нанесены не по углам, а на лицевую грань образца. Кроме того, не понятно, какую роль в методе Ван-дер-Пау играют контакты, так как сопротивление их не известно и может быть очень большим (см. выше).

Следовательно, такое сравнение провести не удастся: в методе Ван-дер-Пау и в методике, предложенной авторами, определяются значения разных физических величин, так что данный вопрос представляет собой предмет самостоятельного исследования.

Заключение

Предложен метод раздельного определения сопротивления образца-двухполосника и контактов к образцу, основанный на засветке приконтактных областей образца монохроматическим излучением регулируемой интенсивности с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны исследуемого материала. Метод применим к образцам высокоомных полупроводниковых материалов.

Метод опробован на образце полуизолирующего арсенида галлия. Показано, что суммарное сопротивление двух контактов приблизительно равно сопротивлению объема образца.

Провести сравнение полученных данных с результатами гальваномантных измерений по методу Ван-дер-Пау не представляется возможным, поскольку измеряются значения разных физических величин: сопротивления и удельного сопротивления.

Библиографический список

1. Jaeger, H. Transition resistances of ohmic contacts to p -type CdTe and their time-dependent variation / H. Jaeger, E. Seipp // J. Electron. Mater. — 1981. — V. 10, N 3. — P. 605—618.
2. Brinkman, A. W. Contacts to Cd/Zn/Te/Se compounds / A. W. Brinkman // Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds. — London (UK) : INSPEC, 1994. — P. 575—581.
3. Brun, D. Low resistance ohmic contact on n -CdTe / D. Brun, B. Daudin, E. Ligeon // Appl. Phys. Lett. — 1994. — V. 65, N 4. — P. 475—477.
4. Klevkov, Yu. V. Vliyaniye passivatsii poverhnosti p -CdTe v $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ na vol't-ampernye harakteristiki kontaktov / Yu. V. Klevkov, S. A. Kolosov, A. F. Plotnikov // Fizika i tehnika poluprovodnikov. — 2006. — T. 40, Iss. 9. — P. 1074—1078.
5. Blank, T. V. Mehanizm protokaniya toka v omicheskikh kontaktah metall—poluprovodnik / T. V. Blank, Yu. A. Gol'dberg // Ibid. — 2007. — T. 41, Iss. 11. — P. 1281—1308.
6. Kovalev, A. N. Sovremennyye metody usovershenstvovaniya polevyh AlGaIn/GaN-geterotranzistorov / A. N. Kovalev // Izv. vuzov. Materialy elektron. tekhniki. — 2007. — N 2. — P. 4—17.
7. Vikulin, I. M. Fizika poluprovodnikovyyh priborov / I. M. Vikulin, V. I. Stafeev. — M. : Sovetskoe radio, 1980. — P. 22.
8. Stafeev, V. I. Termoelektricheskie i drugie yavleniya v strukturnah s neravnovesnymi nositelyami zaryada i nanochasticami / V. I. Stafeev // Fizika i tehnika poluprovodnikov. — 2009. T. 43, Iss. 5. — P. 636—639.
9. Ruzin, A. Simulation of Schottky and ohmic contacts on CdTe / A. Ruzin // J. Appl. Phys. — 2011. — V. 109, Iss. 1. — P. 014509.
10. Mahnii, V. P. Poluizoliruyushie sloi tellurida kadmiya / V. P. Mahnii // Zhurnal tehn. fiziki. — 2005. T. 75, Iss. 11. — P. 122—123.
11. Kosyachenko, L. A. Osobennosti mehanizma elektroprovodnosti poluizoliruyushih monokristallov CdTe / L. A. Kosyachenko, O. L. Maslyanchuk, S. V. Mel'nichuk, V. M. Sklyarchuk, O. V. Skl-

yarchuk, T. Aoki // Fizika i tehnika poluprovodnikov. – 2010. – T. 44, Iss. 6. – P. 729–734.

12. **Belyaev, A. P.** Vliyanie metoda sinteza na svoistva plenok tellurida kadmiya, sintezirovannykh v rezko neravnesnykh usloviyakh / A. P. Belyaev, V. P. Rubec, V. V. Antipov, E. O. Eremina // Ibid. – 2010. T. 44, Iss. 7. – P. 978–980.

13. **Kosyachenko, L. A.** Self-compensation limited conductivity in semi-insulating indium-doped $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ crystals / L. A. Kosyachenko, S. V. Melnychuk, O. L. Maslyanchuk, V. M. Sklyarchuk, O. F. Sklyarchuk, M. Fiederle, C. P. Lambropoulos // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 112. – P. 013705.

14. **Kolosov, S. A.** Povedenie Bi v reshetke CdTe i effekt kompensatsii v CdTe : Bi / S. A. Kolosov, V. S. Krivobok, Yu. V. Klevkov, A. F. Adiyatullin // Fizika i tehnika poluprovodnikov. – 2013. – T. 47, Iss. 4. – P. 538–545.

15. **Golubyatnikov, V. A.** Fotoemissiya svobodnykh nositelei zaryada v vysokomnyi poluprovodnik pri osveshenii omicheskikh kontaktov / V. A. Golubyatnikov, A. G. Belov, F. I. Grigor'ev, A. P. Lysenko, N. I. Strogankova, M. B. Shadov // Materialy XX yubileinoi nauchno-tehn. konf. «Vakuumnaya nauka i tehnika». – M., 2013. – P. 220–222; 358.

CONTENTS AND ABSTRACTS

MATERIALS SCIENCE AND TECHNOLOGY. SEMICONDUCTORS

N.I. Kargin¹, A.O. Sultanov¹, A.V. Bondarenko², V.P. Bondarenko², S.V. Redko² and A.S. Ionov³,
¹National Research Nuclear University MEPhI, ²Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, ³OJSC «OKB-Planeta»

Formation and Structure of Mesoporous Silicon4

This article presents research results on the formation kinetics and structure of mesoporous silicon layers synthesized by electrochemical anodic treatment in an electrolyte based on a 12 % aqueous solution of hydrofluoric acid. The electrolyte consisted only of deionized water and hydrofluoric acid and contained no organic additives thus avoiding carbon contamination of the porous silicon during anodic treatment. Another distinguishing feature of the work is that all the experiments were conducted for whole silicon wafers 100 mm in diameter rather than for small size samples often used to save silicon. The initial substrates were single crystal silicon wafers brand IES –0,01 cut from Czochralski grown ingots. The thickness of the porous silicon layers, its growth rate and the bulk porosity of porous silicon were estimated as functions of anodic current density and anodic treatment time. The structure of the porous silicon layers and the size and the density of the pore channels investigated using SEM. We found optimum treatment modes allowing one to obtain homogeneous porous silicon layers for subsequent use as buffer layers for epitaxy.

Key words: porous silicon, buffer layer, electrochemical anodic treatment, current density, porosity.

M.N. Drozdov, N.V. Latuchina*, M.V. Stepikhova, V.A. Pokoeva* and M.A. Surin*, Institute for Physics of Microstructures RAS, *Samara State University

Oxygen and Erbium Distribution in Diffusion Doped Silicon.....9

The composition of diffusion silicon layers doped by rare earth erbium was investigated. The diffusion source was an erbium oxide layer on the surface of the test silicon wafer. The erbium and oxygen distribution profile in silicon was measured by SIMS. The concentration of electrically active erbium impurity in the diffusion layers on silicon was determined by measuring the surface resistance and carrier mobility during consecutive etching of layers. The erbium diffusion coefficient at 1240 °C was estimated to be $4.8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. A model of erbium and oxygen simultaneous diffusion was suggested. The model takes into account the association of erbium and oxygen into complexes. The results of numerical simulation and experimental data are in a good agreement for the near-surface region of the diffusion layer.

Key words: diffusion doping, oxygen, erbium, oxide films, secondary ion mass spectroscopy.

V.S. Ezhlov, A.G. Milvidskaya, E.V. Molodtsova and M.V. Mezhenyay*, JSC Giredmet, *JSC Optron

Structural Studies of Large [100]-Oriented Czochralski Grown GaSb Single Crystals 13

The properties of Czochralski grown [100] undoped GaSb crystals with diameters > 60 mm have been studied. We found that the dislocation density reduction in large undoped crystals can be achieved both by the well known technological approaches and by isovalent impurity (indium) doping. We show that the introduction of two additional annealing stages, one being close to the moment the crystal reaches the target diameter (the length of this stage is 1 hour, the temperature being close to the melting point) and the other being 3 h long post-growth annealing at 650 °C, reduces the dislocation density in ~60 mm diameter crystals to $(3-5) \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$. We found that dislocations in large GaSb crystals form in two distinct temperature ranges as evidenced by the difference in the morphology of the dislocation traces. The dislocation critical stresses were identified in the 420–690 °C temperature range. It is demonstrated that isovalent doping (In, concentration in the range $(2-4) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ leads to a significant increase in dislocation critical stresses and, accordingly, to a drastic decrease in the average dislocation density to $(4-5) \cdot 10^2 \text{ cm}^{-2}$. This opens new prospects for obtaining large low dislocation density GaSb crystals.

Key words: gallium antimonide, single crystal, Czochralski method, defects, dislocation density, doping.

A.G. Belov, V.A. Golubyatnikov*, F.I. Grigor'ev*, A.P. Lysenko*, N.I. Strogankova* and M.B. Shadov, Joint Stock Company «Giredmet», *National Research University Higher School of Economics

The Influence of Illumination upon Electrophysical Parameters of CdTe Sample Contacts..... 18

Voltage-current characteristics (VIC's) were investigated and electric resistivity and Hall coefficient measurements of high-ohmic cadmium telluride samples were made at room temperature. The samples were cut from ingots grown by traveling heater method and doped with chlorine ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in load). Indium and gold were used as contact materials.

Galvanomagnetic measurements were made at square-form samples using the Van der Pau method in magnetic fields $B \leq 1.5 \text{ Tl}$. The near-contact regions were illuminated by white light of variable intensity; the VIC's were investigated also. In addition, the VIC's were investigated when the sample was illuminated by monochromatic 480 nm light through gold-covered sides of the sample.

The experiments showed that illumination of the near-contact region leads to a considerable decrease of sample resistance (by 2–3 orders of magnitude). The VIC's had linear shapes and in most cases came through the origin of coordinates. With an increase in the light intensity the angle between the X-axis and the VIC straight line increased.