

**Определение концентрации свободных электронов
в *n*-InSb по спектрам отражения в дальней инфракрасной
области с учетом плазмон-фононного взаимодействия**

И.М. Белова¹, А.Г. Белов², В.Е. Каневский², А.П.Лысенко³

¹*Московский технологический университет, г. Москва, Россия*

²*АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», г. Москва, Россия*

³*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», г. Москва, Россия*

aplysenko@hse.ru

Бесконтактный неразрушающий метод дает возможность определять концентрацию свободных электронов в образцах антимонида индия InSb по спектрам отражения в дальней инфракрасной области, снятым при комнатной температуре.

Разработана компьютерная программа, которая с помощью соотношений Крамерса – Кронига находит значение характеристического волнового числа. Построенная расчетная градуировочная зависимость позволяет по известному значению характеристического волнового числа определить значение концентрации электронов. Показано, что данная зависимость описывается кубическим полиномом. При проведении расчетов учтена зависимость эффективной массы электронов от энергии. Установлено, что при определении концентрации электронов необходимо учитывать плазмон-фононное взаимодействие, в частности для значений $N \leq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Проведена оценка систематической погрешности определения N , которая появляется, если не принимать во внимание плазмон-фононное взаимодействие.

Разработанное программное обеспечение позволяет по экспериментально измеренным спектрам отражения вычислять значения концентрации электронов N , хранить и обрабатывать полученные результаты. Программа опробована на примере спектра отражения образца сильнолегированного *n*-InSb.

Ключевые слова: спектр отражения; плазмон-фононное взаимодействие; антимонид индия; концентрация свободных электронов.

Для цитирования: Белова И.М., Белов А.Г., Каневский В.Е., Лысенко А.П. Определение концентрации свободных электронов в *n*-InSb по спектрам отражения в дальней инфракрасной области с учетом плазмон-фононного взаимодействия // Изв. вузов. Электроника. – 2017. – Т.22. – №3. – С. 201–210.

Determination of Free Electron Concentration in *n*-InSb by Far Infrared Reflection Spectra with Account of Plasma-Phonon Coupling

I.M. Belova¹, A.G. Belov², V.E. Kanevsky², A.P. Lysenko³

¹*Moscow Technological University, Moscow, Russia*

²*State Scientific Center of Russian Federation Stock Company State Scientific Research and Design Institute of Rare Metal Industry «GIREDMET», Moscow, Russia*

³*National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia*

aplysenko@hse.ru

The contactless non-destructive method makes possible the determination of the concentration of free electrons in the indium antimonide samples by room temperature far infrared reflection spectra. The computer program, giving the possibility to determine the wave number characteristic values with the help of the Kramers-Kronig relations, has been developed. The rated calibrated dependence for the electron concentration determination by the wave number characteristic value has been calculated. It has been shown that this dependence is described by cubic polynomial. While calculating the dependence of the electron effective mass on the energy has been taken into account. It has been determined that in defining the electrons concentration it is necessary to take into account the plasmon-phonon interaction, especially for $N \leq 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ values. The estimation of the systematic error of defining N , which appears, if Plasmon-phonon coupling is neglected, has been executed.

The developed software program permits by the experimentally measured reflection spectra to calculate the values of the N electron concentration, to store and process the obtained results. The program has been tested on an example of the sample reflection spectrum of heavily doped *n*-InSb.

Keywords: reflection spectrum; plasmon-phonon coupling; indium antimonide; free electron concentration.

For citation: Belova I.M., Belov A.G., Kanevsky V.E., Lysenko A.P. Determination of Free Electron Concentration in *n*-InSb by Far Infrared Reflection Spectra with Account of Plasma-Phonon Coupling // Proc. of universities. Electronics. – 2017. – Vol.22. – №3. – P. 201–210.

Введение. Одним из важнейших параметров любого полупроводникового материала является концентрация свободных носителей заряда. Для ее нахождения обычно используют гальваномагнитные измерения, в первую очередь эффект Холла в традиционной шестиконтактной геометрии либо с применением четырехконтактного способа измерения (метод ван дер Пау). Принципиальная особенность всех этих методов заключается в необходимости нанесения на образец омических контактов, что, во-первых, в ряде случаев является сложной технической задачей, а во-вторых, предполагает воздействие на образец (например, локальный разогрев приконтактной области).

Оптические методы в отличие от электрических не требуют нанесения контактов и не разрушают образец в процессе проведения измерений. Также оптическими методами

пользуются при определении концентрации свободных носителей заряда в эпитаксиальных слоях, выращенных на низкоомных подложках.

Определение концентрации свободных носителей заряда по спектрам плазменного отражения – способ давно известный и широко применяемый [1–5]. Сначала записывается спектральная зависимость коэффициента отражения, имеющая явно выраженный минимум (обусловлен плазменным резонансом). Далее определяется плазменная частота, по которой и вычисляется значение концентрации свободных носителей заряда. Для сильнолегированных монополярных полупроводников этот метод может быть использован напрямую.

Процесс усложняется, если объектом исследования является образец полупроводникового материала с заметной долей ионной связи (*InSb*, $Cd_xHg_{1-x}Te$, *PbTe*, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и др.). В таких материалах имеются продольные (*LO*) и поперечные (*TO*) оптические фононы, частоты которых определяются свойствами кристаллической решетки вещества, и плазмоны, частота которых напрямую зависит от концентрации свободных носителей заряда. Если частоты плазмона ω_p и *LO*-фонона ω_{LO} оказываются близкими, то необходимо учитывать плазмон-фононное взаимодействие [6–10]. В этом случае вместо ранее раздельно существовавших плазмона и продольного оптического фонона возникают смешанные продольные плазмон-фононные моды с частотами ω_+ («плазмонподобная» мода) и ω_- («фононоподобная» мода). Им соответствуют характерные минимумы на спектре отражения в дальней инфракрасной области. Процедура определения концентрации свободных носителей заряда в этом случае усложняется. Сначала по спектру отражения определяется одна из характеристических частот смешанных плазмон-фононных мод (в зависимости от возможностей спектрального прибора), по ней находится плазменная частота и только потом вычисляется концентрация свободных носителей заряда.

Однако вопрос определения характеристической частоты по экспериментально измеренным спектрам отражения остается открытым. Можно, например, варьируя ряд параметров, подогнать расчетную зависимость под экспериментальную и тем самым определить характеристическую частоту. Такая процедура является громоздкой и не всегда дает желаемый результат. Можно построить зависимость $f_1(\omega) = \text{Im}(-1/\epsilon)$, по максимуму которой определить значение искомой частоты [11]. В работах [12, 13] утверждается, что в случае, когда спектр отражения обусловлен кристаллической решеткой, частоту поперечного фонона можно определить по максимуму зависимости $f_2 = \text{Im}(\epsilon)$, а частоту продольного фонона – по максимуму зависимости $f_1 = \text{Im}(-1/\epsilon)$. Однако это неверно: частота *TO*-фонона определяется по максимуму зависимости $\omega \cdot \text{Im}(\epsilon)$, а частота *LO*-фонона – по максимуму зависимости $\omega \cdot \text{Im}(-1/\epsilon)$. Это можно показать аналитически простым дифференцированием этих функций и приравниванием производной к нулю. Иначе говоря, необходимо умножить функции f_1 и f_2 на частоту, что сдвигает положения максимумов кривых. Насколько велик этот сдвиг, надо оценивать в каждом конкретном случае.

Аналитически можно показать, что, когда спектр отражения обусловлен только свободными носителями заряда (плазменное отражение), максимум зависимости $\omega \cdot \text{Im}(-1/\epsilon)$ строго соответствует характеристической частоте продольного колебания, т.е. частоте плазмона. Однако при наличии плазмон-фононного взаимодействия не доказано, что максимумы этой зависимости будут соответствовать частотам смешанных плазмон-фононных мод. Примем данное предположение за рабочую гипотезу.

На примере высокоомных образцов твердых растворов $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ в работе [12] показано, что в случае чисто решеточного отражения (полоса «остаточных лучей») точки перегиба спектральной зависимости коэффициента отражения с хорошей степенью точности совпадают с частотами TO - и LO -фононов. Точки перегиба определяются как середины прямолинейных участков соответствующих областей спектра. Как будет при плазмон-фононном взаимодействии не известно.

Цель настоящей работы – разработка алгоритма, позволяющего определять концентрацию свободных электронов N в сильнолегированном антимониде индия InSb по характеристическим точкам на спектре отражения в дальней инфракрасной области. Ставится задача учесть плазмон-фононное взаимодействие в данном материале, а также оценить систематическую погрешность определения N , возникающую в случае пренебрежения плазмон-фононным взаимодействием. В работе используются данные [12] для интерпретации экспериментальных результатов. Разработанная методика опробована на примере образца сильнолегированного антимонида индия n -типа электропроводности.

Расчет частот смешанных плазмон-фононных мод. Рассмотрим монополярный полупроводник, например n -типа электропроводности. Известно, что, определив плазменную частоту ω_p , можно вычислить концентрацию свободных носителей заряда N (в рассматриваемом случае электронов), если известна их эффективная масса m^* :

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{\epsilon_\infty m^*}, \quad (1)$$

где ϵ_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость; e – заряд электрона.

Если эффективная масса носителя заряда от энергии не зависит (например, у широкозонных полупроводников типа GaP), то для данного полупроводника значение ω_p определяется только концентрацией N . Для узкозонных полупроводников ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, где $x \approx 0,2$; InSb) необходимо учитывать зависимость эффективной массы от энергии согласно модели Кейна [14], тогда процедура определения концентрации электронов заметно усложняется.

Известно, что при приближении частоты излучения к частоте плазмона ω_p диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$ стремится к нулю. При этом в полупроводнике могут существовать только продольные коллективные колебания системы свободных носителей заряда, когда все они движутся синхронно (плазменный резонанс). Соответственно, на спектре отражения $R(\omega)$ появляется характерный минимум, острота и глубина которого определяются затуханием плазмонов. Частота, отвечающая минимуму на спектре отражения ω_{\min} , не совпадает с плазменной частотой, которая всегда сдвинута относительно ω_{\min} в сторону меньших значений. Этот сдвиг будет тем больше, чем сильнее затухание плазмонов. Определив из спектральной зависимости коэффициента отражения значение ω_p , можно вычислить N , используя формулу (1). Проблема состоит в том, как находить плазменную частоту, когда не ясно, какой именно точке спектра она соответствует.

Рассмотрим полупроводник с заметной долей ионной связи (InSb , GaP , $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$). В таком полупроводнике присутствуют LO - и TO -фононы, которые определяют оптические свойства материала в дальней ИК-области спектра. Так, например, в спектральном интервале $\omega_{TO} \leq \omega \leq \omega_{LO}$ наблюдается область сильного отражения ($R \approx 1$), обусловленная взаимодействием излучения с кристаллической решеткой вещества (полоса «остаточных лучей»). Частоты LO - и TO -фононов связаны между собой соотношением Лиддейна – Сакса – Теллера:

$$\left(\frac{\omega_{LO}}{\omega_{TO}}\right)^2 = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty},$$

где ε_0 – статическая диэлектрическая проницаемость.

Если частоты плазмонов и *LO*-фононов далеки друг от друга, то продольные колебания существуют независимо. На спектре отражения будут присутствовать два минимума, отвечающие соответственно плазменным колебаниям и продольным оптическим фононам. Частоты фононов ω_{LO} и ω_{TO} определяются свойствами кристаллической решетки и почти не зависят от технологических режимов получения материала. Наоборот, плазменная частота определяется в первую очередь концентрацией свободных носителей заряда, которой можно легко управлять, например, легированием. Изменяя значение N , можно добиться выполнения условия $\omega_p \approx \omega_{LO}$, и тогда вместо ранее существовавших независимых плазмонов и *LO*-фононов возникнут смешанные плазмон-фононные моды, частоты ω_+ и ω_- которых можно определить, приравняв к нулю выражение для диэлектрической проницаемости. Если пренебречь затуханием плазмонов и фононов, то диэлектрическая проницаемость будет действительной функцией частоты:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right] + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{LO}} \right)^2 \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} \right]^{-1} = 0.$$

Здесь первое слагаемое описывает вклад от плазмонов, а второе – от продольных оптических фононов. Как и в случае плазменных колебаний, диэлектрическая проницаемость обращается в нуль, но только теперь это происходит на частотах ω_\pm , отвечающих смешанным плазмон-фононным модам. В итоге имеем

$$\omega_\pm^2 = \frac{1}{2} \left[(\omega_p^2 + \omega_{LO}^2) \pm \sqrt{(\omega_p^2 + \omega_{LO}^2)^2 - 4 \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0} \omega_{LO}^2 \omega_p^2} \right]. \quad (2)$$

Следовательно, на спектре отражения будут присутствовать два характерных минимума, отвечающих смешанным плазмон-фононным модам: высокочастотная мода ω_+ и низкочастотная мода ω_- . Для определения концентрации свободных носителей заряда может использоваться любая из них. Все будет определяться возможностями используемого спектрального прибора.

В реальности параметры, характеризующие затухание плазмонов и фононов, всегда отличны от нуля. Соответственно, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ представляет собой комплексную функцию частоты, мнимая часть которой характеризует поглощение излучения в материале.

Рассмотрим случай сильнолегированного *n-InSb*, когда для определения концентрации свободных электронов используется мода ω_+ . Последовательность действий такова: по спектральной зависимости коэффициента отражения находится частота ω_+ , по ней – плазменная частота ω_p , после чего вычисляется значение N с применением формулы (1) и с учетом зависимости эффективной массы от концентрации электронов согласно модели Кейна [14].

Для расчета плазменной частоты применяется следующий алгоритм. Задаются значения приведенного уровня Ферми $\eta = E_F/kT$ (отсчитывается вверх от дна зоны проводимости) и параметра $\beta = kT/E_g$, где $k = 8,625 \cdot 10^{-5}$ эВ/К – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника. Далее

вычисляются значения концентрации электронов N (см^{-3}) и их эффективной массы m^* с использованием двухпараметрических интегралов Ферми:

$$N = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \cdot \frac{(kTE_g)^{3/2}}{P_{CV}^3} \cdot {}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta),$$

$$m^* = \frac{3\eta^2 E_g}{4P_{CV}^3} \cdot \frac{{}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta)}{{}^0L_{-1}^{3/2}(\eta, \beta)}.$$

Здесь $\eta = 6,6 \cdot 10^{-16}$ эВ·с – приведенная постоянная Планка; P_{CV} – матричный элемент взаимодействия валентной зоны и зоны проводимости (зонный параметр Кейна); ${}^mL_k^n(\eta, \beta)$ – двухпараметрические интегралы Ферми

$${}^mL_k^n(\eta, \beta) = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \frac{x^m (x + \beta x^2)^n}{(1 + 2\beta x)^k} dx,$$

где $f_0(x, \eta) = [1 + \exp(x - \eta)]^{-1}$.

После этого вычисляется значение ω_p по формуле (1), а затем – значение частоты смешанной плазмон-фононной моды ω_+ по формуле (2). Далее задается другое значение $\eta = E_F/kT$ и проводятся аналогичные расчеты и т.д. В результате получаем расчетную градуировочную зависимость, позволяющую по известному значению ω_+ находить значение концентрации электронов.

При расчетах для n -InSb при $T = 295$ К использовались следующие значения параметров: $E_g = 0,170$ эВ [15]; $\beta = 0,149$; $\omega_{LO} = 3,73 \cdot 10^{13}$ с^{-1} ($\nu_{LO} = 197,2$ см^{-1}) [16]; $P_{CV} = 8,7$ эВ·см [16]; $\epsilon_0 = 17,64$; $\epsilon_\infty = 15,75$ [17]; $\eta = 0; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9$. Для удобства сравнения с экспериментом вместо круговой частоты ω использовалось соответствующее значение волнового числа: $\nu = \frac{\omega}{2\pi c}$ [см^{-1}], где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с – скорость света в вакууме.

На рис.1 приведены расчетные зависимости концентрации электронов от характеристического волнового числа для случаев, когда плазмон-фононное взаимодействие не учитывается и когда оно принимается во внимание. Из рис.1 видно, что в области волновых чисел $\nu \geq 300$ см^{-1} обе зависимости практически совпадают. Различие между ними становится заметным, когда значение волнового

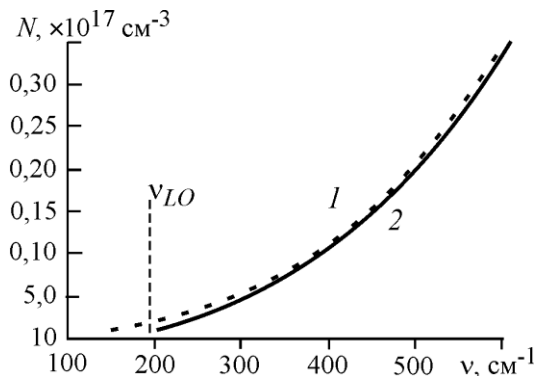


Рис.1. Расчетные зависимости концентрации электронов в InSb при $T = 295$ К от характеристического волнового числа: 1 – без учета плазмон-фононного взаимодействия; 2 – с учетом плазмон-фононного взаимодействия

числа ν_{LO} , отвечающего частоте продольного оптического фонона, приближается к 197 см^{-1} . В этом случае плазмон-фононное взаимодействие необходимо учитывать. Так, например, для $N \approx 1 \cdot 10^{17}$ см^{-3} имеем $\nu_p \approx 152$ см^{-1} , тогда как $\nu_+ \approx 210$ см^{-1} , т.е. наблюдается существенное различие. Соответственно, систематическая относительная погрешность определения N может достигать ± 30 %.

Расчетная зависимость концентрации электронов, учитывающая плазмон-фононное взаимодействие (см. рис.1, кривая 2), хорошо описывается полиномом третьей степени:

$$N(v_+) = 1,90 \cdot 10^{10} (v_+)^3 - 6,90 \cdot 10^{12} (v_+)^2 + 3,54 \cdot 10^{15} (v_+) - 5,06 \cdot 10^{17}. \quad (3)$$

Для нахождения характеристического волнового числа v_+ выполняются следующие операции:

- 1) по экспериментальному спектру отражения $R(v)$ с помощью соотношений Крамера – Кронига строится зависимость $v \cdot \text{Im}(-1/\varepsilon) = f_1(v)$;
- 2) определяется волновое число v_+ , отвечающее максимуму этой зависимости;
- 3) с помощью градуировочной зависимости $N(v_+)$ по формуле (3) вычисляется значение концентрации электронов.

Разработка программного обеспечения. Для создания программного комплекса использовалась кросс-платформенная среда разработки Qt. Данная среда является ведущим фреймворком, использующим C++ для создания пользовательских интерфейсов и программного обеспечения, и который выбрали более 500 тыс. разработчиков по всему миру. Qt дает возможность создавать программное обеспечение как минимум для 14 различных платформ с одним исходным кодом и встроенной поддержкой облачных сервисов в Qt Cloud Services, а также эргономичные кросс-платформенные приложения и предоставляет инструментарий корпоративного уровня, техническую поддержку и сервисы, необходимые для решения поставленных задач.

Разработанный программный комплекс позволяет загружать необходимые данные для проведения расчетов, проводить сами расчеты, сохранять данные и результаты расчетов в базе данных или файлах, строить графики, показывающие результаты расчетов или входные данные. Пользователь может вводить исходные данные для создания нового эксперимента или загрузить уже полученные результаты из базы данных, проводить необходимые расчеты и просматривать полученные результаты в виде таблицы или графика. В программном комплексе реализована программа, позволяющая проводить интерполяцию по методу Акивы. Использование интерполяции позволяет находить коэффициенты поглощения и получать мнимую и действительную части диэлектрической проницаемости с помощью соотношения Крамера – Кронига с большей точностью. Разработана программа для расчета частот плазмон-фононных мод.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Рассмотрим подробнее процедуру определения концентрации свободных электронов по предлагаемой методике на примере сильнолегированного образца *n*-InSb при $T = 295$ К. На рис.2 приведены экспериментальная зависимость коэффициента отражения от волнового числа $R(v)$ и рассчитанная с применением соотношений Крамера – Кронига зависимость $f_1(v) = \text{Im}(-1/\varepsilon)$. По оси ординат отложены значения коэффициента отражения и уменьшенные в два раза (для удобства сравнения) значения функции $f_1(v) = \text{Im}(-1/\varepsilon)$.

Строго говоря, значения функции $f_1(v) = \text{Im}(-1/\varepsilon)$ следует умножить на значения волнового числа v . Однако если сделать это, то окажется, что максимум будет соот-

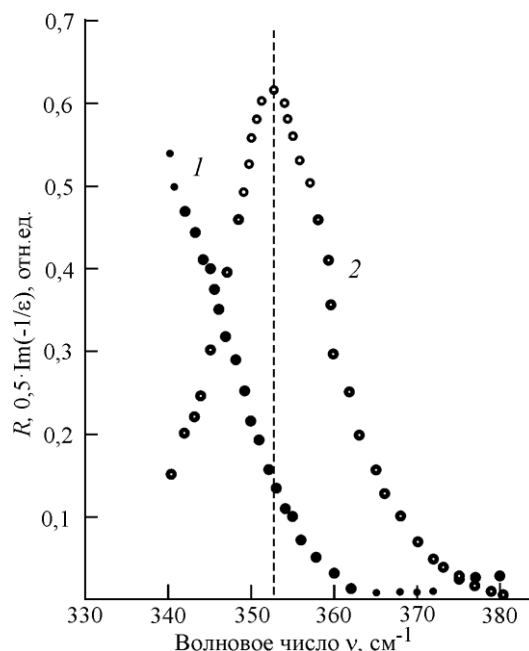


Рис.2. Спектр отражения образца *n*-InSb при $T = 295$ К (кривая 1) и рассчитанная по нему зависимость $f_1(v) = \text{Im}(-1/\varepsilon)$ (кривая 2) (вертикальная штриховая линия — значение характеристического волнового числа v_+)

ветствовать одному и тому же волновому числу $\nu_+ = (351 \pm 1) \text{ см}^{-1}$, т.е. в пределах разрешения прибора (1 см^{-1}) никакого различия не наблюдается.

Чтобы воспользоваться графическим методом определения характеристических частот, изложенным в работе [12], необходимо было найти точку перегиба кривой $R(\nu)$. Для этого надо дважды продифференцировать экспериментальную зависимость и приравнять вторую производную нулю (для этого разработана специальная компьютерная программа). В результате оказалось, что для конкретной зависимости $R(\nu)$ существует не одно, а несколько (4-5) значений волновых чисел, при которых вторая производная $d^2R/d\nu^2$ обращается в нуль. Иначе говоря, если участок кривой 1 слева от минимума близок к прямолинейному (см. рис. 2), то вторая производная $d^2R/d\nu^2$ может проходить через нуль несколько раз. Это обусловлено разбросом значений $R(\nu)$ по оси ординат, т.е. погрешностью эксперимента.

Таким образом, использовать точку перегиба в качестве «опорной» [12] нельзя. Необходимо находить характеристическое значение волнового числа ν_+ по максимуму зависимости $\text{Im}(-1/\varepsilon)$.

Как видно из рис.2, для рассматриваемого образца $\nu_+ = (351 \pm 1) \text{ см}^{-1}$. Подставив это значение в формулу (3), получим для концентрации электронов значение $N = (7,08 \pm 0,02) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Поскольку случайная относительная погрешность определения ν_+ мала (в рассматриваемом случае она не превышает $\pm 0,3 \%$), точность определения концентрации электронов оказывается высокой.

Необходимо отметить, однако, что полученное значение концентрации электронов относится к узкому приповерхностному слою исследуемого образца и может отличаться от «объемного», например, из-за структурных искажений приповерхностного слоя, обусловленных механической обработкой образцов [3]. Каково это отличие и насколько оно критично применительно к данному материалу – это в каждом конкретном случае должно быть предметом самостоятельного исследования. Вместе с тем рассматриваемый метод позволяет определять концентрацию свободных носителей заряда в эпитаксиальных слоях, выращенных на низкоомных подложках, где традиционные холловские методы не пригодны.

Заключение. Предложенный бесконтактный неразрушающий метод позволяет определять концентрацию свободных электронов в сильнолегированном антимониде индия по характеристическим точкам на спектре отражения в дальней ИК-области. Построенная расчетная градуировочная зависимость дает возможность вычислять концентрацию электронов по полученным значениям характеристических волновых чисел и учитывает взаимодействие плазмонов с продольными оптическими фононами. Эта зависимость описывается кубическим полиномом. Пренебрежение плазмон-фононным взаимодействием приводит к систематической погрешности при определении концентрации свободных электронов, которая может достигать $\pm 30\%$ при $N \leq 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Разработанная компьютерная программа в автоматическом режиме обрабатывает экспериментальные спектры отражения и вычисляет значения оптических параметров исследуемого образца.

Авторы выражают благодарность сотрудникам АО «Гиредмет» Е.В. Молодцовой за предоставление образцов и Н.В. Пашковой за проведение оптических измерений.

Литература

1. Галкин Г.Н., Блинов Л.М., Вавилов В.С., Соломатин А.Г. Плазменный резонанс на неравновесных носителях в полупроводниках // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – Т. 7. – №3. – С.93–96.
2. Белогорохов А.И., Белов А.Г., Петрович П.Л., Раиевская Е.П. Определение концентрации свободных носителей заряда в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с учетом затухания плазменных колебаний // Оптика и спектроскопия. – 1987. – Т. 63. – № 6. – С. 1293–1296.

3. **Белогорохов А.И., Белогорохова Л.И., Белов А.Г., Раишевская Е.П.** Плазменный резонанс свободных носителей заряда и оценка некоторых параметров зонной структуры материала $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Физика и техника полупроводников. – 1991. – Т. 25. – № 7. – С. 1196–1203.
4. **Шаров М.К.** Плазменный резонанс в твердых растворах $Pb_{1-x}Ag_xTe$ // Физика и техника полупроводников. – 2014. – Т. 48. – №3. – С. 315–317.
5. **Роках А.Г., Шишкин М.И., Скапцов А.А., Пузыня В.А.** О возможности плазменного резонанса в пленках $CdS-PbS$ в средней инфракрасной области спектра // Прикладная физика. – 2014. – №5. – С. 58–60.
6. **Varga B.B.** Coupling of plasmons to polar phonons in degenerate semiconductors // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 137. – N. 6. – P. A1896–A1901.
7. **Singwi K.S., Tosi M.P.** Interaction of plasmons and optical phonons in degenerate semiconductors // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 147. – N. 2. – P. 658–662.
8. Исследование фонон-плазмонного взаимодействия в туннельных сверхрешетках GaAs/AlA / **В.А. Володин, М.Д. Ефремов, В.В. Преображенский и др.** // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 71. – № 11. – С. 698–704.
9. **Степанов Н.П., Грабов В.М.** Оптические свойства кристаллов висмут-сурьма, обусловленные электрон-плазмонным и плазмон-фононным взаимодействием // Изв. РГПУ им. Герцена. – 2004. – Т 4. – № 8. – С.52–64.
10. Определение концентрации свободных носителей заряда в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ по спектрам отражения в дальней инфракрасной области / **А.Г. Белов, И.А. Денисов, В.Е. Каневский и др.** // Изв. вузов. Электроника. – 2016. – Т. 21. – № 3. – С. 270–278.
11. **Ю П., Кардона М.** Основы физики полупроводников: пер.с англ. – М.: Физматлит, 2002. – 560 с.
12. **Виноградов Е.А., Водопьянов Л.К.** Графический метод определения частот фононов из спектров отражения кристаллов в далекой инфракрасной области спектра // Краткие сообщения по физике. – 1972. – № 11. – С. 29–32.
13. **Белогорохов А.И., Белогорохова Л.И.** Оптические фононы в цилиндрических нитях пористого GaP // Физика твердого тела. – 2001. – Т. 43 – № 9. – С. 1693–1697.
14. **Kane E.O.** Band structure of indium antimonide // J. Phys. Chem. Solids. – 1957. – Vol. 1. – № 4. – P. 249–261.
15. **Панков Ж.** Оптические процессы в полупроводниках: пер. с англ. – М.: Мир, 1973. – 456 с.
16. **Маделунг О.** Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп: пер. с англ. – М.: Мир, 1967. – 477 с.
17. **Орлов В.Г., Сергеев Г.С.** Численное моделирование кинетических свойств антимонида индия // Физика твердого тела. – 2013. – Т. 55. – №11 – С. 2105–2111.

Поступила 24.10.2016 г.; принята к публикации 21.03.2017 г.

Белова Ирина Михайловна – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры высшей математики-2 Московского технологического университета (Россия, 119454, г. Москва, Проспект Вернадского, д. 78).

Белов Александр Георгиевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» (Россия, 119017, г. Москва, Б. Толмачевский пер., д. 5, стр. 1), IADenisov@rosatom.ru

Каневский Владимир Евгеньевич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» (Россия, 119017, г. Москва, Б. Толмачевский пер., д. 5, стр. 1), IADenisov@rosatom.ru

Лысенко Александр Павлович – доктор технических наук, профессор департамента электронной инженерии Московского института электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (Россия, 101000, г. Москва, Мясницкая ул., д. 20), aplysenko@hse.ru

References

1. Galkin G.N., Blinov L.M., Vavilov V.S., Solomatin A.G. Plazmennyy rezonans na neravnovesnykh nositelyakh v poluprovodnikakh [Plasma resonance on non-equilibrium carriers in semiconductors]. *Pis'ma v ZHEHTF – JETP Letters*, 1968, vol. 7, no.3, pp.93–96. (In Russian).
2. Belogorokhov A.I., Belov A.G., Petrovich P.L., Rashevskaya E.P. Opredelenie kontsentratsii svobodnykh nositelej zaryada v $Pb_{1-x}Sn_xTe$ s uchedom zatukhaniya plazmennyykh kolebanij [Determination of Free Charge Carrier Concentration in $Pb_{1-x}Sn_xTe$ with the Account of Plasmon Vibration Damping]. *Optika i spektroskopiya – Optics and Spectroscopy*, 1987, vol. 63, no.6, pp. 1293–1296. (In Russian).
3. Belogorokhov A.I., Belogorokhova L.I., Belov A.G., Rashevskaya E.P. Plazmennyy rezonans svobodnykh nositelej zaryada i otsenka nekotorykh parametrov zonnoj struktury materiala $Cd_xHg_{1-x}Te$ [Plasma Resonance of Free Charge Carriers and Evaluation of Several Band Structure Parameters of $Cd_xHg_{1-x}Te$ Material]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov – Semiconductors*, 1991, vol. 25, no. 7, pp. 1196–1203. (In Russian).
4. Sharov M.K. Plazmennyy rezonans v tverdykh rastvorakh $Pb_{1-x}Ag_xTe$ [Plasma Resonance in $Pb_{1-x}Ag_xTe$ Solid Solutions]. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov – Semiconductors*, 2014, vol. 48, no.3, pp. 315–317. (In Russian).
5. Rokakh A.G., Shishkin M.I., Skaptsov A.A., Puzynya V.A. O vozmozhnosti plazmennogo rezonansa v plenkach $CdS-PbS$ v srednej infrakrasnoj oblasti spectra [Possibility of Plasma Resonance in $CdS-PbS$ Films in Middle Infrared Spectral Region]. *Prikladnaya fizika – Applied Physics*, 2014, no.5, pp. 58–60. (In Russian).
6. Varga B.B. Coupling of Plasmons to Polar Phonons in Degenerate Semiconductors. *Phys. Rev.*, 1965, vol. 137, no. 6, pp. A1896–A1901.
7. Singwi K.S., Tosi M.P. Interaction of Plasmons and Optical Phonons in Degenerate Semiconductors. *Phys. Rev.*, 1966, vol. 147, no. 2, pp. 658–662.
8. Volodin V.A., Efremov M.D., Preobrazhenskij V.V., Semyagin B.R., Bolotov V.V., Skachkov V.A., Galaktionov E.A., Kretinin A.V. Issledovanie fonon-plazmonnogo vzaimodejstviya v tunnel'nykh sverkhreshyotkakh $GaAs/AlAs$ [Investigation of Phonon-Plasmon Coupling in Tunneling $GaAs/AlAs$ Superlattices]. *Pis'ma v ZHEHTF – JETP Letters*, 2000, vol. 71, no. 11, pp. 698–704. (In Russian).
9. Stepanov N.P., Grabov V.M. Opticheskie svoystva kristallov vismut-sur'ma, obuslovlennyye ehlektron-plazmonnym i plazmon-fononnym vzaimodejstviem [Optical Properties of Bismuth-Antimony Crystals Caused by Electron-Plasmon and Plasmon-Phonon Coupling]. *Izv. RGPU im. Gertsena – Izvestia: Herzen University Journal of Humanities and Science*, 2004, vol. 4, no. 8, pp.52–64. (In Russian).
10. Belov A.G., Denisov I.A., Kanevskij V.E., Pashkova N.V., Lysenko A.P. Opredelenie kontsentratsii svobodnykh nositelej zaryada v tvorydykh rastvorakh $Cd_xHg_{1-x}Te$ po spektram otrazheniya v dal'nej infrakrasnoj oblasti [Determination of Charge Free Carrier Concentration in $Cd_xHg_{1-x}Te$ Solid Solutions By Far Infrared Reflection Spectra]. *Izvestiya vuzov. Elektronika – Proceedings of Universities. Electronics*, 2016, vol. 21, no.3, pp. 270–278. (In Russian).
11. Yu P.Y., Cardona M. *Fundamentals of Semiconductors. Physics and Material Properties*. Springer, 2002. 560 p. (Russ. ed.: Yu P., Kardona M. *Osnovy fiziki poluprovodnikov*. Moscow, Fizmatlit, 2002. 560 p.).
12. Vinogradov E.A., Vodop'yanov L.K. Graficheskij metod opredeleniya chastot fononov iz spektrov otrazheniya kristallov v dalekoj infrakrasnoj oblasti spectra [Graphical Method of Phonon Frequency Determination from Crystal Far Infrared Reflection Spectra]. *Kratkie soobshheniya po fizike – Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 1972, no.11, pp. 29–32. (In Russian).
13. Belogorokhov A.I., Belogorokhova L.I. Opticheskie fonony v tsilindricheskikh nityakh poristogo GaP [Optical Phonons in Cylindrical Filaments of Porous GaP]. *Fizika tverdogo tela – Physics of the Solid State*, 2001, vol. 43, no. 9, pp. 1693–1697. (In Russian).
14. Kane E.O. Band Structure of Indium Antimonide. *J. Phys. Chem. Solids*, 1957, vol.1, no.4, pp. 249–261.
15. Pankove J. *Optical Properties in Semiconductors*. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1971. 456 p. (Russ. ed.: Pankov Zh. *Opticheskie protsessy v poluprovodnikakh*. Moscow, Mir, 1973. 456 p.).
16. Madelung O. *Physics of III-V Compounds*. New York – London – Sydney, J Wiley and Sons, Inc., 1964. 477 p. (Russ. ed.: Madelung O. *Fizika poluprovodnikovyykh soedinenij ehlementov III i V grupp*. Moscow, Mir, 1967, 477 p.).
17. Orlov V.G., Sergeev G.S. Chislennoe modelirovanie kineticheskikh svoystv antimonida indiya. *Fizika tverdogo tela – Physics of the Solid State*, 2013, vol. 55, no.11, pp. 2105–2111. (In Russian).

Submitted 24.10.2016; accepted 21.03.2017.

