

Определение матричного элемента оператора квазиимпульса в бесщелевом полупроводнике HgSe методом эффекта поля в электролите

© О.Ю. Шевченко, В.Ф. Раданцев*, А.М. Яфясов[¶], В.Б. Божевольнов, И.М. Иванкив, А.Д. Перепелкин

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета,
198504 Санкт-Петербург, Россия

* Уральский государственный университет,
620083 Екатеринбург, Россия

(Получена 30 мая 2001 г. Принята к печати 27 сентября 2001 г.)

Методом эффекта поля в электролите (измерялись вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики) исследована система бесщелевой полупроводник HgSe–электролит (насыщенный раствор KCl). Предложен метод оценки величины матричного элемента оператора квазиимпульса P из ВФХ и найдено его значение при $T = 295$ К для HgSe.

Интерес к исследованию границ раздела в системах узкощелевых и бесщелевых полупроводников на основе двойных и тройных соединений теллуридов и селенидов ртути обусловлен, с одной стороны, использованием этих материалов для создания инфракрасных приборов в области прозрачности земной атмосферы [1], а с другой — при разработке квантовых интерференционных структур для нанoeлектроники [2]. Во всех перечисленных областях успех применения указанных материалов в значительной степени зависит от технологий, позволяющих получать поверхность и гетероструктуры с низкой плотностью поверхностных состояний и с воспроизводимыми электрофизическими параметрами поверхности и приповерхностного слоя. Следует отметить, что если в отношении соединений на основе теллурида ртути к настоящему времени получена обширная и достаточно надежная информация, то в отношении соединений на основе селенидов ртути этого сказать нельзя. Весьма немногочисленный список исследований поверхностных свойств HgSe связан с методическими трудностями формирования на поверхности этого материала стабильных диэлектрических и пассивирующих покрытий. Это в свою очередь не позволяет в полной мере применить для исследования электрофизических свойств поверхности этих материалов большинство высокоинформативных традиционных методов, основанных на исследовании МДП структур или барьеров Шоттки.

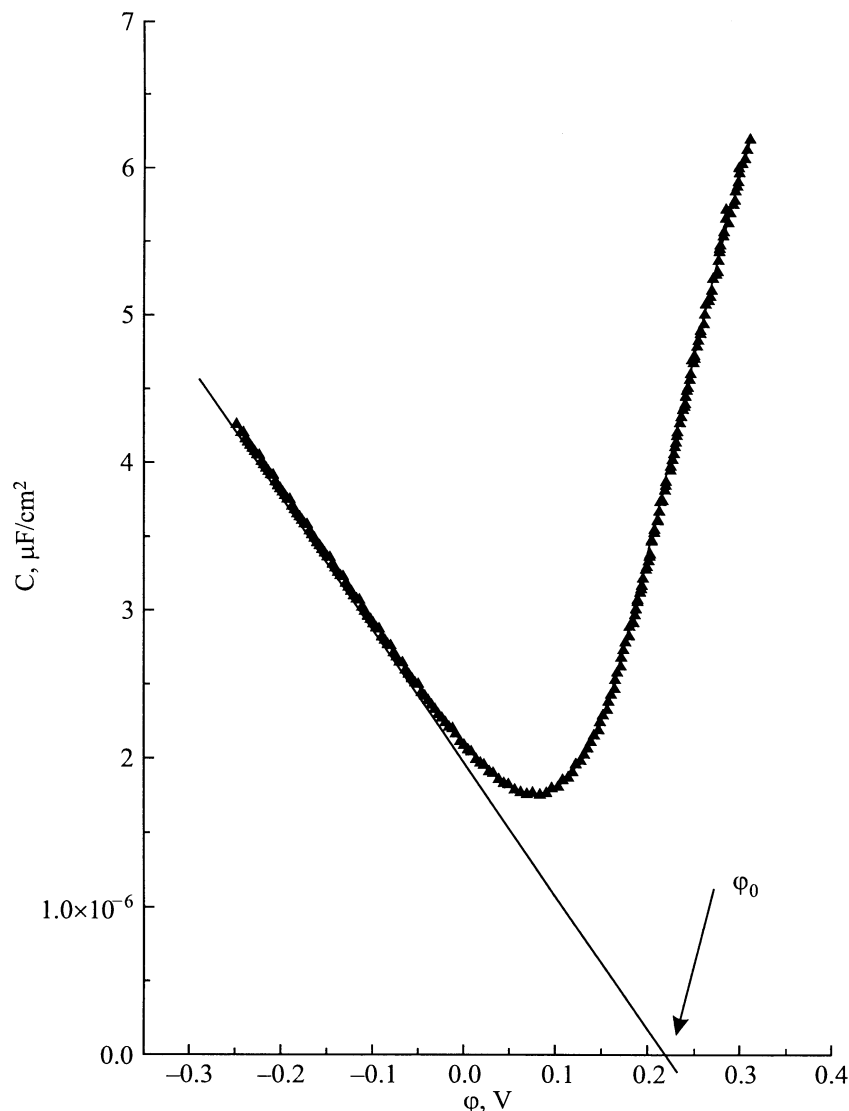
Более того, можно также отметить, что и в литературе, посвященной исследованию объемных зонных параметров HgSe (как правило, такие данные относятся к низкотемпературным измерениям), также нет единого мнения (примером этого может служить недавняя дискуссия о характере зонной структуры HgSe [3–5]). Так, по данным работы [6] эффективная масса электронов $m_e^* = 0.05m_0$ при $T = 300$ К при величине кейновской щели $E_g = -0.2$ эВ, по [7] $m_e^* = (0.015–0.019)m_0$, $E_g = -0.2$ эВ, согласно [8] $m_e^* = 0.019m_0$ при $T = 95$ К и $E_g = -0.22$ эВ при $T = 300$ К, а по данным [9] $m_e^* = 0.019m_0$, $E_g = -0.22$ эВ при

$T = 300$ К. В работе [10] представлены данные для тройного соединения $HgS_xSe_{(1-x)}$ при $T = 300$ К: $E_g = -0.18$ эВ, $m_e^* = 0.007m_0$ ($x = 0.05$), $E_g = -0.2$ эВ, $m_e^* = 0.008m_0$ ($x = 0.1$). Значение матричного элемента оператора квазиимпульса для HgSe по данным работы [11] составляет $P = 7.5 \cdot 10^{-8}$ эВ·см.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования электрофизических свойств поверхности и приповерхностной области HgSe (определенная из Шубниковских осцилляций объемная концентрация электронов в исследованном образце $n = N_A - N_D = 4.1 \cdot 10^{17}$ см⁻³) с использованием метода эффекта поля в электролите. Этот метод, ранее апробированный на многих полупроводниках [12], включая двойные и тройные соединения на основе теллуридов ртути [13,14], зарекомендовал себя как эффективный способ контроля и формирования сверхтонких диэлектрических покрытий, обеспечивающих исследования поверхности полупроводников в широком диапазоне изменений поверхностных потенциалов, включая область изгибов зон, соответствующих вырождению электронов и дырок на поверхности. В рамках такого метода может быть получена информация и о ряде зонных параметров полупроводника при комнатных температурах [15], измерение которых зачастую невозможно при использовании традиционных методов. Простота метода эффекта поля в электролите, не требующего изготовления МДП структур или (и) использования низкотемпературной техники, делает его весьма перспективным для неразрушающего экспресс-контроля параметров поверхности и приповерхностных слоев полупроводников.

Электрофизические и зонные параметры области пространственного заряда (ОПЗ) HgSe определялись из вольт-фарадных характеристик в системе HgSe — насыщенный водный раствор KCl. Одновременно с ВФХ, с целью контроля токов через межфазную границу полупроводник–электролит, измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ). Все измерения проводились в термостатированной при $T = 295$ К электрохимической

[¶] E-mail: yafyasov@desse.phys.spbu.ru



Экспериментальная вольт-фарадная характеристика системы HgSe–насыщенный раствор KCl.

ячейке. Поверхность образцов HgSe подвергалась механической полировке алмазной пастой и далее химико-механической полировке в 8% растворе брома в метаноле, а непосредственно перед измерениями травилась в 2–8% растворе брома в метаноле. Измерения дифференциальной емкости осуществлялись на прямоугольном импульсном сигнале с длительностью тестирующего импульса $\tau = 1$ мкс при циклической развертке электродного потенциала φ со скоростью 10–30 мВ/с по методике, изложенной в [16]. Величина электродного потенциала измерялась относительно углеродитового электрода.

Все измерения ВФХ проводились в диапазоне электродных потенциалов, для которого:

- ток через межфазную границу пренебрежимо мал, т.е. не было сколь-нибудь существенного вклада компоненты тока, обусловленной электрохимическими реакциями, протекающими при поляризации межфазной границы полупроводник–электролит в эффекте поля;

- ВФХ не изменяли своего вида при многократном циклическом изменении электродного потенциала (в течение нескольких часов);

- на межфазной границе HgSe–электролит отсутствуют поверхностные состояния, перезаряжающиеся в диапазоне времен релаксации, превышающих $\tau \geq 10^{-5}$ с;

- не наблюдалось насыщение емкости, которое бы свидетельствовало о формировании на поверхности HgSe оксида с толщиной, сопоставимой с длиной дебаевского радиуса экранирования в HgSe. Если такой слой и присутствует на поверхности полупроводника, то его толщина сопоставима с толщиной слоя Гельмгольца (т.е. менее 0.2–0.4 нм [12]) и заведомо меньше ширины ОПЗ. При соблюдении перечисленных условий все изменение электродного потенциала при развертке напряжения на ячейке приходится на ОПЗ HgSe ($|\Delta\varphi| = |\Delta V_s|$, где V_s — поверхностный потенциал), а измеряемая емкость есть непосредственно дифференциальная емкость ОПЗ полупроводника.

Как видно из рисунка, в области достаточно больших отрицательных электродных потенциалов (электронная ветвь ВФХ) на экспериментальной ВФХ отчетливо наблюдается выход на линейный участок. Нетрудно показать, что именно такая зависимость удельной емкости ОПЗ полупроводника и должна наблюдаться для кейновских полупроводников в области изгибов зон, превышающих величину кейновской щели E_g , причем наклон ВФХ непосредственно определяется величиной матричного элемента оператора квазиимпульса P . Действительно, для таких сильных изгибов зон закон дисперсии в относительно адекватном для узкощелевых и бесщелевых полупроводников двухзонном приближении

$$E = \sqrt{2P^2k^2/3 + E_g^2/4} - E_g/2$$

для большей части участвующих в экранировании электронов обогащенного слоя близок к линейному $E \approx \sqrt{2/3}Pk - |E_g/2|$ [17], так что плотность состояний

$$D(E) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int \frac{dS}{\nabla_k E}$$

в зоне проводимости принимает вид

$$D(E) = (3/2)^{3/2} \frac{(E + |E_g/2|)^2}{\pi^2 P^3}.$$

Здесь оставлены члены первого порядка по малому параметру $E_g/2E$; dS — элемент изоэнергетической поверхности в пространстве квазиволнового вектора. Поскольку для рассматриваемого материала практически во всем обогащенном слое соблюдены условия сильного вырождения $\mu_s \geq \mu \geq \mu_b \gg kT$ ($\mu_s = eV_s + \mu_b$, μ и μ_b — энергия Ферми соответственно на поверхности, в ОПЗ и объеме полупроводника), для локальной концентрации носителей заряда имеем

$$n(\mu) = \int_0^\mu D(E) dE = (3/8)^{1/2} \frac{(\mu + |E_g/2|)^3}{\pi^2 P^3}.$$

В рамках такого приближения, адекватного в широкой области экспериментальных условий, для дифференциальной емкости ОПЗ

$$C = \frac{dQ_s}{dV_s},$$

где поверхностная плотность заряда в ОПЗ

$$Q_s = \varepsilon_0 \varepsilon_{sc} \left. \frac{dV}{dz} \right|_{V=V_s} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{sc}}{e} \left. \frac{d\mu}{dz} \right|_{\mu=\mu_s}$$

(ε_{sc} — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника) определяется первым интегралом уравнения Пуассона

$$\left. \frac{d\mu}{dz} \right|_{\mu=\mu_s} = \sqrt{\frac{2e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{sc}}} \left[\int_{\mu_b}^{\mu_s} n(\mu) d\mu \right]^{1/2},$$

после элементарных вычислений получаем следующую формулу:

$$C = \beta \frac{(eV_s + \mu_b + |E_g/2|)^3}{\sqrt{(eV_s + \mu_b + |E_g/2|)^4 - (\mu_b + |E_g/2|)^4}},$$

где

$$\beta = \sqrt{\frac{e^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{sc}}{(2/3)^{1/2} \pi^2 P^3}}.$$

Разлагая последнее выражение для емкости в ряд по малому параметру $(\mu_b + |E_g/2|)/eV_s$, приходим к простому выражению

$$C \approx \beta (eV_s + \mu_b + |E_g/2|) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_b + |E_g/2|}{eV_s} \right)^2 \right].$$

Поскольку поправка, связанная с отклонением от квазиультарелятивистского предела $E_g = 0$, $\mu_b = 0$ [17], возникает только в 3-м порядке по $(\mu_b + |E_g/2|)/eV_s$, вклад второго члена в скобках несуществен уже при относительно небольших изгибах зон и быстро падает с ростом V_s , и мы приходим к искомой линейной зависимости

$$C \approx \beta (eV_s + \mu_b + |E_g/2|).$$

Производная dC/dV_s , измеренная в области линейного участка электронной ветви ВФХ, определяется только двумя материальными параметрами — матричным элементом оператора квазиимпульса P и диэлектрической проницаемостью, что в конечном счете является прямым следствием ультарелятивистского характера движения электронов в обогащенном слое, дисперсия которых $E \approx \sqrt{2/3}Pk$ описывается одним параметром P . Используя экспериментальное значение $dC/d\varphi = dC/dV_s$ для электронной ветви ВФХ (см. рисунок) и величину диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{sc} = 25.6$ из работы [6], находим, что для HgSe матричный элемент оператора квазиимпульса $P = 8.2 \cdot 10^{-8}$ эВ · см. Эта величина хорошо согласуется с данными, полученными в работе [11] для HgSe при низких температурах, и близка к значению P в HgTe.

В предположении, что нулевой электродный потенциал соответствует условию плоских зон $\varphi_{fb} = V_s = 0$, по потенциалу отсечки $\varphi|_{C=0} = 0.220$ В при экстраполяции линейного участка ВФХ к $C = 0$ можно оценить величину $\mu_b + |E_g/2|$. Если использовать значение кейновской щели $E_g = -0.220$ эВ из работ [8,9], то для энергии Ферми в объеме отсюда получаем $\mu_b \approx 0.110$ эВ, что удовлетворительно согласуется со значением $\mu_b = 0.095$ эВ, даваемым уравнением электронейтральности при использовании приведенных выше значений P , E_g и $N_D - N_A$.

Работа выполнена при поддержке грантов Министерства образования РФ № E00-3.4-278 и Университетов России № 99-27-32.

Список литературы

- [1] P. Tribolet, J.P. Chatard, P. Costa, A. Manissadjian. J. Cryst. Growth, **184–185**, 1262 (1998).
- [2] G. Nimtz, J.X. Huang, J. Lange, L. Mester, H. Spieker. Semicond. Sci. Technol., **6**, C130 (1991).
- [3] K.-U. Gawlik, L. Kipp, M. Skibowski, N. Orlovski, R. Manzke. Phys. Rev. Lett., **78**, 3165 (1997).
- [4] M. von Truchsess, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, G. Landwehr, E. Batke. Phys. Rev. B, **61**, 1666 (2000).
- [5] D. Eich, D. Huebner, R. Fink, E. Umbach, K. Ortner, C.K. Becker, G. Landwehr, A. Fleszar. Phys. Rev. B, **61**, 12 666 (2000).
- [6] *Таблицы физических величин. Справочник*, под ред. И.К. Кикоина (М., Энергоиздат, 1991).
- [7] П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника. Свойства материалов. Справочник* (Киев, Наук. думка, 1975).
- [8] И.М. Цидильковский. *Зонная структура полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [9] Б.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).
- [10] И.И. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение. Справочные таблицы* (М., Воениздат, 1982).
- [11] I. Stolpe, O. Portugall, N. Puhmann, H.-U. Mueller, M. von Ortenberg, M. Von Truchsess, C.R. Becker, A. Pfeuffer-Jeschke, G. Landwehr. Physica B, **294–295**, 459 (2001).
- [12] В.А. Мямлин, Ю.В. Плесков. *Электрохимия полупроводников* (М., Наука, 1965).
- [13] А.М. Яфясов, А.Д. Перепелкин, В.Б. Божевольнов. ФТП, **26**, 636 (1992).
- [14] А.М. Яфясов, В.Б. Божевольнов, А.Д. Перепелкин. ФТП, **21**, 1144 (1987).
- [15] А.М. Яфясов, В.В. Монахов, О.В. Романов. Вестн. ЛГУ. Сер. 4, **1**, 104 (1986).
- [16] В.Б. Божевольнов, А.М. Яфясов. Вестн. ЛГУ. Сер. 4, **1**, 18 (1989).
- [17] В.Ф. Раданцев. Письма в ЖЭТФ, **46**, 157 (1987).

Редактор Л.В. Беляков

Determination of the matrix element of the quasimomentum operator in the zero-gap semiconductor HgSe by field-effect method in electrolyte

J.Yu. Shevchenko, V.F. Radantsev*, A.M. Yafyasov, V.B. Bogevolnov, I.M. Ivankiv, A.D. Perepelkin

Institute of Physics,
Saint-Petersburg State University,
198504 St. Petersburg, Russia
* Ural State University,
620083 Ekaterinburg, Russia

Abstract By the field-effect in electrolyte method (the capacitance–voltage and current–voltage dependencies measured) a zero-gap semiconductor HgSe–electrolyte (KCl) system is investigated. A method of the estimation of matrix element of the quasimomentum operator via the capacitance-voltage dependencies is proposed and this value is found for HgSe at $T = 295$ K.