

[3] C. R. Growell, S. M. Sze. Sol. St. Electron., 9, 1035 (1966).

[4] G. A. Medvedkin, Yu. V. Rud, M. A. Tairov. Phys. St. Sol. B, 144, 809 (1987).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 11, 1992

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ p -ZnSe

А. Н. Краснов, Ю. Ф. Ваксман, Ю. Н. Пуртов

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова, 270000, Одесса, Украина
(Получено 7.05.1992. Принято к печати 15.05.1992)

Являясь прямозонным полупроводником и имея большую ширину запрещенной зоны, селенид цинка (ZnSe) перспективен для создания различных оптоэлектронных приборов, работающих в видимой области спектра. Наибольший интерес представляет разработка инжекционных p - n -переходов, излучающих в «синей» (~460 нм) области длин волн. Практическое применение данного материала в основном ограничено отсутствием технологий изготовления высокопроводящих кристаллов, обладающих дырочной проводимостью, что связано с эффектами компенсации вводимой акцепторной примеси [1]. Трудноосуществимым на данном этапе является и создание монокристаллов селенида цинка с воспроизводимыми свойствами, что обусловлено недостатком информации о природе собственных и примесных дефектов. В частности, открытым остается вопрос о структуре электрически активных центров, определяющих дырочную проводимость указанного материала. В связи с вышеизложенным нами проведено изучение эффекта Холла в монокристаллах p -ZnSe.

Для получения селенида цинка с дырочной проводимостью осуществлялась обработка свежеразращенных высокоомных (удельное сопротивление $\rho \sim 10^{12}$ Ом·см) кристаллов в расплаве селена при 950 °С в течение 80 ч с последующим легированием литием. О фотолюминесцентных (ФЛ) свойствах кристаллов, отожженных в расплаве селена, нами сообщалось в [2]. Спектр ФЛ кристаллов ZnSe, отожженных в расплаве селена и легированных Li, характеризовался лишь полосой экситонного излучения [3]. В качестве омических контактов использовалось золото. Величина ρ определялась методом Ван-дер-Пау.

В зависимости от времени легирования образцов значение ρ изменялось от 1 до 10^6 Ом·см. По данным измерения знака термоэдс и ЭДС Холла кристаллы обладали дырочной проводимостью. При изучении распределения потенциала по объему кристалла выяснено, что электрические свойства практически однородны до глубины ~200 мкм. Указанный факт облегчает интерпретацию полученных результатов. На рис. 1 представлены температурные зависимости концентрации свободных дырок p (T) в монокристаллах ZnSe, отожженных в расплаве селена и легированных Li. При временах отжига менее 5 ч образцы характеризуются наличием трех энергетических уровней: $E_v + 0.6$, $E_v + 0.2$ и $E_v + 0.12$ эВ. При этом величина ρ составила 10^5 — 10^3 Ом·см. В работе [4] указанные уровни связываются с наличием в p -ZnSe двухзарядных вакансий селена (V_{Se}^{2+}), вакансий цинка (V_{Zn}) и ассоциатов ($V_{Zn}V_{Se}$) соответственно.

Легирование кристаллов в течение ~6 ч приводит к уменьшению ρ до 1 Ом·см и появлению дополнительного уровня акцепторов $E_v + 0.04$ эВ. В известной авторам литературе нет данных по наблюдению и идентификации такого уровня. Последующий отжиг приводит к возрастанию удельного сопротивления и исчез-

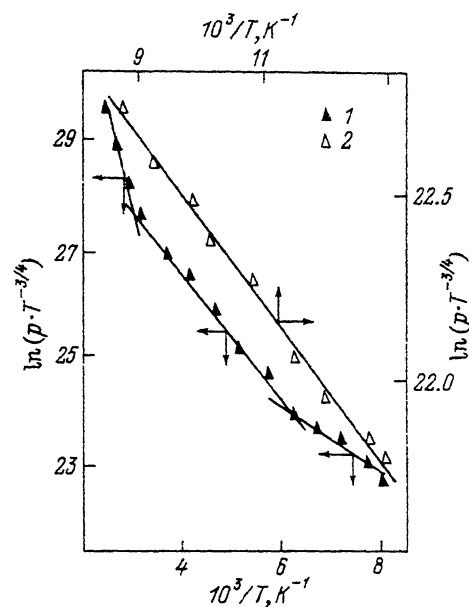


Рис. 1. 1 — температурные зависимости концентрации дырок в кристаллах ZnSe, отожженных в расплаве селена и легированных литием в течение 4.5 ч. 2 — участок зависимости $p(T)$ для кристаллов, легированных в течение 6 ч.

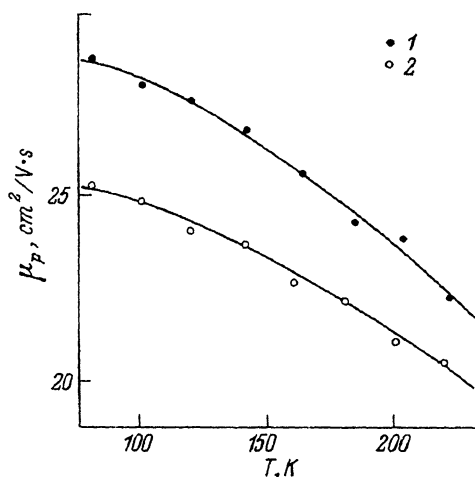


Рис. 2. Температурные зависимости подвижности дырок в кристаллах ZnSe, отожженных в расплаве селена и легированных литием в течение времени, ч: 1 — 4.5 ч, 2 — 7 ч.

новению уровней $E_v + 0.12$ и $E_v + 0.04$ эВ. В [5] дано теоретическое обоснование процесса самокомпенсации примеси лития при повышении его концентрации в кристалле путем выхода части атомов в междоузлия и образования мелких донорных центров. При этом, однако, прямого экспериментального подтверждения данного эффекта проведено не было.

На рис. 2 представлены температурные зависимости подвижности носителей заряда в исследуемых образцах. Для измерений были выбраны кристаллы, обладающие приблизительно одинаковой концентрацией дырок ($p \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), но полученные путем легирования литием в течение различного времени. Согласно [6], низкотемпературную часть рассматриваемой зависимости определяет рассеяние носителей на ионизованной примеси. В области высоких температур доминирует рассеяние на полярных оптических фононах. При этом различие величины общей подвижности носителей в образцах, характеризующихся одинаковой величиной p , может быть объяснено различной степенью компенсации проводимости.

Роль центров, определяющих уровень термической активации с энергией 0.04 эВ, может играть незанятый электроном атом лития, находящийся в катионной подрешетке ($\text{Li}_{\text{Zn}}^{\times}$). Это связано, во-первых, с тем, что указанный уровень появляется, а затем исчезает по мере увеличения концентрации вводимого лития. Во-вторых, при значительном содержании катионных вакансий возрастает доля атомов лития в положении замещения [7]. В-третьих, глубокие квазиакцепторные уровни V_{Se}^{2+} и комплексы на их основе не могут обеспечить высокую дырочную проводимость кристаллов. В-четвертых, рассчитанное положение уровня Ферми в температурной области ионизации соответствующего центра составляет 0.03 эВ выше потолка валентной зоны, что свидетельствует о заполненности дырками акцепторов с $E_a = 0.04$ эВ. С

повышением температуры происходит ионизация рассматриваемого дефекта, что и определяет экспериментально наблюдаемый термически-активационный характер процесса электропроводности.

Таким образом, высокую электропроводность кристаллов ZnSe, отожженных в расплаве селена и легированных Li, можно объяснить значительным содержанием нескомпенсированных акцепторных центров Li_{Zn}^x .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] D. J. Chadi, K. J. Chang. Appl. Phys. Lett., 55, 575 (1989).
- [2] А. Н. Краснов, Ю. Ф. Ваксман, Ю. Н. Пуртов, В. В. Сердюк. Деп. в УкрИНТЭИ (1992).
- [3] Д. Д. Недегло, А. В. Симашкевич. Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка. Кишинев (1984).
- [4] А. А. Пегов. Автореф. канд. дис. Тарту (1988).
- [5] G. F. Neumark. J. Appl. Phys., 51, 3383 (1980).
- [6] Н. Е. Ruda. J. Appl. Phys., 59, 3516 (1986).
- [7] М. Е. Агельменев, А. Н. Георгобиани, З. П. Илюхина и др. Неорг. матер. 25, 731 (1989).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 11, 1992

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СИСТЕМАХ С ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ В РЕЖИМЕ МОТТОВСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Л. С. Бокачева, Ю. М. Гальперин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получено 15.05.1992. Принято к печати 19.05.1992)

1. Исследование увлечения носителей заряда неупорядоченного полупроводника бегущей звуковой волной оказалось весьма плодотворным. Оно позволило понять целый ряд особенностей явлений переноса и определить характеристики локализованных носителей. Одной из главных характеристик переноса является так называемая эффективная подвижность μ^{eff} , введенная Фрицше [1] с помощью соотношения между стационарным акустоэлектрическим полем F_{st} , создаваемым в разомкнутом образце бегущей звуковой волной, и амплитудой E_0 переменного электрического поля волны в образце:

$$F_{st} = \frac{\mu^{eff} |E_0|^2}{2s}, \quad (1)$$

где s — скорость звука. В случае зонной проводимости формула (1) вытекает из известного соотношения Вейнрейха [2], где эффективная подвижность совпадает с подвижностью зонных электронов. Фрицше предложил использовать выражение (1) в качестве определения величины μ^{eff} и показал, что она несет важную информацию о механизме переноса.

Теория эффективной подвижности в аморфных полупроводниках для случая умеренно низких температур была развита в работе [3], где были получены зависимости эффективной подвижности от температуры и интенсивности внешней подсветки. В рассмотренной области температур статическая проводимость