

(в [7] было принято  $E_0^{\text{терм}} = E_F^*$ ). Как видно из рис. 2, разница между  $E_F^*$  и  $E_0^{\text{ит}}$  в  $\text{PbS}\langle\text{Tl}\rangle$  оказалась существенно большей, чем в теллуриде свинца, легированном таллием [1], и достигала 100 мэВ. Полученный результат согласуется с предположением [1] о таллии как о центре с отрицательной корреляционной энергией.

Не останавливаясь на обсуждении механизмов, приводящих к возникновению в халькогенидах свинца, легированных таллием, центров с отрицательной корреляционной энергией (альтернативные модели предложены в [8, 9]), отметим, что в рамках обсуждаемого предположения находят простое объяснение существенные различия между  $E_F^*$  и  $E_0^{\text{ит}}$ , жесткая стабилизация энергии Ферми в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$  полосами, ширина которых достигает  $5k_0T$  [10], наблюдаемая в  $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$  аномальная зависимость ширины полос, связанных с таллием,  $G_0$  от концентрации введенной примеси (рис. 1), а также отсутствие сигнала ЭПР [1].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Вейс А. Н., Кайданов В. И., Крупицкая Р. Ю. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 349—352.
- [2] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [3] Вейс А. Н., Кайданов В. И., Немов С. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 6. С. 1054—1058.
- [4] Вейс А. Н., Крупицкая Р. Ю., Лумер А. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1514—1516.
- [5] Вейс А. Н., Кайданов В. И., Крупицкая Р. Ю., Мельник Р. Б., Немов С. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2349—2356.
- [6] Вейс А. Н., Прокофьева Л. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 743—746.
- [7] Кайданов В. И., Мельник Р. Б., Немов С. А. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 5. С. 1011—1014.
- [8] Волков Б. А., Тугушев В. В. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 5. С. 193—196.
- [9] Дробкин И. А., Мойжес Б. Я. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 4. С. 625—648.
- [10] Кайданов В. И., Немов С. А., Равич Ю. И., Зайцев А. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 9. С. 1613—1617.

Ленинградский политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Получено 2.07.1988  
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 23, вып. 1, 1989

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В РАСПЛАВАХ АНТИМОНИДОВ ГАЛЛИЯ И ИНДИЯ

Глазов В. М., Ким С. Г., Сулейменов Т.

Анализ температурной зависимости вязкости и плотности расплавов антимонидов галлия и индия с привлечением теории активированного комплекса и уравнения Бачинского [1] показал, что процесс радикальной перестройки структуры у этих веществ не завершается в процессе фазового перехода кристалл—расплав при температуре плавления, а продолжается на некотором интервале температур при нагревании расплава. Это явление получило название «послеплавления». Результаты исследований температурной зависимости скорости распространения ультразвука и адиабатической сжимаемости подтверждают наличие явления послеплавления у данных веществ [2].

В деле дальнейшего накопления фактического материала об этом интересном явлении и для более углубленного его понимания представляет интерес исследование поглощения энергии упругих волн в рассматриваемых расплавах.

Трудности экспериментального плана пока не позволяли ставить такую задачу. Поэтому нами были предварительно проведены работы по созданию надежной методики измерения и апробированию ее на примере расплава германия, которые достаточно подробно описаны в [3]. Для решения задачи, поставленной

в настоящей работе, были синтезированы методом ампульного синтеза соединений GaSb и InSb.

Для синтеза соответствующих соединений использовались галлий марки ГА-000, индий Ин-000 и сурьма Су-000. В качестве материала для ампул использовали плавленый кварц. Измерения по методике [3] проводились при несущей частоте импульсов ультразвука  $f=52$  МГц в атмосфере высокочистого аргона. На рис. 1 представлены результаты исследований поглощения ультразвука в расплаве GaSb вместе с данными [2] по скорости распространения ультразвука ( $v_s$ ). Видно, что политерма коэффициента поглощения, нормированного на квадрат несущей частоты ( $\alpha/f^2$ ) вблизи температуры плавления, убывает с температурой и, лишь пройдя через явно выраженный минимум, растет при дальнейшем нагреве. Следует заметить, что у жидких металлов обычно величина  $\alpha/f^2$  монотонно возрастает с нагревом, начиная от точки плавления [3, 4]. Таким образом, «металлический» характер политермы  $\alpha/f^2$  для расплавов GaSb и InSb приобре-

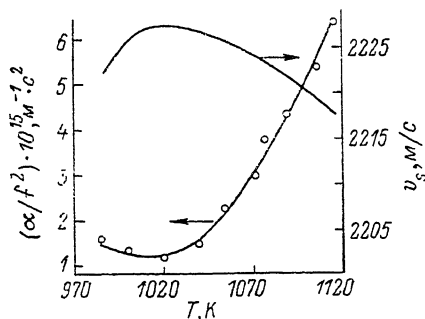


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента поглощения и скорости распространения ультразвука в расплаве антимионида галлия.

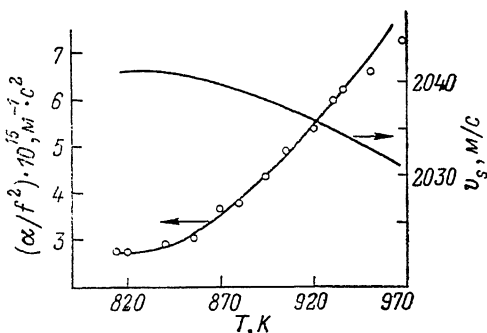


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента поглощения и скорости распространения ультразвука в расплаве антимионида индия.

тают после определенного перегрева. По-видимому, до этой температуры в расплаве происходят структурные изменения, отличающиеся от обычного тепловых разрушения, свойственного жидким металлам.

Интересно отметить, что в этом же интервале температур особым образом ведет себя и политерма скорости распространения ультразвука. Политермы  $\alpha/f^2$  и  $v_s$  антибатны по отношению друг к другу.

В целом, как видно из сравнения данных, представленных на рис. 1 и 2, качественные картины для антимионидов галлия и индия аналогичны и коррелируют с картиной, наблюдаемой для расплава германия [3]. Однако минимум поглощения звука в расплаве антимионида индия выражен слабее, чем в случае антимионида галлия, что, по-видимому, отражает и менее выраженные структурные изменения, связанные с явлением послеплавления. Это коррелирует с другими данными, иллюстрирующими это явление [5].

Анализировать полученные результаты можно, основываясь на двухструктурной модели расплава, впервые примененной Гитисом и Михайловым [6] по отношению к жидкой сурьме и получившей дальнейшие развитие и уточнение как двухструктурная кластерная модель расплава в работе [7].

В соответствии с этой моделью расплав вблизи температуры плавления можно представить как суперпозицию атомарной матрицы с преимущественно металлическим типом межатомной связи и кластерных образований, химическая связь между атомами в которых реализуется преимущественно по ковалентному типу. Очевидно, при нагревании происходят разукрупнение кластеров и одновременно уменьшение их содержания в общем объеме расплава. Оба эти процесса могут привести к уменьшению поглощения ультразвуковых волн вследствие уменьшения доли энергии упругой волны, отбираемой внутренними, в частности колебательными, степенями свободы в кластерах.

Таким образом, исследования поглощения энергии упругих волн успешно дополняют исследования других структурно-чувствительных свойств в деле изучения явления послеплавления в расплавах полуметаллов и полупроводников.

- [1] Глазов В. М., Чижевская С. Н., Глаголева Н. Н. Жидкие полупроводники. М., 1967. 244 с.  
 [2] Регель А. Р., Глазов В. М., Ким С. Г. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1353—1376.  
 [3] Глазов В. М., Ким С. Г., Сулейменов Т. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1943—1947.  
 [4] Гитис М. Б., Михайлов И. Г., Ниязов С. // Акуст. ж. 1968. Т. 14. В. 1. С. 57—61.  
 [5] Регель А. Р., Глазов В. М. Закономерности формирования структуры электронных расплавов. М., 1982. 320 с.  
 [6] Гитис М. Б., Михайлов И. Г. // Акуст. ж. 1966. Т. 12. В. 2. С. 145—159.  
 [7] Глазов В. М., Ким С. Г. // ТВТ. 1987. Т. 25. В. 5. С. 900—907.

Московский институт электронной техники

Получено 22.07.1988  
 Принято к печати 28.07.1988

ФТП, том 23, вып. 1, 1989

## ПОВЕРХНОСТНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В МДП СТРУКТУРАХ ИЗ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $p$ -ТИПА

Пономаренко В. П., Салмин Е. А., Стафеев В. И., Шиманский И. В.

Поверхностная подвижность неосновных носителей в твердых растворах теллуридов кадмия—ртути практически не исследована. Опубликовано всего несколько сообщений, где приводятся лишь значения эффективной поверхностной подвижности электронов в МДП структурах из  $p$ -КРТ при температуре жидкого азота [1-4].

В настоящей работе приведены результаты исследования подвижности в приповерхностном инверсионном канале МДП структур на основе  $p$ - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$ .

Эффективная поверхностная подвижность электронов  $\mu_n^*$  вычислялась из измерений удельной крутизны  $g^*$  полевых  $n$ -канальных МДП или МТДП транзисторов [5, 6] на линейном участке выходных характеристик по формуле [7]

$$\mu_n^* = Lg^*/ZC_i, \quad (1)$$

где  $L$  — длина затвора транзистора,  $Z$  — его ширина,  $C_i$  — удельная емкость диэлектрика МДП структуры затвора.

Значения поперечного электрического поля в приповерхностной области полупроводника  $E_x$  вычислялись из уравнений [7]

$$\epsilon_s E_x = \epsilon_i E_x, \quad (2)$$

$$E_x = (U_G' - U_{FB} - \varphi_s)/d_i, \quad (3)$$

из которых

$$E_s = \frac{\epsilon_i}{d_i \epsilon_s} (U_G - U_{FB} - \varphi_{inv}), \quad (4)$$

где  $\epsilon_s$ ,  $\epsilon_i$  — диэлектрические проницаемости КРТ и подзатворного диэлектрика,  $E_x$  — поперечное электрическое поле в диэлектрике,  $U_G$  — напряжение на затворе МДП структуры,  $U_{FB}$  — напряжение плоских зон, равное  $-0.7$  В,  $\varphi_s$  — поверхностный потенциал,  $d_i$  — толщина диэлектрика,  $\varphi_{inv}$  — потенциал инверсии. В области глубокой инверсии поверхностный потенциал не зависит от  $U_G$  и  $\varphi_s = \varphi_{inv}$ .

Транзисторы были изготовлены на подложках  $p$ -КРТ с концентрацией дырок  $p_0 = (3 \div 8) \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  и подвижностью  $\mu_p = 400 \div 500$  см $^2$ /В·с при 77 К. В МДП транзисторах в качестве стока и истока использовались  $n^+$ - $p$ -переходы, полученные ионной имплантацией  $\text{Be}^+$ . Сток и исток в МТДП транзисторах представляли собой диоды Шоттки с промежуточным туннельно-прозрачным слоем