

ОБРАЗОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ЖИДКОЙ ФАЗЫ В ПРОЦЕССЕ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА АНТИМОНИД ГАЛЛИЯ

*М.Ю.Аверьянова, Ж.И.Алферов, С.Ю.Карпов,
Ю.В.Ковальчук, В.Е.Мячин, Ю.В.Погорельский,
И.А.Соколов, Г.А.Фокин*

В процессе наносекундного лазерного воздействия обнаружено образование метастабильного и стабильного состояний жидкого GaSb. Оптические свойства стабильного состояния соответствуют оптическим свойствам равновесного расплава GaSb.

В данной статье сообщается об образовании на временах $\sim 10^{-8}$ с двух состояний жидкого GaSb: метастабильного вблизи температуры плавления полупроводника и стабильного при более высоких температурах. Исследование процесса плавления GaSb осуществлялось с помощью регистрации изменения коэффициента отражения (КО) света, зондирующего поверхность полупроводника, во время лазерного воздействия.

Известно, что полупроводники IV группы и соединения A^3B^5 в жидком состоянии являются металлами. Резкий подъем КО зондирующего света позволяет в динамике фиксировать момент их плавления. При плотностях энергии воздействующего импульса, достаточных для полного плавления приповерхностного слоя Si, Ge и GaAs, КО выходит на стационарное значение ^{1, 2}. Экспериментально установлено, что для Si и Ge это значение соответствует уровню отражения от расплава, образовавшегося в равновесных условиях ^{1, 3, 4}.

Облучение кристаллического GaAs (111) производилось импульсами YAG: Nd³⁺ лазера ($\tau = 25$ нс, $\lambda = 532$ нм) с гауссовым профилем интенсивности в сечении пучка. Зондирование поверхности полупроводника осуществлялось непрерывным He-Ne-лазером ($\lambda = 1,15$ мкм и 0,63 мкм). Соотношение диаметров зондируемой и облучаемой областей составляло $\sim 1 : 20$. Временное разрешение измерительной системы ~ 1 нс.

В эксперименте регистрировалась временная зависимость КО зондирующего света $R(t)$ при различных плотностях энергии лазерного импульса. На рис. 1 показана зависимость максимального значения КО от плотности энергии E для $\lambda = 1,15$ мкм. При зондировании с $\lambda = 0,63$ мкм зависимость $R(E)$ носит аналогичный характер. Подъем КО в интервале $E = 0,065 \div 0,15$ Дж/см² ($E = 0,065$ Дж/см² – порог плавления GaSb) связан с увеличением доли жидкой фазы в частично расплавленном приповерхностном слое полупроводника при возрастании плотности энергии воздействия. При $E > 0,15$ Дж/см², когда приповерхностный слой плавится полностью, регистрируются два различных уровня отражения от расплава GaSb. В интервале $E = 0,15 \div 0,19$ Дж/см² величина КО достигает значения 0,83; дальнейшее увеличение плотности энергии приводит к скачкообразному изменению КО до значения 0,76.

Таким образом, GaSb в жидком состоянии ведет себя иначе чем Si и Ge, GaAs, у которых на временах $\sim 10^{-8}$ с регистрируется только одно состояние жидкой фазы. Следует отметить, что поведение оптических свойств расплава, аналогичное описанному, наблюдалось при наносекундном лазерном воздействии на InP⁵ – см. ниже.

Чтобы выяснить причины появления двух уровней отражения у жидкого GaSb, сравним оптические свойства расплава этого полупроводника в динамике и в равновесных условиях. Прямые данные об оптических характеристиках равновесного расплава GaSb отсутствуют. Однако их можно восстановить на основе результатов, полученных при исследовании электропроводности GaSb в жидком состоянии ⁶.

Известно, что электрические и оптические свойства расплавленных Si и Ge хорошо описываются моделью Друде ^{3, 4}). Согласно ⁶ концентрация электронов в жидких Si, Ge и

A^3B^5 близка к четырем на атом. В этом случае, зная электропроводность и плотность жидкого полупроводника ⁶, можно определить соответствующие значения плазменной частоты ω_p и времени релаксации импульса τ , а затем рассчитать диэлектрическую проницаемость и КО зондирующего света от поверхности расплава. Для жидкого арсенида галлия такая процедура дает значения КО, с точностью до 2% совпадающее с экспериментально найденным в работе ². В случае антимида галлия определенные таким образом значения ω_p и τ составляют: $\omega_p = 2,20 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\tau = 2,48 \cdot 10^{-16} \text{ с}$ при температуре плавления ($T_{\text{пл}}$) и $\omega_p = 2,18 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\tau = 2,39 \cdot 10^{-16} \text{ с}$ при температуре на 200 К выше $T_{\text{пл}}$.

На рис. 2 представлены рассчитанные спектральные зависимости КО света от жидкого GaSb при $T = T_{\text{пл}}$ (кривая 1) и $T = T_{\text{пл}} + 200 \text{ К}$ (кривая 2). Там же показаны экспериментально найденные значения R при воздействии на GaSb с плотностями энергии $E = 0,15 \div 0,19 \text{ Дж/см}^2$ и $E > 0,19 \text{ Дж/см}^2$. Видно, что величины R для $E > 0,19 \text{ Дж/см}^2$ лежат близко к кривым 1, 2. В то же время значения КО для $E = 0,15 \div 0,19 \text{ Дж/см}^2$ находятся существенно выше этих кривых.

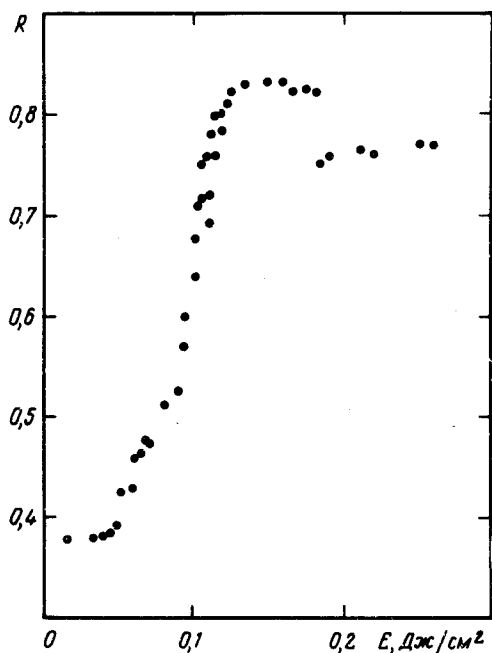


Рис. 1

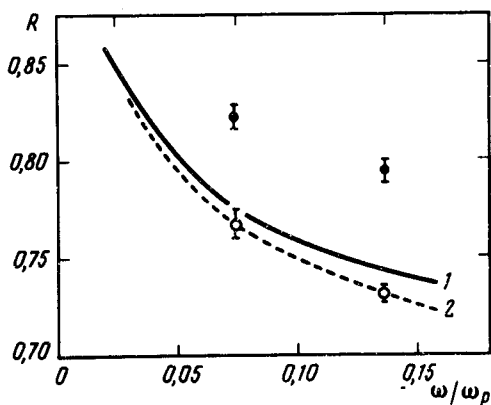


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость максимального значения коэффициента отражения антимида галлия от плотности энергии облучающего импульса. Длина волны зондирования $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$

Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента отражения жидкого антимида галлия при температуре T , равной температуре плавления $T_{\text{пл}}$ (кривая 1) и при $T = T_{\text{пл}} + 200 \text{ К}$ (кривая 2). Точками показаны экспериментальные значения КО (● - $E = 0,15 \div 0,19 \text{ Дж/см}^2$, ○ - $E = 0,19 \text{ Дж/см}^2$)

Наличие двух уровней отражения не связано с интерференционными эффектами и не может быть объяснено уменьшением отражения с ростом температуры жидкой фазы. В каждом из указанных выше энергетических интервалов жидкий GaSb проявляет металлические свойства: отражение увеличивается с ростом длины волны зондирования. Можно показать, что длина поглощения зондирующего света в расплаве GaSb, соответствующая наблюдаемым значениям КО, оказывается существенно меньше длины волны. В этом случае амплитуда интерференционных пиков пренебрежимо мала. Что касается температурной зависимости КО, то величина R должна плавно уменьшаться по мере роста температуры. В эксперимен-

те же наблюдается скачкообразное уменьшение R при плотности энергии воздействия $E = 0,19 \text{ Дж/см}^2$, причем в каждом из энергетических интервалов, $E = 0,15 \div 0,19 \text{ Дж/см}^2$ и $E > 0,19 \text{ Дж/см}^2$, уровень отражения сохраняется неизменным.

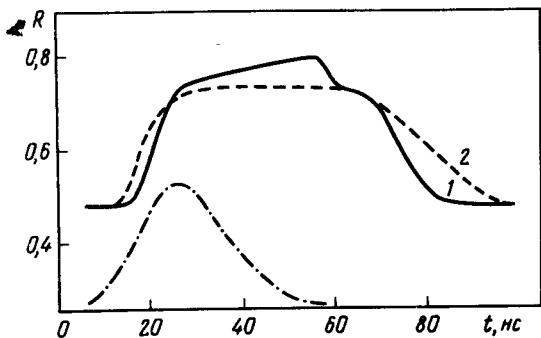


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от времени в процессе облучения наносекундными лазерными импульсами. Плотность энергии облучения: 1 — $0,16 \text{ Дж/см}^2$, 2 — $0,19 \text{ Дж/см}^2$. Длина волны зондирования $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$

На наш взгляд, наличие двух различных уровней отражения в разных энергетических интервалах связано с существованием на временах $\sim 10^{-8} \text{ с}$ двух состояний жидкого GaSb. Состояние, наблюдаемое при $E > 0,19 \text{ Дж/см}^2$, по своим оптическим свойствам соответствует расплаву GaSb, полученному в равновесных условиях. Существенное отличие оптических свойств расплава GaSb при $E = 0,15 \div 0,19 \text{ Дж/см}^2$ от равновесных приводит к предположению о том, что состояние жидкой фазы в этом интервале плотностей энергии является метастабильным. Для проверки этого предположения мы провели дополнительные исследования динамики отражения в интервале $E = 0,15 \div 0,19 \text{ Дж/см}^2$. Как показали эксперименты, вблизи $E \approx 0,16 \text{ Дж/см}^2$ в динамике наблюдается сначала образование состояния расплава с повышенным КО, а затем его переход во времени в состояние с меньшим R (рис. 3, кривая 1). Такое поведение зависимости $R(t)$ регистрируется на обеих длинах волн зондирования $\lambda = 0,63$ и $1,15 \text{ мкм}$. Наблюдаемый распад во времени состояния жидкого GaSb с повышенным уровнем отражения прямо свидетельствует о его метастабильном характере.

Как отмечалось выше, два состояния расплава с различными уровнями отражения регистрировались при наносекундном воздействии на InP⁵. Однако, отсутствие данных о свойствах равновесного расплава InP не позволило провести сопоставления оптических характеристик жидкого InP в равновесных условиях и на временах $\sim 10^{-8} \text{ с}$.

Литература

1. Jellison G.E., Lowndes D.H., Mashburn D.H., Wood R.F. Phys. Rev. B, 1986, 34, 2407.
2. Lowndes D.H., Wood R.F. Appl. Phys. Lett., 1981, 38, 971.
3. Шапёрс К.М., Баум Б.А., Гельд П.В. ФТТ, 1974, 16, 3246.
4. Hodgson N. Philos. Mag., 1961, 6, 509.
5. Васильев А.Н., Карпов С.Ю., Ковальчук Ю.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 12, 1115.
6. Регель А.Р., Глазов В.М. Закономерности формирования структуры электронных расплавов. М.: Наука, 1982.