

ОСОБЕННОСТИ ПЛАЗМЕННОГО ОТРАЖЕНИЯ СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОГО $\text{Si}(\text{Li})$

Б.Ю. Венгалис, А.А. Кастальский, С.Б. Мальцев

Обнаружена тонкая структура в спектрах плазменного отражения в сильнолегированном $\text{Si}(\text{Li})$, указывающая на существование электронно-ионного "конденсата" с концентрацией $2 \cdot 10^{20}$ и $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

При исследовании кинетики распада твердого раствора Li в Si в условиях сильного легирования ($N_{\text{Li}} \gtrsim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) были обнаружены необычные зависимости изменения со временем холловской концентрации n_x и подвижности μ_x электронов [1]. Эти особенности были объяснены в рамках модели электронно-ионной "конденсации" и образования пространственно неоднородного распределения электрически активных ионов Li . Иными словами, предполагалось существование дополнительного (метастабильного относительно ухода в преципитат) минимума энергии для электронно-ионной подсистемы и образование "жидкой" фазы с концентрацией свободных носителей (и ионов Li) $\sim 2 + 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Приведенные там же количественные оценки подтвердили возможность существования подобного фазового перехода.

В настоящем сообщении излагаются результаты по исследованию плазменного инфракрасного отражения в кристаллах $\text{Si}(\text{Li})$. Положение плазменного минимума в спектре отражения $R(\lambda)$ (λ — длина волны

падающего света), как известно, характеризует концентрацию свободных носителей (см., например, [2]). В случае гетерогенной системы должны существовать два (или более) минимумов, соответствующих областям с различной электронной плотностью.

Образцы изготавливались из высокоомного бездислокационного n -Si. После введения Li при температуре $T = 950 + 1100^\circ\text{C}$ и резкой закали до комнатной температуры образца шлифовались и полировались при $T \approx 0^\circ\text{C}$. Оптические измерения проводились в вакуумном криостате при температурах $T = 90 + 300\text{K}$. На все подготовительные операции (от закалки до измерений) уходило не более 20 – 30 мин. Точность измерений коэффициента отражения R была не ниже 0,2%.

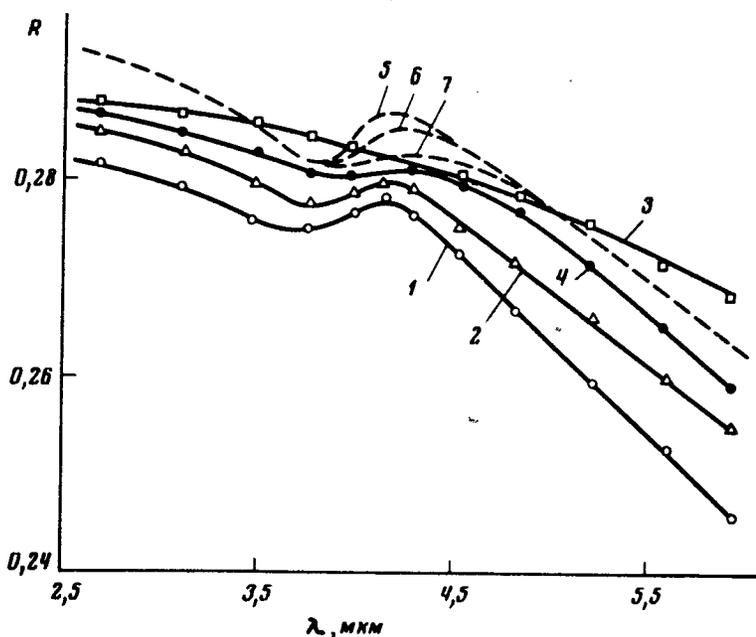


Рис. 1. Спектры инфракрасного отражения в Si(Li) в зависимости от холловской концентрации n_x и температуры измерения T : 1, 2, 3 – $T = 90\text{K}$, $n_x = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $1,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 4 – $T = 230\text{K}$, $n_x = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 5, 6, 7 – теоретические кривые, рассчитанные для межкапельной концентрации $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, внутрикапельной среды $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при относительной доле отраженного от капель света 1% в зависимости от параметра $\omega_p \tau = 50, 25, 10$

На рис. 1 приведены типичные спектры $R(\lambda)$ в диапазоне $\lambda = 2 - 6 \text{ мкм}$ для образцов с различной концентрацией n_x . Помимо общего спада коэффициента отражения в сторону больших λ (с минимумом в районе 6,5 – 9 мкм) виден дополнительный минимум в области 3,8 мкм, глубина которого \sim в 5 – 10 раз превышает точность измерительной установки. Заметим, во-первых, независимость положения минимума от n_x и, во-вторых, его отсутствие при $n_x \leq 1,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Полагая эффектив-

ную массу электронов $m = 0.26 m_0$, получаем концентрацию, соответствующую $\lambda = 3,8 \text{ мкм}$, $n_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Заметим далее отсутствие какой-либо корреляции между глубиной общего спада $R(\lambda)$ и параметром n_x (четко наблюдаемой в пространственно однородных средах). Как правило, эта глубина в нашем случае соответствовала меньшим, чем n_x , значениям концентрации свободных электронов. Все эти факты указывают на сильную пространственную неоднородность исследуемых образцов и строго фиксированную концентрацию в высоколегированных областях.

С ростом температуры опыта до 230 К (при которой ионы Li еще практически неподвижны) видно заметное расширение минимума. Это указывает на значительный вклад акустического рассеяния во время релаксации τ , так как интенсивность примесного рассеяния для n -Si в области $N_0 \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и в диапазоне $T = 90 - 230 \text{ К}$ не зависит от температуры (см., например, [3]).

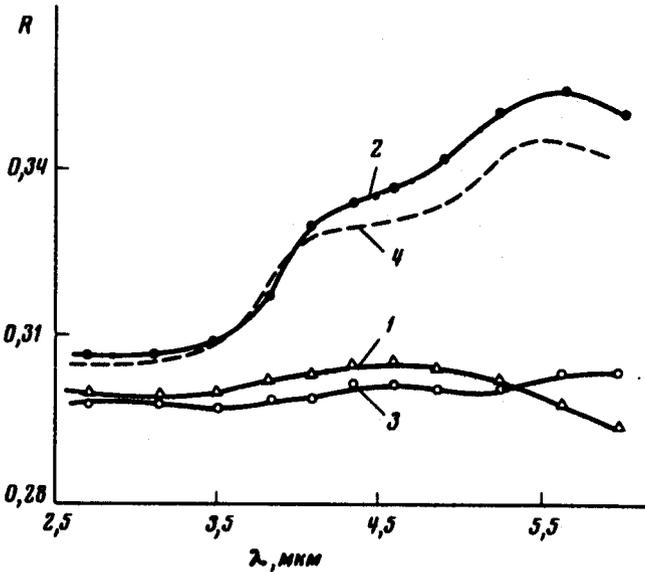


Рис. 2. Спектры инфракрасного отражения в образцах, предварительно выдержанных при $T = 300 \text{ К}$ в течение 1 часа, в зависимости от температуры и времени отжига: 1 – 90 К; 2 – 280 К, 2 часа отжига; 3 – 290 К, 1 час отжига; 4 – теоретическая кривая, рассчитанная для двух типов капель с концентрациями $n_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $n'_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\omega_p \tau = \omega'_p \tau' = 30$, относительная доля отраженного от каждой группы капель света 3%, концентрация межкапельной среды $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

Расчетные кривые 5, 6, 7 (хорошо согласующиеся с экспериментом) были получены для случая $N_{Li} = n_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и концентрации в межкапельной среде $n_M = 2,0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для внутрикапельной среды значения $\omega_p \tau$ ($\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m x_0)^{1/2}$, где x_0 – диэлектрическая проницае-

мость кристалла без свободных носителей заряда) брались соответственно 50, 25 и 10. Сравнение расчетных и экспериментальных кривых позволило заключить, что подвижность электронов в областях с $n_0 = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\tau_0 = 340 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ при $T = 90 \text{ К}$ и $\tau_0 = 140 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ при $T = 230 \text{ К}$. Столь высокое значение подвижности (обычно в $n\text{-Si}$ при $N_0 \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\tau \approx 80 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ [3]) и влияние акустического рассеяния указывают на сильную корреляцию в расположении ионов (предполагаемую в исходной модели [1]), вызывающую ослабление электрон-примесного рассеяния.

Выдерживание образцов при комнатной температуре обычно приводило к быстрому (в течение часа) исчезновению минимумов на кривой $R(\lambda)$, причем дополнительный минимум при $\lambda = 3,8 \text{ мкм}$ исчезал заметно быстрее основного. Это, по-видимому, связано с захватом ионов Li поверхностными нарушениями и исчезновением свободных электронов. Последующие шлифовка и полировка образца восстанавливали первоначальный ход кривой $R(\lambda)$.

Во многих случаях в образцах, выдержанных в течение часа при комнатной температуре в вакуумном криостате и вновь охлажденных до $T = 90 \text{ К}$, спектр $R(\lambda)$ сильно отличался от исходного. На рис. 2 приведен пример новой зависимости $R(\lambda)$ для образца, первоначальный спектр которого соответствовал кривой 1 на рис. 1. Вместо минимума при $\lambda = 3,8 \text{ мкм}$ и последующего спада R с ростом λ ; начиная с $\lambda = 3,8 \text{ мкм}$, наблюдается подъем в виде двух четко различных горбов. По мере медленного (в течение нескольких часов) увеличения температуры от 250 К амплитуда горбов возрастала, а затем вновь уменьшалась до полного и необратимого исчезновения.

Столь необычные зависимости $R(\lambda)$ можно объяснить, если предположить, что выдерживание образцов при комнатной температуре приводило к опустошению приповерхностной области образца за счет связывания Li поверхностными центрами. При этом свет начинает проникать в глубь образца и отражаться от капель, удаленных от поверхности (и имеющих, как правило, большое время существования, определяемое уходом Li в преципитат в объеме образца). Анализ показывает, что в этом случае вместо минимума должен наблюдаться подъем $R(\lambda)$. Оказалось, что плазменный минимум в отражении может возникнуть лишь при том условии, что диэлектрическая проницаемость отражающего объекта $\epsilon_0(\omega)$ больше, чем диэлектрическая проницаемость окружающей среды $\epsilon_M(\omega)$ (при $\omega < \omega_p$). В нашем случае, наоборот, всегда $\epsilon_0(\omega) < \epsilon_M(\omega)$, и должен наблюдаться лишь рост $R(\lambda)$. Обнаруженный дополнительный подъем при $\lambda = 5 \text{ мкм}$ соответствует $N_{Li} = n'_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Построенная расчетная зависимость для этого случая (кривая 4 на рис. 2) хорошо согласуется с экспериментальной кривой.

Итак, анализ спектров отражения сильнолегированного Si (Li) подтверждает наши предположения о возникновении пространственно неоднородного распределения Li со строго фиксированными значениями концентрации в сильнолегированных областях: $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Малая наблюдаемая амплитуда сигнала от этих областей (1–3%) связана, по нашему мнению, с мелкодисперсным состоянием капель, опре-

деляющим малую долю отраженного света. Кроме того, как уже указывалось, капли эффективно поглощаются и разрушаются поверхностью образца.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 мая 1975 г.

Литература

- [1] A.A.Kastalskii, S.B.Maltsev. Solid State Comm., 16, 1975 г.
 - [2] W.G.Spitzer, H.Y.Fan. Phys. Rev., 106, 882, 1957.
 - [3] Э.М.Омельяновский, В.И.Фистуль, М.Г.Мильвидский. ФТТ, 5, 921, 1963.
-