

НИЗКОЧАСТОТНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

*Н.Н.Овсюк, В.Н.Новиков**

*Институт минералогии и петрографии СО РАН
630090 Новосибирск, Россия*

**Институт автоматики и электрометрии СО РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 20 января 1993 г.

Экспериментально обнаружены собственные акустические колебания тонких полупроводниковых эпитаксиальных пленок.

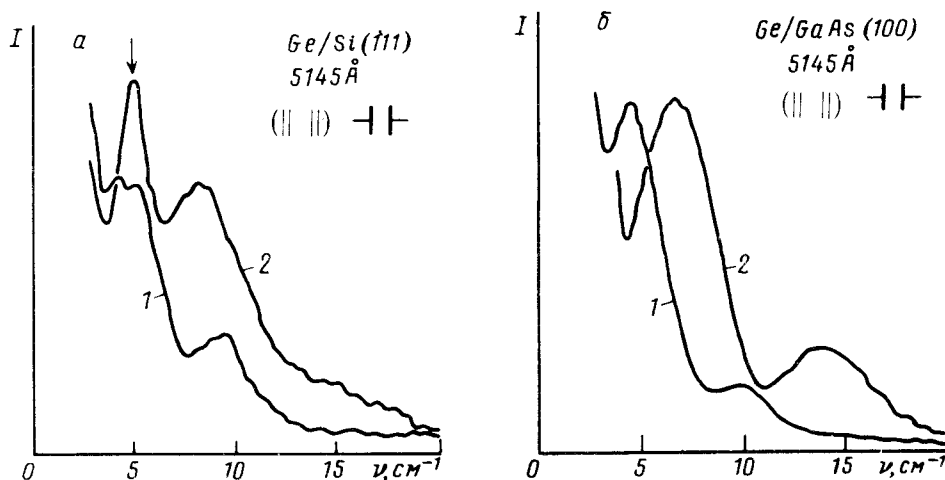
В настоящее время ведется интенсивное теоретическое исследование колебательных свойств композитных слоистых систем ^{1,2}. Однако экспериментально собственные акустические колебания тонких пленок, выращенных на подложках из другого материала, пока не наблюдались.

Для наблюдения этих колебаний в качестве модельных объектов мы использовали тонкие напряженные и ненапряженные эпитаксиальные пленки Ge на Si и GaAs подложках, соответственно. Рост пленок осуществлялся в сверхвысоковакуумной установке при давлении остаточных газов ниже 10^{-8} Па с одновременным анализом структуры методом дифракции электронов. Очистка поверхности подложки перед молекулярно-лучевой эпитаксией проводилась с помощью высокотемпературного прогрева при 850°C . Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) записывались в геометрии 90° рассеяния на спектрометре "Ramalog-U 1000" при "дважды параллельной" поляризации, то есть когда возбуждающий и рассеянный лучи света поляризованы в плоскости рассеяния.

На экспериментальных спектрах КРС от пленок (см. рисунок) мы обнаружили широкие интенсивные пики при частотах выше частоты бриллюэновского пика. Как и в случае КРС от микрокристаллов ^{3,4}, мы связали эти пики с собственными акустическими колебаниями, так как их энергия обратно пропорциональна толщине пленок.

Микрокристаллы, так же как и пленки, являются протяженными системами, собственные колебания которых соответствуют фононам с волновыми векторами, существенно превосходящими по величине разность волновых векторов падающего и рассеянного света. Их наблюдения в спектре КРС возможно, поэтому, только в результате нарушения правила отбора по волновому вектору за счет ограничения волновой функции фононов границами пленки или за счет пространственного затухания фононов на разупорядочении кристаллической структуры в напряженных пленках. На напряжения и разупорядочение указывают энергетический сдвиг, уширение и асимметрия формы спектра КРС LO-фононов на этих пленках, как на Si-, так и на GaAs-подложках. Мы считаем, что разупорядочение кристаллических пленок может обуславливать локализацию акустических фононов.

Уравнение, дающее собственные значения энергий фононов, локализованных



Спектры КРС на собственных акустических колебаниях: *a* – напряженных эпитаксиальных пленок Ge толщиной 19 нм (1) и 10 нм (2) на подложке из Si; *б* – ненапряженных пленок Ge толщиной 18 нм (1) и 12 нм (2) на подложке из GaAs. На рис. *a* стрелкой обозначен бриллюэновский LA пик от Si подложки. Бриллюэновские пики от Ge и GaAs расположены соответственно около 3 и 2 см⁻¹ и на рисунке не видны. В спектрах присутствуют моды колебаний $n = 1$, $n = 2$, кроме случая (2) на рис. *a*, где наблюдается только 1-я мода $n = 1$

в пленке и затухающих экспоненциально в подложку, имеет вид ²

$$2\{1 - (\beta_1/\beta_2)[t_2/(t_2 - 1)]\} \sinh(q_1 a L) + (\beta_1/\beta_2) \cosh[q_1 a(L - 1/2)] [\sinh(q_1 a/2)]^{-1} = 0, \quad (1)$$

где $t_m = \xi_m + i(1 - \xi_m)^{1/2}$, $\xi_m = 1 - (M_m/2\beta_m)\omega^2$, индекс $m = 1$ относится к пленке, $m = 2$ – к подложке, $\beta_I = (\beta_1 + \beta_2)/2$ – силовая константа между интерфейсными атомами, L – число атомных слоев в пленке, a – межслоевое расстояние в пленке, q – собственное значение волнового вектора фонона. Собственные частоты будем искать в виде $\omega = 2(\beta_1/M_1)^{1/2} \sin(pLa/2)$, где $p = p_1 + ip_2$ – комплексный волновой вектор. Обозначим $p_1 La \equiv x$, $p_2 La \equiv y$, тогда для реальной и мнимой частей собственного значения волнового вектора фонона имеем

$$\frac{\beta_1}{2\beta L} x = \frac{\operatorname{tg} x (1 - \operatorname{th}^2 y)}{\operatorname{tg}^2 x + \operatorname{th}^2 y}, \quad \frac{\beta_1}{2\beta L} y = \left(\frac{M_1 \beta_1}{M_2 \beta_2} \right)^{1/2} + \frac{\operatorname{th} y}{\sin^2 x + \cos^2 x \operatorname{th}^2 y}, \quad (2)$$

где $1/\beta = 1/\beta_1 + 1/\beta_2 - 2/\beta_I$. В нашем случае аналитическое решение системы уравнений (2) может быть найдено благодаря малости параметра $\beta_1/2\beta L \approx 10^{-4}$. Для собственных значений энергий колебательных мод и их полуширины из уравнений (2) получаем следующие выражения:

$$\omega_n = n \frac{v}{La} \pi \left(1 + \frac{\beta_1}{2\beta L} \right) \approx n \frac{v}{La} \pi, \quad \Gamma = \frac{v}{La} \operatorname{arctg} \left(\frac{m_2 \beta_2}{m_1 \beta_1} \right)^{1/2} \approx 0,9 \frac{v}{La}, \quad (3)$$

где v – продольная скорость звука. Из уравнений (3) видно, что полуширины фононных мод не зависят от энергии и что колебательный спектр пленки состоит из эквидистантных мод, подобно энергетическим уровням в

одномерной квантовой яме. Нужно отметить, что наиболее интенсивным будет взаимодействие света с самыми низкими фоновыми модами, так как при нарушении правила отбора по волновому вектору спектр волновых векторов фононов приобретает лоренцеву форму вблизи центра зоны Бриллюэна.

По-видимому, аналогичные пики в низкочастотном КРС на ультратонких сверхрешетках Ge_mSi_n наблюдались в ^{5,6}. Низкочастотная область спектра таких решеток не чувствительна к слоистой структуре и соответствует колебанию одного слоя с усредненными параметрами. Авторы интерпретировали их как резонансные фоновые моды, возникающие из-за взаимодействия квазилокальных мод в сверхрешетке и континуума акустических мод подложки. Мы считаем, что взаимодействие с подложкой приводит только к размытию резонанса.

Толщины пленок, оцененные по положению экспериментальных максимумов энергетических пиков с помощью уравнений (3), оказываются немного меньше ($\approx$ на 2 нм), чем толщины, полученные прямым измерением. Это может быть связано либо с тем, что поверхность пленки покрыта окислом, то есть не является свободной, что обуславливает сдвиг пиков в сторону более высоких энергий ^{5,6}, либо с тем, что константа взаимодействия света с колебаниями зависит от частоты, сдвиг пиков в этом случае может составлять 20%.

Авторы выражают благодарность А.П.Шебанину за помощь при проведении эксперимента.

-
1. L.Dobrzynski, H.Puszkarski, J.Phys.: Condens. Matter. 1, 1239 (1989).
 2. B.Sylla, L.Dobrzynski, J. Phys.: Condens. Matter. 1, 1247 (1989).
 3. Н.Н.Овсяк, Е.Б.Горохов, В.В.Грищенко, А.П.Шебанин, Письма в ЖЭТФ 47, 248 (1988).
 4. Н.Н.Овсяк, Л.М.Кривоуцкая, А.П.Шебанин, Письма в ЖЭТФ 48, 626 (1988).
 5. D.J.Lockwood, M.W.C.Dharma-wardana, G.C.Aers, and J.-M.Baribeau, Appl. Phys. Lett. 52, 2040 (1988).
 6. M.W.C.Dharma-wardana, D.J.Lockwood, G.C.Aers, and J.-M.Baribeau, J. Phys.: Condens. Matter. 1, 2445 (1989).