

ТЕРМАЛИЗАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ В α -Si:H

А.С.Алексеев, М.М.Бонч-Осмоловский, Т.И.Галкина,
И.Б.Левинсон, Д.П.Уткин-Эдин

Исследовалось прохождение тепловых импульсов через монокристалл кремния. Импульсы создавались оптическим возбуждением Si, либо пленки α -Si:H, выращенной на его поверхности. Обнаружено, что в пленке аморфного Si имеется дополнительный эффективный механизм термализации фононов.

Изучение процессов релаксации и распространения неравновесных фононов является почти единственным источником информации о кинетических свойствах высокочастотных (надтепловых) фононов – фонон-фононном взаимодействии и рассеянии на дефектах. На сегодняшний день такие данные для α -Si:H по существу отсутствуют.

Эксперименты проводились по стандартной методике тепловых импульсов в геометрии на прохождение (рис. 1). Образец – монокристалл Si находился в ванне жидкого He при 1,8К. Излучение азотного лазера ослаблялось фильтрами и фокусировалось линзой на переднюю грань образца, изменение размера пятна достигалось осевым перемещением линзы. Энергия, падающая на образец, менялась от $5 \cdot 10^{-3}$ мкДж до 5 мкДж, плотность ее от 0,1 мкДж/см² до 0,5 Дж/см².

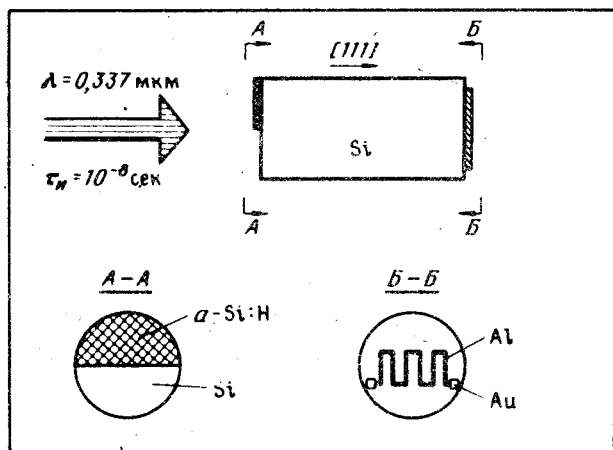


Рис. 1. Схема эксперимента. Образец Si ($\rho \sim 8$ кОм·см, $L = 1$ см, $\phi = 0,6$ см). А-А – передняя поверхность образца. Заштрихованная часть – пленка α -Si:H. Б-Б – задняя поверхность образца с напыленным болометром из Al. Размер 2×2 мм², толщина – 350 Å

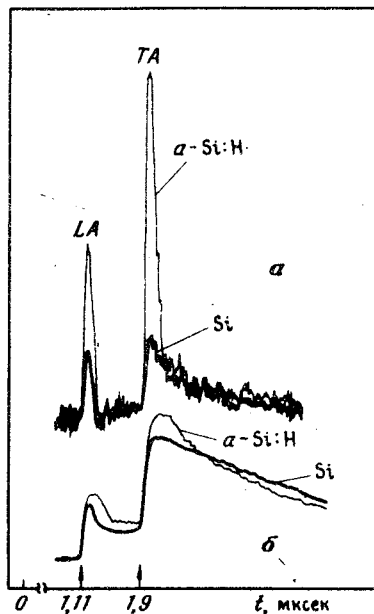


Рис. 2

Рис. 2. Тепловые импульсы, возникающие при поглощении лазерного излучения в пленке α -Si:H и на поверхности кристалла Si при двух величинах плотности поглощенной энергии: а – 2 мкДж/см²; б – $3 \cdot 10^4$ мкДж/см². LA-и TA-пики – отклик болометра на приход продольных и поперечных акустических фононов. Оба сигнала на каждом из рисунков а и б получены при одном и том же усилении

Пленка α -Si:H толщиной 0,6 мкм была получена в емкостном тлеющем ВЧ (5,28 МГц) разряде в смеси 4% моносилана с аргоном, при давлении в реакторе 0,1 Тор и температуре подложки 280°С. Электрофизические и оптические свойства такого слоя аналогичны обычно приводимым (см., например, ¹): $\rho \sim 10^{10}$ Ом·см, фотоотклик $\sim 10^5$, оптическая ширина запрещенной зоны – 1,88 эВ², концентрация водорода ~ 16 ат.%. Коэффициент отражения излучения 0,337 мкм от α -Si:H и от с-Si по нашим измерениям примерно одинаков ($\sim 0,32$).

Детектором фононов служил сверхпроводящий болометр из гранулированного Al, сигнал с которого усиливался, обрабатывался с применением техники стробинтегрирования и записывался на двухкоординатном самописце.

Экспериментальные кривые для двух величин плотности поглощенной энергии представлены на рис. 2, откуда видно:

1) при малых плотностях энергии сигналы, полученные при поглощении лазерного импульса в пленке $a - Si : H$ и в $c - Si$ резко различаются по форме (при наличии пленки наблюдаются дополнительные узкие сигналы баллистического типа; хвосты сигналов почти совпадают).

2) При высоких плотностях энергии различие между сигналами в обоих случаях не столь велико.

3) Наличие сигналов баллистического типа для $a - Si : H$ говорит о достаточном совершенстве границы раздела пленки $a - Si : H/c - Si$.

Неравновесные фононы генерируются в процессе релаксации горячих носителей, начальная энергия которых $\epsilon_0 \sim 1,2$ эВ. Первый этап релаксации заключается в испускании высокочастотных (акустических и оптических) фононов с энергией порядка дебаевской ($\hbar\omega_D \sim 56$ мэВ). Испустив около 20 таких фононов, носители оказываются в области $\epsilon < \hbar\omega_D$, где происходит второй этап релаксации, за счет взаимодействия с низкочастотными акустическими фононами с $\hbar\bar{\omega} \sim 4$ мэВ = 40К.

Считая, что время испускания фонона $\hbar\omega_D$ составляет 1 пс, найдем, что за время первого этапа релаксации (20 пс) носители продиффундируют на глубину $d \sim 1$ мкм. Второй этап релаксации длится около 10 нс; соответствующая глубина диффузии определяется временем жизни носителей. На этом кончается "электронная" стадия релаксации.

На протекание "фононной" стадии релаксации сильно влияет плотность поглощенной энергии. Неравновесная температура фононов, т. е. планковское их распределение, устанавливается только в том случае, когда длина пробега относительно фонон-фононного взаимодействия l меньше размеров "нагретой" области d . При низких плотностях энергии это условие не выполняется. Энергия $P \sim 1$ мкДж/см², выделившаяся на глубине $d \sim 1$ мкм нагрела бы кристалл до $T \sim 20$ К. При этой температуре $l \sim 1$ мм $\gg d$. Учет того обстоятельства, что за время импульса (10 нс) нагретая область может расшириться в процессе теплопроводности на глубину d_T , еще более затрудняет установление температуры. Оценки показывают, что говорить об установлении температуры можно только при $P \gtrsim 10^3$ мкДж/см²; при этой критической энергии $T = 50$ К, $d_T \sim l \sim 10$ мкм.

Основными факторами, определяющими распространение фононов являются их распад и рассеяние на изотопах. Можно оценить, что при $\omega \sim 35$ К $\sim 0,75$ ТГц длины пробега относительно обоих процессов порядка длины образца $L = 1$ см. При больших частотах доминирует распад (если он не запрещен законами сохранения).

Фононы, родившиеся на первом этапе релаксации в процессе распада, скапливаются на нераспадной ТА-ветви³. Длительность ТА-сигнала не может быть объяснена дисперсией групповой скорости ТА-фононов при баллистическом их распространении, ибо на тех частотах, где возможно баллистическое распространение, дисперсия составляет всего около 3%. Из геометрических соображений можно исключить также отражение от боковых стенок образца. Таким образом, остается считать, что широкий хвост обусловлен квазидиффузионным механизмом распространения^{4, 5}. При этом, однако, остается неясным, почему, мало запаздывание максимума ТА-сигнала.

При наличии аморфной пленки, использованной толщины, по-видимому, заметное количество носителей успевает продиффундировать в кристаллическую подложку. Фононы, рожденные этими носителями, дают ту часть сигнала, которая мало меняется при нанесении пленки. Фононы, рожденные в пленке, термализуются, в результате чего их средняя частота понижается, и они дают наблюдаемый баллистический ТА-сигнал и дополнительный баллистический LA-сигнал (рис. 2, а). Заметим, качественное сходство такой картины с сигналами, полученными при лазерном нагреве Au пленки на Ge⁶.

Термализация фононов в аморфной пленке может быть связана с двухуровневыми системами⁷. Следует, правда, отметить, что прямых указаний на двухуровневые системы в

$a - Si : H$ нет. Считается также ⁸, что высокое координационное число 4 препятствует их образованию. Однако, двухуровневые системы могут образовываться вблизи оборванных связей, и даже если их концентрация в $a - Si : H$ на три порядка меньше обычной для стекол, они обеспечат термализацию фононов $T = 20K$ на длине 1 мкм.

Как видно из приведенных выше оценок, при высоких плотностях энергии (рис. 2, б) в кристаллическом Si происходит термализация фононов, и поэтому дополнительный ее механизм в аморфной пленке на форму сигнала влияет слабо.

Авторы признательны Б.М.Вулу за интерес к работе и ее обсуждение.

Литература

1. Spear W.E. Adv. Phys., 1977, 26, 811.
2. Акимченко И.П., Вавилов В.С., Дымова Н.Н., Краснопецев В.В., Родина А.А., Уткин-Эдин Д.П. ФТП, 1982, 16, 656.
3. Ulbrich R.G., Narayanamurti V., Chim M.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1432.
4. Казаковцев Д.В., Левинсон И.Б. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 194.
5. Guseinov N.M., Lévinson Y.B. Solid State Comm., 1983, 45, 371.
6. Багаев В.С., Бельская-Левандовская Г., Бонч-Осмоловский М.М., Галкина Т.И., Левандовский С.Ю., Михайлова Г.Н., Поярко А.Г., Юнг Г. ЖЭТФ, 1979, 77, 2117.
7. Левинсон И.Б. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 157.
8. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах, М.: Мир, 1982.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 апреля 1983 г.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР