

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ДОМЕННЫХ СТЕНОК МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ КАЛОРИМЕТРИИ

А. А. Аникьев, В. М. Бурлаков, С. А. Киселев, В. Н. Петухов

Динамика доменных стенок (ДС) в значительной степени определяет частотную и полевую зависимости диэлектрической проницаемости кристалла SbSI при низких температурах $T \ll T_c$ ($T_c = 238$ К) [1]. Основными параметрами, характеризующими низкотемпературную динамику ДС, являются энергия связи U и эффективная частота колебаний μ ДС на центре пиннинга.

В настоящей работе предлагается способ определения этих величин из измерения теплоемкости образца в режиме непрерывного сканирования температуры.

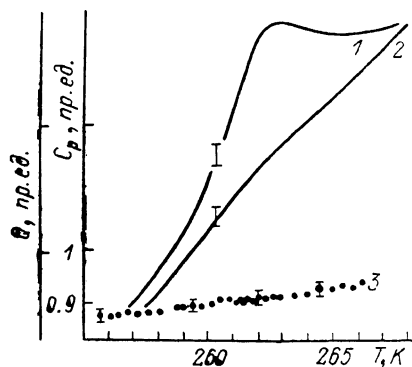


Рис. 1.

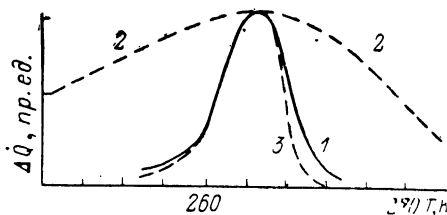


Рис. 2. Температурная зависимость избыточной мощности нагревателя ΔQ ($T = \text{const } t$).

1 — эксперимент для скорости нагрева $T = 0.015$ К/с; 2 — расчет при $U = 0.8$ эВ, $\mu = 10^{18}$ Гц; 3 — расчет при $U = U'(T_c - T)$, $U' = 0.014$ эВ/К, $\mu = 3.2 \cdot 10^8$ Гц.

Использовалась стандартная методика измерения теплоемкости образца SbSI массой 0.6 г с помощью адиабатического микрокалориметра. Образец помещался в титановый микроконтейнер (в атмосфере гелия), окруженный двумя радиационными экранами. Вся система помещалась в вакуумной камере, погруженной в сосуд Дюара с азотом.

Исследования проводились в двух режимах: динамическом режиме непрерывного нагрева и адиабатическом режиме с дискретным вводом тепла при больших временах установления равновесия. В динамическом режиме (скорость нагрева достигала 0.2 К·с⁻¹) измерялась величина, пропорциональная мощности нагревателя контейнера, и температура на первом радиационном экране. Калориметрическая ступенька в адиабатическом режиме составляла 0.35 К.

На рис. 1 приведена типичная термограмма контейнера с образцом (1) и без образца (2) для скорости нагрева 0.015 К·с⁻¹. Отчетливо видна аномалия в окрестности 262 К. При более низких скоростях нагрева амплитуда пика уменьшается, а его минимум смещается в сторону меньших температур. В адиабатическом режиме измерения C_p аномалия не наблюдается (3).

Обнаруженная зависимость аномалии на рис. 1 от скорости нагрева образца связана, по-видимому, с возникновением в образце неоднородного поля температур. Причиной этого может быть доменная структура, т. е. неподвижные доменные стенки. Последние являются как бы теплоизоли-

рующей оболочкой для эллиптических доменов, вращенных во внешний монодоменный блок [1]. Если при повышении температуры происходит «включение» дополнительного механизма внутреннего теплообмена (например, конвекционного за счет резкого возрастания подвижности ДС), то для сохранения прежней скорости возрастания температуры¹ потребуется избыточный поток тепла $\Delta\dot{Q}$, которое пойдет на нагрев холодных областей кристалла и выравнивание тем самым поля температур.

Количество теплоты распределяется внутри образца следующим образом:

$$dQ/C = VdT + V_1dT_1 + V_2dT_2 + (T_2 - T_1)dV_2, \quad (1)$$

где T, T_1, T_2 — температуры внешнего домена, закрепленных и подвижных внутренних доменов; V, V_1, V_2 — объемы соответствующих компонентов; C — удельная теплоемкость. Скорости нагрева пропорциональны разности температур внешнего и внутреннего доменов

$$\dot{T}_1 = K_1(T - T_1)/CV_0, \quad \dot{T}_2 = K_2(T - T_2)/CV_0, \quad (2)$$

где K_1, K_2 — коэффициенты теплопроводности через стенки для доменов двух типов;² V_0 — объем одного внутреннего домена (полагаем для простоты, что все внутренние домены одинаковы). Из (1), (2) с учетом числа подвижных доменов n_2 и общем числе n_0 внутренних доменов находим зависимость мощности от времени

$$\dot{Q}(t) = Cv\dot{T} \left[1 + \frac{K_2 - K_1}{K_2K_1} \frac{V_0n_2(t)}{v} \right], \quad (3)$$

где $v = V + V_1 + V_2$.

Изменение числа подвижных доменов со временем опишем уравнением десорбции

$$\dot{n}_2(t) = \mu(n_0 - n_2) \exp[-U/kT_1(t)]. \quad (4)$$

Энергию активации, пропорциональную упругой энергии связи ДС на центре пиннинга, будем считать зависящей от температуры по закону

$$U \sim P_s^2 \sim U^0(T_c - T_1), \quad (5)$$

так как упругая деформация в области доменной стенки зависит от величины спонтанной поляризации $P_s = P_{s0} ((T_c - T_1)/T_c)^{1/2}$. На рис. 2 представлены результаты расчета зависимости $\Delta\dot{Q}$ с использованием соотношений (3)—(5). При этом нами использовался только один подгоночный параметр, так как величины μ и U связаны через температуру максимума аномалии на рис. 1.

Важными преимуществами описанного способа измерения μ и U по сравнению с использованным в [2] и основанным на измерении температурно-частотного сдвига максимума $\epsilon''(\omega)$ являются: 1) возможность определения температурной зависимости U , 2) возможность изучения динамики ДС практически любой природы. Заметим, что полученное значение $U \approx 1.1 - 1.4$ эВ в пересчете на область 200—220 К вполне согласуется с оценкой [2] — 1 эВ.

Авторы выражают благодарность В. А. Ляховицкой за любезно предоставленные образцы SbSI, Б. А. Струкову за критические замечания.

Список литературы

[1] Наконечный Ю. С., Горват А. А., Ляховицкая В. А., Задорожная Л. А., Чепур Д. В. // Кристаллография. 1979. Т. 24. № 4. С. 793—997.

¹ За температуру образца принимается экспериментально измеряемая температура внешнего монодоменного блока.

² Напомним, что для подвижных доменов в коэффициент теплопроводности возникает дополнительный вклад, связанный с конвекцией.

УДК 535.853.4

© Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

ВЫХОД ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПРИ АСИММЕТРИЧНОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В СКОЛЬЗЯЩЕЙ БРЭГГ—ЛАУЭ ГЕОМЕТРИИ

А. М. Афанасьев, Р. М. Имамов, Э. Х. Мухамеджанов, А. В. Есян,
А. А. Бжеумихов

В асимметричной схеме дифракции с параметром асимметрии $|\beta| > 1$ (рис. 1, а) дифрагированная волна отражается под малым углом к входной поверхности кристалла. В результате глубина проникновения рентгеновских лучей в кристалл уменьшается, а плотность потока вблизи поверхности сильно возрастает. Поперечное сечение дифрагированного пучка S_h уменьшается в $|\beta|$ раз по сравнению с поперечным сечением падающего пучка S_0 (рис. 1, а); при этом коэффициент отражения R_h , кото-

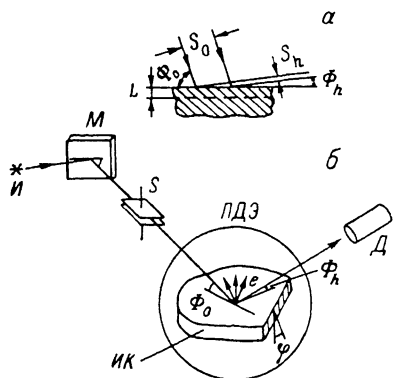


Рис. 1. Схемы асимметричной брегговской дифракции (а) и скользящей Брэгг—Лауэ геометрии дифракции (б).

L — глубина выхода электронов, $И$ — источник рентгеновских лучей, $М$ — монохроматор, $ИК$ — исследуемый кристалл, $С$ — щель, φ — угол скоса отражающих плоскостей, $ПДЭ$ — пропорциональный детектор электронов, $Д$ — детектор дифрагированного излучения.

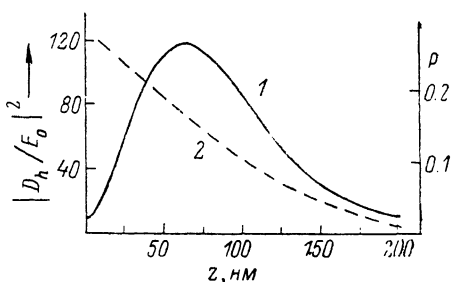


Рис. 2. Зависимости квадрата амплитуды поля дифрагированной волны (1) и плотности вероятности выхода фотоэлектронов (2) по глубине кристалла.

рый определяется как отношение интенсивностей дифрагированного и падающего пучков, оказывается близким к единице [1, 2]. Эта особенность дифракционного рассеяния находит свое яркое отражение в угловой зависимости выхода вторичных излучений, сопутствующих дифракционному процессу, с малыми глубинами выхода, например в угловой зависимости выхода фотоэлектронов [3, 4].

При асимметричной дифракции рентгеновских лучей резко возрастает число вылетающих фотоэлектронов по отношению к их интенсивности