

ФОНОН-ЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЯХ КРЕМНИЯ

Н.В. Заварицкий, З.Д. Квон

Изучено увлечение фононами зарядов p и n инверсионных слоев кремния. Обнаружено возрастание фонон-электронного взаимодействия при $q \approx 2K_F$ в несколько раз, вероятно, связанное с двумерностью системы. Определен деформационный потенциал в инверсионном канале.

Известно ¹, что концентрацию поверхностных зарядов N_s в инверсионном слое МДП (металл – диэлектрик – полупроводник) структур можно контролируемым образом изменять напряжением на затворе. Это открывает дополнительные возможности в исследовании по фононному увлечению α_{ph} зарядов фонон-электронного взаимодействия. Распределение неравновесных фононов в случае тонкого проводящего слоя определяется только характеристиками тела кремниевой пластинки, и, вследствие этого, фононное увлечение в двумерных (2D) системах прямо пропорционально взаимодействию фононов с электронами ².

МДП структуры были изготовлены по стандартной технологии: слой n -типа на [100] и p -типа на [111] поверхности кремния. В слое n -типа максимальная подвижность $\mu = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, а в слое p -типа $\mu = 1,1 \div 1,5 \cdot 10^3$. Для измерения термоэдс к структурам припаивались сверхпроводящие (Pb – Sn) провода. Измерение α проводилось так же, как и ранее ², компенсационным методом с квантовым интерферометром в качестве нуля прибора в цепях измерения ΔT и U .

На рис. 1 представлены результаты измерения термоэдс α инверсионных проводящих слоев. Величина α на несколько порядков превосходит термоэдс обычно наблюдаемую как в металлах при низких температурах, так и в проводящих слоях германия ². В основном α обусловлена фононным увлечением зарядов α_{ph} . Вклад диффузной части α_e незначителен. Из обработки результатов следует, что $\alpha_e \lesssim 10^{-6} T$ (В · К⁻¹).

Рассмотрим вначале подробнее характеристики образцов n -типа. У них термоэдс пропорциональна T^3 лишь в области низких температур, например, для образца с $N_s = 4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ниже 2,7К. При более высоких температурах наблюдается сложная зависимость $\alpha_{ph}(T)$. В то же время у этих образцов $q\Lambda \gg 1$ ($q(T)$ – волновой вектор фонона, соответствующего максимуму распределения Планка тепловых фононов, Λ – длина свободного пробега зарядов). В этом случае, согласно известным представлениям о фононном увлечении, можно было ожидать, что α_{ph} будет пропорциональна T^3 во всем интервале измерений.

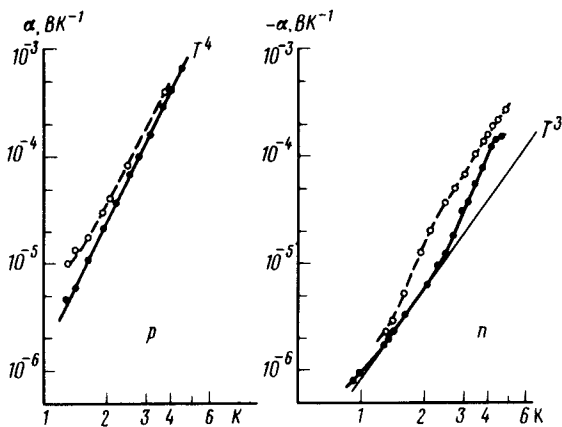


Рис. 1. Термоздс МДП структур: точки $N_s = 4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для n -структуры, $N_s = 4,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для p -структуры, кружки $N_s \sim 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

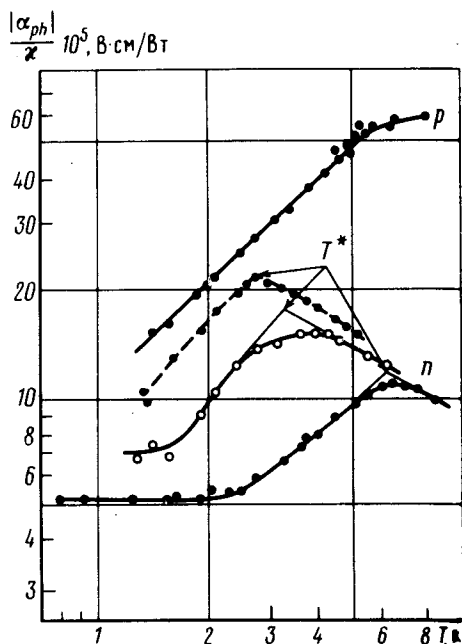


Рис.2

Рис. 2. Отношение фоновонного увлечения к теплопроводности образцов с концентрацией N_s : для n -типа точки $4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, кружки $1,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, пунктир $0,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; для p -типа $4,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Прямые показывают способ определения T^*

Измерения теплопроводности κ -пластин кремния, на которых создавались МДП структуры показали, что, как обычно в диэлектриках, перенос тепла осуществляется фонанами, которые рассеиваются на границах образца. $\kappa \sim 10^{-2} T^3 \text{ Вт/К}\cdot\text{см}$ во всем интервале измерений. Следовательно, особенности изменения $\alpha_{ph}(T)$ могут быть связаны только с особенностями в фонон-электронном взаимодействии.

Величина фоновонного увлечения в $2D$ -системе

$$\alpha_{ph} \sim \Gamma_{ph, e} W, \quad (1)$$

где W — поток энергии тепловых фононов, $\Gamma_{ph, e}$ — затухание фононов из-за их взаимодействия с носителями заряда. Это взаимодействие фононов можно выделить непосредственно, рассматривая отношение $(\alpha \kappa^{-1})$, тем более, что в опыте эта величина определяется с меньшей ошибкой (3 — 5%) чем отдельно α или κ . Как видно на рис. 2 для n образцов на кривых $(\alpha \kappa^{-1})$ наблюдается отчетливый максимум. Температура T^* при которой он расположен, зависит от концентрации электронов (рис. 3) и изменяется так, как если бы аномалия находилась всегда при одном значении отношения $q(T^*)K_F^{-1}$. Пунктир на рис. 3 по результатам для трех образцов соответствует $q(T^*) = 1,9 K_F$. Напомним, что в $2D$ -системах Ферми импульс $K_F \sim N_s^{0,5}$. Вставка на рисунке иллюстрирует характер относительного изменения фонон-электронного взаимодействия для нескольких значений N_s , которые в единицах 10^{-12} см^{-2} приведены над кривыми.

Необычный характер обсуждаемой особенности при $q(T) \approx 2K_F$ состоит в том, что в ней происходит возрастание фонон-электронного взаимодействия в несколько раз. Коновские аномалии при $q \approx 2K_F$ обычно, соответствуют изменению дисперсионных кривых фононов лишь на проценты. Большая величина наблюдаемого эффекта, видимо, связана с двумерностью системы зарядов, с которой взаимодействуют фононы. Утверждение, что коновские особенности будут более четко выражены в $2D$ -системах, по-видимому, впервые было высказано в работе ³.

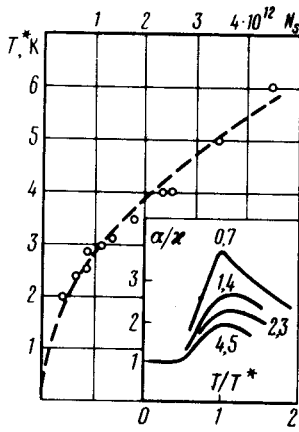


Рис.3

Это подтверждают так же расчеты поглощения звука $\Gamma(q)$, выполненные И.М.Сусловым. Опираясь на результаты известной работы⁴ было получено для 3D-и 2D-системы зарядов:

$$\Gamma(q)_{3D} = \frac{m^{*2} \gamma^2}{2\pi \hbar^2 \bar{u} \rho_{3D}} q \Theta(2K_F - q), \quad (2)$$

$$\Gamma(q)_{2D} = \frac{m^{*2} \gamma^2}{2\pi^2 \hbar^2 \bar{u} \rho_{2D}} q \frac{1}{\sqrt{2K_F - q}} \Theta(2K_F - q),$$

где γ — деформационный потенциал, m^* — эффективная масса зарядов, ρ — плотность, \bar{u} — средняя скорость звука, $\Theta(x) = 1$ при $x < 0$, $\Theta(x) = 0$ при $x > 0$. Если поток фононов немонотонен, как в нашем опыте, в соотношении (1) надо использовать усредненное по распределению фононов в тепловом потоке значение $\Gamma_{ph,e}$. Это сглаживает особенности $\Gamma(q)$, следующие из соотношения (2).

Фонон-электронное взаимодействие изменяется при переходе из области $q\Lambda \gg 1$ в область, где $q\Lambda \ll 1$, как отмечалось ранее². Это изменение проявляется в температурной зависимости $\alpha_{ph}(T)$ для p -структур (рис.1 и рис.2), у которых из-за меньшей проводимости условие $q\Lambda = 1$ находится в области измерений. У этих образцов в интервале $1 \div 4,5$ К $\alpha_{ph} \sim T^4$ и соответственно $\alpha k^{-1} \sim T$. При более высоких температурах видна тенденция к переходу на зависимость $\alpha_{ph} \sim T^3$, $\alpha k^{-1} = \text{const}$. Обратим внимание, что у этих образцов термоэдс существенно больше, чем у образцов n -типа. Мы полагаем, что это связано с различием эффективной массы у электронов и дырок¹ ($m_n^* = 0,19m_0$, $m_p^* = 0,55m_0$), так как согласно расчетам² для 2D-случая $\alpha \sim m^{*3} K_F^{-1}$. Заметим, что из-за двукратного вырождения ферми-импульс электронов в $\sqrt{2}$ раз меньше чем у дырок.

Величину γ в соотношении (2) для инверсионного канала можно оценить по результатам измерения αk^{-1} , воспользовавшись для этого соотношениями (П.4) и (П.13а) работы². Используем для n -типа результаты измерений, полученные для $N_s = 4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T < 2,5$ К где $q < K_F$ и $\alpha k^{-1} = 5 \text{ В} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{см}$ (среднее по трем образцам), для p -типа данные при $T > 4,5$ К, где $q\Lambda > 1$. Подставив эти значения в соответствующие выражения получаем, что как для n -, так и для p -структур $\gamma \approx 8$ эВ. Полученное значение γ существенно менее того, ($\gamma \gtrsim 17$ эВ), которое в ряде расчетов¹ приходилось использовать для объяснения температурной зависимости сопротивления МДП структур.

Авторы благодарны П.Л.Капице за внимание, И.Г.Неизвестному и О.Н.Овсяку за содействие, В.А.Волкову, М.А.Либерману, И.М.Суслову, Ю.В.Шарвину за дискуссии, Н.А.Никитину за техническое содействие в ходе выполнения работы.

Литература

1. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Rev. of Mod. Phys., 1982, 54, 437.
2. *Заварицкий Н.В., Заварицкий В.Н.* ЖЭТФ, 1982, 83, 1182.
3. *Hensel J.C., Dynes R.C., Tsui S.C.* Surf. Sci., 1982, 113, 249.
4. *Ахиезер А.И., Каганов М.И., Любарский Т.Я.* ЖЭТФ, 1957, 32, 837.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 апреля 1983 г.