Журнал экспериментальной и теоретической физики

Т. 87 *1984* *Вып. 6(12)*

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОЭДС ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ВБЛИЗИ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

Н. В. Заварицкий, И. М. Суслов

Экспериментально и теоретически изучены переходы, связанные с изменением топологии поверхности Ферми, в двумерных металлических системах. Экспериментально исследована термоэдс α в инверсных слоях на поверхности кремния, скошенных к плоскости (100). Зависимость α от концентрации поверхностных электронов N_S (или уровня Ферми ε_F) имеет сложный характер с резкими особенностями порядка наблюдаемого эффекта. Вблизи особенностей α следует законам $\alpha\infty\Delta\varepsilon^{-0,7\pm0,3}$ и $\alpha\infty\Delta\varepsilon^{-0,5\pm0,3}$, где $\Delta\varepsilon=\varepsilon_F-\varepsilon_c$, соответственно для двух типов особенностей, связанных с а) возникновением перешейка и б) зарождением полости. Теоретически для диффузной части термоэдс α_e и термоэдс, связанной с фононным увлечением, α_{ph}, получено: $\alpha_e\infty\Delta\varepsilon^{-1}$, $\alpha_{ph}\infty|\Delta\varepsilon|^{-1/2}$ в случае а) и $\alpha_e\infty\delta(\Delta\varepsilon)$, $\alpha_{ph}\infty\Delta\varepsilon^{-1/2}\Theta(\Delta\varepsilon)$ в случае б). Изучены температурные зависимости α вблизи особенностей и характер размытия особенностей. В целом теория разумно согласуется с экспериментом.

1. Введение

Представление о топологических переходах в металлах было введено И. М. Лифшицем в 1960 г. [1]. Эти переходы связаны с изменением топологии поверхности Ферми, которое может происходить одним из двух способов — путем возникновения (разрыва) перемычки между двумя частями поверхности Ферми или путем зарождения (исчезновения) новой полости. Точка топологического перехода является особой точкой как термодинамических, так и кинетических характеристик [1, 2].

Однако для экспериментального исследования трехмерная система оказалась неблагодарным объектом, так как в ней трудно было добиться существенного изменения плотности электронов, необходимого для возникновения перехода. Это удавалось сделать только путем применения сильной деформации образцов высоких давлений или внесения большого количества примесей [3—6].

В двумерном случае существуют системы, в которых концентрацию электронов можно легко изменять в ходе опыта,— это так называемые МДП-структуры [7] (металл — диэлектрик — полупроводник). Они состоят из металлического электрода (затвора), отделенного слоем диэлектрика от массивного полупроводника. Прикладывая между затвором и объемом полупроводника напряжение V_g, можно создать в тонком поверхностном слое ($d\sim50$ Å) двумерный электронный газ с поверхностной плотностью N_S, зависящей от V_g.

Топологический переход можно осуществить при сравнительно небольших концентрациях N_S, если использовать МДП-структуры на сверхрешетках — системах, в которых создана дополнительная пространственная периодичность с периодом, большим по сравнению с межатомными расстояниями. В описываемых ниже экспериментах дополнительная периодичность возникала благодаря использованию поверхностей кристалла Si с высокими индексами Миллера. Последовательные изменения поверхности Ферми, происходящие в таких системах при постепенном увеличении концентрации N_S, показаны на рис. 1,— видно, что здесь имеют место оба типа топологических переходов, указанных выше: A — образование перешейка, B — зарождение полости; переходы разнесены за счет наличия в спектре минищели Δ.

Особенности в электропроводности двумерных систем, связанные с топологическими переходами, впервые наблюдались в работе [8] и оказа-

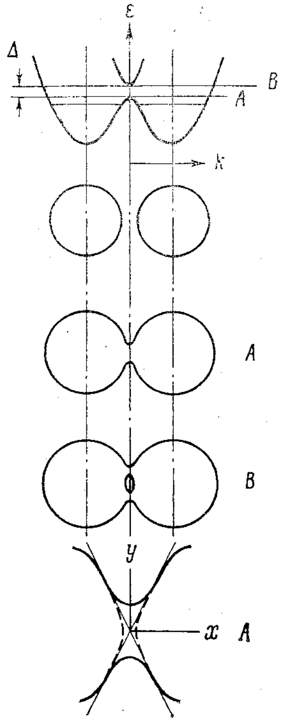

Рис. 1

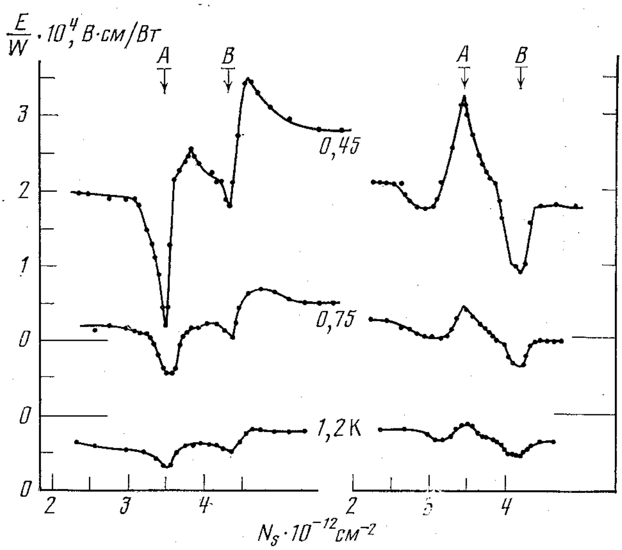

Рис. 2

Рис. 1. Электронный спектр $\varepsilon(\mathbf{k})$ для МДП-структур на плоскостях кремния с высокими индексами. Внизу — последовательное изменение поверхности Ферми при увеличении концентрации N_S; буквами указаны топологические переходы: A — возникновение перешейка (внизу в большем масштабе); B — возникновение полости; штрих — граница зоны Бриллюэна, штрихпунктир — центры электронных долин

Рис. 2. Термоэдс двумерных электронных систем в МДП-структурах на плоскостях Si с высокими индексами. Образец с углом скоса к плоскости (100), равным $\theta=10°30'$. Левая серия кривых: поток тепла вдоль сверхрешетки, правая — перпендикулярно сверхрешетке. По оси ординат нуль шкалы последовательно смещен

лись очень слабыми. Значительно более сильные особенности (изменения порядка наблюдаемого эффекта) были обнаружены недавно в термоэдс α [9]. В настоящей работе представлены результаты более подробного экспериментального исследования термоэдс в МДП-структурах в области топологических переходов в температурном интервале от 0,45 до 2 К при различных направлениях потока тепла относительно сверхрешетки (рис. 2). Опытные данные сопоставляются с теоретическим анализом особенностей термоэдс двумерного металла в точках топологических переходов.

2. Экспериментальная часть

Термоэдс α определяет электрическое поле E, возникающее в образце при наличии в нем градиента температуры ∇T и отсутствии электрического тока j:

$$E_i=\alpha_{ik}(\nabla T)_k, \quad j=0.$$

Обычно термоэдс удается разделить на диффузную часть α_e и термоэдс, обусловленную фононным увлечением электронов α_{ph} [10]:

$$\alpha=\alpha_e+\alpha_{ph}=aT+bT^3. \tag{1}$$

Для измерения термоэдс служил прибор, изображенный на рис. 3. Объектом исследования являлись МДП-структуры, изготовленные по стандартной технологии на плоскостях кремния, скошенных к (100) на угол $\theta=9°$; $9°27'$; $10°$; $10°30'$; $10°40'$; в этом случае в двумерной системе возникает сверхрешетка в направлении скоса. В работе измерялись характеристики образцов как вдоль, так и поперек сверхрешетки.

Размеры исследуемых МДП-структур составляли 400×1200 мкм. Структуры находились на пластинках кремния размерами 0,3×3×10 мм. На одном конце пластинки намотан проволочный нагреватель H_1, другой конец пластинки припаян индием *2* к холодопроводу *3*, который через изолирующую шайбу *4* из Ge контактировал с ванной He^3 *5*. Нагреватель H_2 использовался для изменения средней температуры образца,

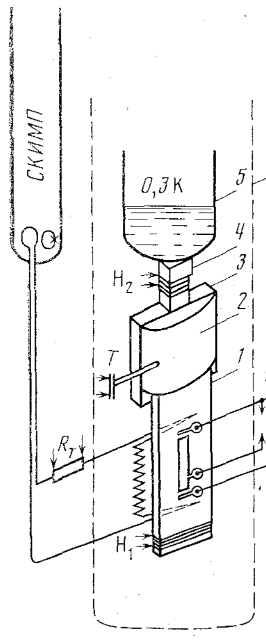

Рис. 3

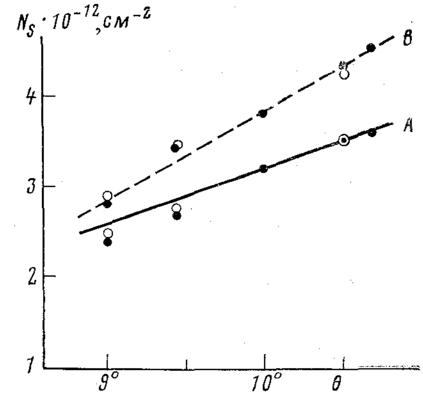

Рис. 4

Рис. 3. Прибор для исследования термоэдс в инверсионных слоях МДП-структур

Рис. 4. Критические концентрации N_A и N_B для образцов с различными углами θ. Точки и кружки – результаты измерений при потоке тепла соответственно вдоль и поперек сверхрешетки. Сплошная линия – кривая, при которой $k_F=0{,}15\,(2\pi/a)\sin\theta$

которая определялась термометром *T*. Все эти элементы прибора находились в вакуумном контейнере *6*.

Для измерения *E* к истоку и стоку были припаяны сверхпроводящие Pb–Sn провода диаметром 50 мкм. Для измерения ∇T с другой стороны пластинки из Si напротив МДП-структуры были приклеены концы термопары из сверхпроводника и сплава ЗЛЖ. Для вывода сверхпроводящих приборов из контейнера использовались платиновые капилляры, впаянные в стеклянные слезки, не показанные на рис. 3.

Измерение напряжений на образце и термопаре производилось компенсационно с установкой СКИМП [11] в качестве нуль-прибора. В цепи измерения напряжения на МДП-структуре использовался воздушный трансформатор, который повышал токовую чувствительность установки до 10^{-13}–10^{-14} А.

Основные измерения проводились в интервале 0,45–1,2 К. Определялись проводимость σ, термоэдс α и теплопроводность $\varkappa$ образцов. Из-за малого геометрического размера исследуемых объектов систематические ошибки в определении абсолютной величины α или $\varkappa$ могли достигать 20%. Поэтому сопоставлялись величины, характеризующие относительное изменение исследуемых величин. Так, вместо термоэдс использовалось отношение E/W, где W – плотность потока тепла в объеме образца, который соответствует градиенту температуры ∇T вдоль структуры. Величина ∇T вдоль образца и МДП-структуры $\nabla T=W/\varkappa$, и величина E/W

прямо пропорциональна термоэдс α. Согласно измерениям, $\varkappa$ не зависит от состояния электронной системы, в интервале 0,8—4 К $\varkappa \approx 2 \cdot 10^{-2}$ T^3 Вт/ /К·см и при $T \leqslant 0{,}8$ К $\varkappa \sim T^{2{,}6}$. Теплопроводность осуществляется фононами, которые рассеиваются в основном на границах пластинки кремния.

Для исследования α отбирались те образцы, у которых токи утечки через слой диэлектрика SiO_2 во всем интервале используемых напряжений на затворе V_g были $<10^{-12}$—10^{-13} А. Иначе требовались дополнительные предосторожности по поддержанию неизменной температуры образца при включении нагревателя H_1, который создавал тепловой поток W

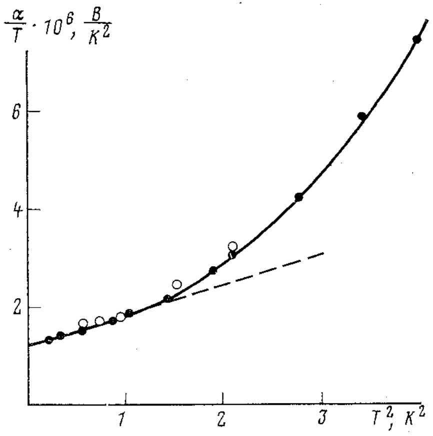

Рис. 5

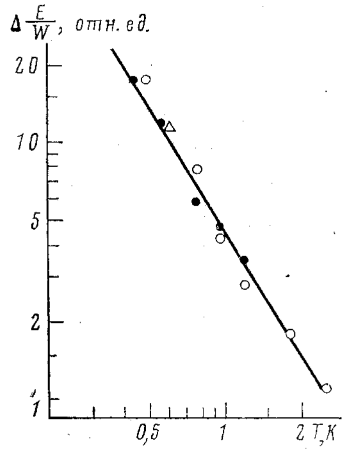

Рис. 6

Рис. 5. Зависимость от температуры особенности A для образцов с углом θ: △ – 9°, ○ – 9°27′, ● – 10°30′

Рис. 6. Зависимость α/T от T^2 для образца с углом θ: ● – 10°30′, ○ – 9°27′

вдоль образца. В опыте по точкам[1] определялась зависимость E/W от концентрации поверхностных электронов. Величина N_S рассчитывалась по соотношению

$$N_S = C(V_g - V_0)/|e|,$$

где e — заряд электрона, C — удельная емкость структуры, V_0 — пороговое напряжение, которые определялись в независимом опыте при 80 К. Для каждого из образцов измерения проводились последовательно при нескольких температурах.

На рис. 2 представлено типичное семейство кривых E/W от N_S для МДП-структур с $\theta = 10°30'$. Левые кривые соответствуют потоку тепла вдоль сверхрешетки, правые — поперек сверхрешетки. На всех кривых виден ряд особенностей, главные из которых обозначены буквами A и B. Вид особенностей зависит от направления потока тепла. При потоке тепла вдоль сверхрешетки в A расположен минимум α, при перпендикулярном потоке здесь наблюдается максимум α. Особенности A или B вне зависимости от направления потока тепла расположены при одном значении N_A или N_B (рис. 4).

Абсолютную величину A- и B-особенностей $\Delta(E/W)$ по зависимости E/W от N_S можно определить лишь с невысокой точностью (ошибки до 10—20%). Более надежно величину особенности A можно определять как полуразность $\alpha_\perp{}^A - \alpha_\parallel{}^\alpha$. Значения $\Delta(E/W)$, определенные различными способами, представлены на рис. 5. Видно, что абсолютная величина особенностей резко возрастает при понижении температуры, примерно как $T^{-1{,}6}$.

[1] Непрерывная запись была затруднена большими временами установления равновесной концентрации $N_S(V_g)$.

Для того чтобы выделить из термоэдс электронного газа диффузную часть и фононное увлечение, удобно (см. (1)) рассматривать зависимость α/T от T^2 (рис. 6). Проводить такой анализ следует, конечно, вдали от особенностей. Оказалось, что при $T\leqslant 1{,}5$ К термоэдс следует соотношению $\alpha/T=a+bT^2$, которое прямо следует из соотношения [2)] (1). При более высоких температурах видно существенно более резкое возрастание α/T с температурой. Такое поведение термоэдс наблюдалось и ранее [12] и было объяснено наличием значительного максимума α_{ph} в двумерном электронном газе при $q_T=2k_F$, где q_T — волновой вектор фононов, соответствующий максимуму их теплового распределения, $\hbar k_F$ — фермиевский импульс электронов.

Полученные результаты показывают, что при анализе особенностей на кривых E/W от N_S необходимо учитывать изменение при топологических переходах как диффузной, так и фононной части термоэдс.

На кривых проводимости $\sigma(N_S)$ в области между A и B видны W-типа особенности с амплитудой 3—5% от $\sigma_{\text{рег}}$, подобные описанным в литературе ранее [7, 8]. Их величина и форма не изменяются при охлаждении образца до 0,4 К. Подвижность μ_{max} большинства образцов составляла $\approx 10^4$ см$^2\cdot$В$^{-1}\cdot$с$^{-1}$, лишь у образцов с $\theta=9°27'$ она достигает $1{,}9\cdot 10^4$ см$^{-2}\cdot$ $\cdot$В$^{-1}\cdot$с$^{-1}$.

3. Теоретическое исследование особенностей термоэдс

Особенности в α_e и α_{ph} (см. (1)) имеют различный характер и должны изучаться по отдельности.

1. Особенности в α_e

Особенности диффузионной термоэдс α_e исследуются путем тривиального обобщения теории [13] для трехмерного случая. Для α_e справедлива формула Мотта [10]

$$\alpha_e=\frac{\pi^2k^2T}{3e\varepsilon_F}\left.\frac{\partial\ln\sigma(\varepsilon)}{\partial\ln\varepsilon}\right|_{\varepsilon=\varepsilon_F},\qquad \sigma(\varepsilon)=\frac{e^2}{(2\pi)^2}\int\frac{dS_{\mathbf{k}}(\varepsilon)}{\hbar v_{\mathbf{k}}}\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\mathbf{l}_{\mathbf{k}},\tag{2}$$

где σ — проводимость, ε_F — энергия Ферми, $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$ и $\mathbf{k}$ — скорость и волновой вектор электронов, интегрирование проводится по поверхности Ферми, а $\mathbf{l}_{\mathbf{k}}$ — векторная длина пробега, являющаяся решением кинетического уравнения

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}}=\int W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(\mathbf{l}_{\mathbf{k}}-\mathbf{l}_{\mathbf{k}'})\frac{dS_{\mathbf{k}'}}{\hbar v_{\mathbf{k}'}},\tag{3}$$

где $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ — вероятность рассеяния электронов на примесях.

Пусть изменение топологии поверхности Ферми происходит в точке $\mathbf{k}=0$, являющейся центром симметрии (ср. с рис. 1). Уравнение ферми-поверхности вблизи особой точки

$$\frac{\hbar^2k_x^2}{2m_x}+\frac{\hbar^2k_y^2}{2m_y}=\varepsilon_F-\varepsilon_c\equiv\Delta\varepsilon,\tag{4}$$

где m_x, $m_y>0$ в случае зарождения полости и $m_x<0$, $m_y>0$ для возникновения перешейка. При $\Delta\varepsilon=0$ фермиевская скорость $v_{\mathbf{k}}$ обращается в нуль в точке $\mathbf{k}=0$, что и обусловливает возникновение сингулярностей в физических величинах [2]; так, для плотности состояний в двумерном случае

$$\nu(\varepsilon_F)\sim\int\frac{dS_{\mathbf{k}}}{v_{\mathbf{k}}}=\nu_{\text{рег}}(\varepsilon_F)+\nu_{\text{синг}}(\varepsilon_F),$$

---

2) Диффузная часть термоэдс $\alpha_e^{\text{эксп}}=1{,}3\cdot 10^{-6}\ T\cdot$В/К. По оценке, для свободного электронного газа $\alpha_e\sim\pi^2k^2T/3|e|\varepsilon_F=1{,}9\cdot 10^{-6}\ T\cdot$В/К.

$$\frac{\nu_{\text{синг}}}{\nu_{\text{рег}}} \sim \begin{cases} \dfrac{(|m_x| m_y)^{1/2}}{m} \ln\left|\dfrac{\varepsilon_c}{\Delta\varepsilon}\right| & (\text{перешеек}) \\ & , \\ \dfrac{(m_x m_y)^{1/2}}{m} \Theta(\Delta\varepsilon) & (\text{полость}) \end{cases} \tag{5}$$

где m — эффективная масса, характерная для больших участков поверхности Ферми.

Особенности в проводимости σ и диффузионной термоэдс α_e связаны с особенностями $\mathbf{l_k}$, которые легко выясняются из уравнения (3) [13]. Вероятность перехода $W_{\mathbf{kk'}}$ как функция $\varepsilon_\mathbf{k}$ и $\varepsilon_{\mathbf{k'}}$ меняется на интервалах энергии, характерных для энергетического спектра,— таких, как ширина зоны, величина псевдопотенциала и т. д.— и в одноэлектронном приближении не зависит от электронного заполнения; поэтому ее можно считать регулярной при $\Delta\varepsilon=0$. Член с $\mathbf{l_k}$ в (3) имеет такую же особенность, как плотность состояний (5); в случае возникновения перешейка он логарифмически расходится при $\Delta\varepsilon\to0$, тогда как член с $\mathbf{l_{k'}}$ остается конечным (так как $\mathbf{l_k}=0$ при $\mathbf{k}=0$ ввиду нечетности $\mathbf{l_k}$). Это позволяет найти явный вид $\mathbf{l_k}$:

$$\mathbf{l_k} = \frac{\mathbf{v_k}}{\int W_{\mathbf{kk'}} dS_{\mathbf{k'}}/\hbar v_{\mathbf{k'}}} \equiv \tau_k \mathbf{v_k}, \quad \tau_\mathbf{k} \sim \frac{1}{\ln|\varepsilon_c/\Delta\varepsilon|}, \tag{6}$$

т. е. τ-приближение оказывается строго обоснованным (это специфично для двумерного случая). В случае возникновения полости можно установить лишь характер особенности $\mathbf{l_k}$:

$$\mathbf{l_k} = \mathbf{l_k}^{\text{рег}} + \Delta\mathbf{l_k}\Theta(\Delta\varepsilon). \tag{7}$$

Подставляя (6) и (7) в (2), видим, что σ^{-1} имеет такие же особенности, как плотность состояний (5), а для сингулярной части термоэдс α_e получим (с оценкой коэффициентов в τ-приближении)

$$\frac{\alpha_e^{\text{синг}}}{\alpha_e^{\text{рег}}} \sim \begin{cases} \dfrac{(|m_x| m_y)^{1/2}}{m} \dfrac{\nu^{\text{рег}}}{\nu} \dfrac{\varepsilon_c}{\Delta\varepsilon} & (\text{перешеек}) \\ -\dfrac{(m_x m_y)^{1/2}}{m} \delta\left(\dfrac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_c}\right) & (\text{полость}) \end{cases} . \tag{8}$$

2. Особенности в α_{ph}

Для анализа α_{ph} удобно воспользоваться теорией акустоэлектрического эффекта, развитой в [14]. В двумерной системе звуковая волна с волновым вектором $\mathbf{q}$, поляризацией λ и плотностью потока энергии $W_{\mathbf{q}\lambda}$ возбуждает электрический ток

$$\mathbf{j}_{\mathbf{q}\lambda}{}^A = \frac{2\pi e q^2}{(2\pi\hbar)^2 s \omega_{\mathbf{q}\lambda} \rho_{2D}} W_{\mathbf{q}\lambda} \int dS_\mathbf{k} \frac{\Lambda_\mathbf{k}^2}{v_\mathbf{k}^2} \frac{\partial \mathbf{l_k}}{\partial k_q} \delta(\hat{\mathbf{v}}_\mathbf{k}\hat{\mathbf{q}}), \tag{9}$$

где $\mathbf{l_k}$ — решение (3), ω и s — частота и скорость звука, $\hat{\mathbf{v}}_\mathbf{k}$ и $\hat{\mathbf{q}}$ — единичные векторы в направлении $\mathbf{v_k}$ и $\mathbf{q}$, $\Lambda_\mathbf{k}$ — соответствующая компонента деформационного потенциала, $k_q=\mathbf{k}\hat{\mathbf{q}}$, а ρ_{2D} — плотность металла. В условиях эксперимента фононы в основном рассеиваются на границах образца; поэтому поток энергии фононов $W_{\mathbf{q}\lambda}$, созданный градиентом температуры, можно считать заданным и не зависящим от свойств электронной системы. Для получения термоэлектрического тока нужно просуммировать [3] (9)

[3] Подробнее о связи термоэдс с акустоэлектрическим эффектом см. в [15].

по $\mathbf{q}$ и λ; это приводит к выражению для термоэдс вида

$$\alpha_{ph}^{il}=\sigma_{ij}^{-1}\sum_{\lambda}\int d\Omega_{\hat{q}}\int dS_{\mathbf{k}}\,\frac{F^l(\hat{\mathbf{q}},\lambda)}{v_{\mathbf{k}}^2}\left(\frac{\partial l_{\mathbf{k}}^j}{\partial_{\mathbf{k}}}\hat{\mathbf{q}}\right)\delta(\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{q}}) \tag{10}$$

с функцией $\mathbf{F}(\hat{q})$, обладающей свойством $\mathbf{F}(\hat{\mathbf{q}})=-\mathbf{F}(-\hat{\mathbf{q}})$. В τ-приближении для фононов она имеет вид

$$\mathbf{F}(\mathbf{q},\lambda)=\frac{\pi}{30}T^3\frac{e\Lambda^2 l_{ph}}{(\hbar s)^5\rho_{2D}}\mathbf{v}_{q\lambda}, \tag{11}$$

где l_{ph} — длина пробега фононов.

Интегрирование по направлениям $\mathbf{q}$ в (10) устраняет δ-функцию. Предполагая, что через $\mathbf{k}=0$ проходит плоскость симметрии, получим

$$\alpha_{ph}^{xx}=\frac{2}{\sigma^{xx}}\sum_{\lambda}\int dS_{\mathbf{k}}\frac{F^x(\hat{\mathbf{t}}_{\mathbf{k}},\lambda)}{v_{\mathbf{k}}^2}\frac{\partial l^x}{\partial k_x}\hat{\mathbf{t}}_{\mathbf{k}}^x, \tag{12}$$

где $\hat{\mathbf{t}}_{\mathbf{k}}$ — вектор касательной к ферми-поверхности в точке $\mathbf{k}$, и аналогичную формулу для α_{ph}^{yy}. В случае возникновения перешейка ввиду (6) и (4) имеем

$$\left.\frac{\partial l^x}{\partial k_x}\right|_{\mathbf{k}=0}=\frac{\hbar\tau}{m_x}<0,\qquad \left.\frac{\partial l^y}{\partial k_y}\right|_{\mathbf{k}=0}=\frac{\hbar\tau}{m_y}>0, \tag{13}$$

откуда ясно, что сингулярности в α_{ph}^{xx} и α_{ph}^{yy} (т. е. при измерении вдоль оси перешейка и перпендикулярно к ней) противоположны по знаку.

Благодаря наличию квадрата $v_{\mathbf{k}}$ в знаменателе подынтегрального выражения (12) особенности в α_{ph} оказываются более сильными, чем в плотности состояний:

$$\frac{\alpha_{ph}^{xx\,\text{синг}}}{\alpha_{ph}^{xx\,\text{рег}}}\sim\begin{cases}-A\dfrac{\nu}{\nu_{\text{рег}}}\left(\dfrac{\varepsilon_c}{|\Delta\varepsilon|}\right)^{1/2} & \text{(перешеек)}\\[2ex] B\dfrac{\nu}{\nu_{\text{рег}}}\left(\dfrac{\varepsilon_c}{\Delta\varepsilon}\right)^{1/2}\Theta(\Delta\varepsilon) & \text{(полость)}\end{cases} \tag{14}$$

где

$$A=\frac{m_y}{[m(|m_x|+|m_y|)]^{1/2}}E\left(\left[\frac{|m_y|}{|m_x|+|m_y|}\right]^{1/2}\right),\qquad m_y\Delta\varepsilon>0,$$

$$A=\frac{m_y}{[m(|m_x|+|m_y|)]^{1/2}}\left\{K\left(\left[\frac{|m_x|}{|m_x|+|m_y|}\right]^{1/2}\right)-\right.$$
$$\left.-E\left(\left[\frac{|m_x|}{|m_x|+|m_y|}\right]^{1/2}\right)\right\},\qquad m_y\Delta\varepsilon<0,$$

$$B=\frac{m_x}{m_y-m_x}\left(\frac{m_y}{m}\right)^{1/2}\left\{\frac{m_y}{m_x}E\left(\left[\frac{m_y-m_x}{m_y}\right]^{1/2}\right)-K\left(\left[\frac{m_y-m_x}{m_y}\right]^{1/2}\right)\right\},\quad m_y\geqslant m_x,$$

$$B=\frac{m_y}{m_x-m_y}\left(\frac{m_x}{m}\right)^{1/2}\left\{K\left(\left[\frac{m_x-m_y}{m_x}\right]^{1/2}\right)-E\left(\left[\frac{m_x-m_y}{m_x}\right]^{1/2}\right)\right\},\quad m_y\leqslant m_x.$$

Оценка коэффициентов сделана для $W_{kk'}=\text{const}$, $\Lambda=\text{const}$, $l_{ph}=\text{const}$, $E(k)$ и $K(k)$ — эллиптические интегралы. Выражения для α_{ph}^{yy} получаются из (14) перестановкой x и y.

Логарифмическая особенность в $\mathbf{l}_{\mathbf{k}}$ (6) сокращается с аналогичной особенностью в σ, поэтому в случае возникновения перешейка особенности кинетического происхождения не проявляются в α_{ph}. В случае зарождения полости особенность в $\mathbf{l}_{\mathbf{k}}$ (7) сокращается с особенностью в σ только в условиях применимости τ-приближения (например, при $W_{\mathbf{kk}'}=\text{const}$), в общем же случае она приводит к дополнительному скачку в α_{ph} (рис. 7):

$$\tilde{\alpha}_{ph}^{\text{синг}}=\text{const}\,\Theta(\Delta\varepsilon). \qquad (15)$$

3. Факторы, ограничивающие величину особенностей

В предыдущем рассмотрении предполагались выполненными следующие условия:

$$\frac{T}{\varepsilon_F}\to 0, \quad \frac{\hbar}{\varepsilon_F\tau}\to 0, \quad \frac{q_T}{k_F}\to 0,$$
$$\frac{1}{q_T l_F}\to 0, \quad \frac{s}{v_F}\to 0, \qquad (16)$$

где τ — время релаксации электронов, $l_F=\tau v_F$ — их длина пробега, $q_T=T/\hbar s$ — тепловой импульс фононов. Конечность любого из параметров (16) может приводить к обрезанию особенностей. Действие первого параметра связано с размытием фермиевского распределения, второго — с примесным размытием спектра; эти два параметра обрезают особенности как в α_e, так и в α_{ph}.

Остальные три параметра (16) существенны только для α_{ph} и, как мы увидим, приводят только к ослаблению особенностей, но не устранению их.

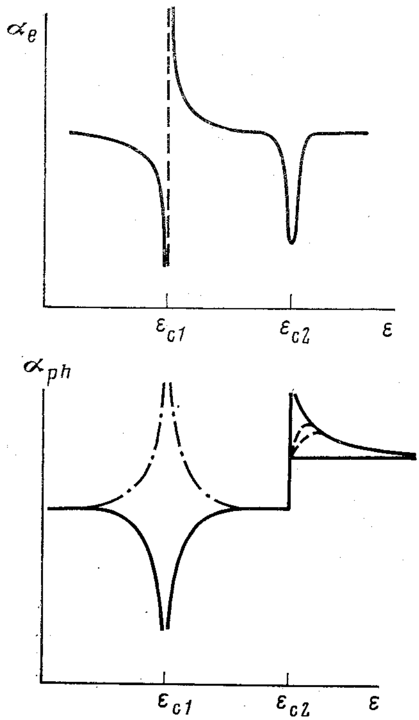

Рис. 7. Расчетные изменения диффузной α_e и фононной α_{ph} частей термоэдс в $2D$-системе электронов при топологических переходах; C_1 — появление перешейка, C_2 — рождение полости

Для исследования роли параметра q_T/k_F заметим, что δ-функция в (9), (10) происходит из δ-функции, выражающей закон сохранения энергии

$$\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}-\varepsilon_{\mathbf{k}}-\hbar\omega_{\mathbf{q}})\approx\delta\left(\hbar\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\mathbf{q}-\hbar\omega_{\mathbf{q}}+\frac{\hbar^2q_x^2}{2m_x}+\frac{\hbar^2q_y^2}{2m_y}+\dots\right)\to\frac{\delta(\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{q}})}{v_k q} \qquad (17)$$

в результате разложения аргумента по $\mathbf{q}$ и ограничения первым членом. Это оправдано при $\Delta\varepsilon\gg\hbar^2q_T^2/m$, так как при этом минимальное значение $v_{\mathbf{k}}$ на ферми-поверхности велико по сравнению с $\hbar q_T/m$ и первый член в (17) является главным. В малой окрестности перехода $\Delta\varepsilon\ll\hbar^2q_T^2/m$ вблизи точки $\mathbf{k}=0$ можно пренебречь в (17) членом $\hbar\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\mathbf{q}$ по сравнению с членами q^2. В случае возникновения перешейка ($m_x<0$, $m_y>0$) это не мешает занулению аргумента δ-функции при интегрировании по направлениям $\mathbf{q}$; при этом степень $v_{\mathbf{k}}$ в знаменателе (12) понижается со второй на первую и особенность α_{ph} ослабляется:

$$\alpha_{ph}^{\text{синг}}\infty\ln|\varepsilon_c/\Delta\varepsilon|, \qquad \Delta\varepsilon/\varepsilon_c\ll(q_T/k_F)^2 \quad \text{(перешеек)}.$$

В случае возникновения полости ($m_x>0$, $m_y>0$) при $\Delta\varepsilon\lesssim\hbar^2q_T^2/m$ аргумент δ-функции не обращается в нуль и особенность при $\Delta\varepsilon=0$ устраняется — это связано с физически очевидным обстоятельством, что полость размера $k_0\lesssim q_T$ не взаимодействует с фононами. Коновская особенность, возникающая при $k_0\sim q_T$, после интегрирования по тепловому распределению фононов сглаживается до регулярного максимума (рис. 7). Отметим, что особенность кинетического происхождения (15) сохраняется.

Для исследования роли параметра q_Tl, следуя Пиппарду [16], заменим

δ-функцию в (10) на лоренцеву функцию

$$\delta(\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{q}})=\delta(\cos\varphi)\to\frac{1}{\pi}\frac{q l_{\mathbf{k}}}{1+(q l_{\mathbf{k}})^2\cos^2\varphi}=\frac{1}{\pi}\frac{q\tau v_{\mathbf{k}}}{1+(\mathbf{q}\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\tau)^2}. \tag{18}$$

Вблизи $\mathbf{k}=0$ скорость $v_{\mathbf{k}}\to 0$ и можно опустить член $(q\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\tau)^2$ в знаменателе (18); в результате степень $V_{\mathbf{k}}$ в знаменателе (10) понижается на единицу и особенности α_{ph} ослабляются до особенностей плотности состояний (5). Это верно лишь при $\Delta\varepsilon\leqslant\varepsilon_c/(q_T l_F)^2$, так как в противном случае минимальное значение $v_{\mathbf{k}}$ на ферми-поверхности больше $1/q_T\tau$ и использование δ-функции вместо (18) является законным.

Для исследования эффектов $\sim s/v_F$ в δ-функции (17) нужно сохранить член $\hbar\omega_q$. Условие обращения в нуль ее аргумента

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{q}}=s \tag{19}$$

может быть выполнено лишь на участках поверхности Ферми, для которых $v_{\mathbf{k}}\geqslant s$. Это приводит к устранению особенностей при $\varepsilon=\varepsilon_c$, которые связаны с обращением $v_{\mathbf{k}}$ в нуль (сохраняются лишь «кинетические» особенности (15)). Вместо них возникают особенности в точке $\varepsilon=\varepsilon_{c1}$, где впервые появляются участки ферми-поверхности, не взаимодействующие с фононами ($v_{\mathbf{k}}<s$), и в точке $\varepsilon=\varepsilon_{c2}$, где эти участки исчезают.

Подставляя в (10) δ-функцию (17) с сохранением члена $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ и интегрируя, получим

$$\alpha_{ph}^{xx}=\frac{1}{\sigma_{xx}}\sum_{\alpha=1,2}\sum_{\lambda}\int dS_{\mathbf{k}}\frac{F^x(\hat{\mathbf{q}}_{\mathbf{k}}{}^{\alpha},\lambda)}{v_{\mathbf{k}}(v_{\mathbf{k}}{}^2-s^2)^{1/2}}\frac{\partial l_{\mathbf{k}}{}^{x}}{\partial k_x}(\hat{\mathbf{q}}_{\mathbf{k}}{}^{\alpha})^x\Theta(v_{\mathbf{k}}-s), \tag{20}$$

где $\hat{\mathbf{q}}_{\mathbf{k}}{}^{\alpha}$, $\alpha=1,\ 2$ – решения (19). В общем случае особенность подынтегральной функции при $v_{\mathbf{k}}=s$ является интегрируемой и не приводит к особенностям в α_{ph}. Исключение составляет случай, когда скорость $v_{\mathbf{k}}$ имеет экстремум на поверхности Ферми, в котором ее значение равно s:

$$v_{extr}=s. \tag{21}$$

Это условие может быть выполнено лишь в изолированных точках оси ε; для спектра (4) это точки:

$$\varepsilon_{c1}=\varepsilon_c+m_x s^2/2,\qquad \varepsilon_{c2}=\varepsilon_c+m_y s^2/2. \tag{22}$$

Следует иметь в виду, что для экстремальных точек (21) векторы $\hat{\mathbf{q}}_{\mathbf{k}}$, являющиеся решением (19), как правило, ориентированы в направлении высокой кристаллографической симметрии и функция $F^l(\hat{\mathbf{q}})$ в (20) может обращаться в нуль. В случае спектра (4) векторы $\hat{\mathbf{q}}_{\mathbf{k}}$ в экстремальных точках направлены вдоль оси x при $\varepsilon=\varepsilon_{c1}$ и вдоль оси y при $\varepsilon=\varepsilon_{c2}$. Используя поведение $F^l(\hat{\mathbf{q}})$ вблизи $\hat{\mathbf{q}}=\hat{\mathbf{x}}$ и $\hat{\mathbf{q}}=\hat{\mathbf{y}}$ $F^x(\hat{\mathbf{q}})\sim\mathrm{const}$, $F^y(\hat{\mathbf{q}})\sim q_y$, $q_y\to 0$, $F^x(\hat{\mathbf{q}})\sim q_x$, $F^y(\hat{\mathbf{q}})\sim\mathrm{const}$, $q_x\to 0$, получим для α_{ph} вблизи особенностей:

$$\begin{aligned}
&\alpha_{ph}^{xx}\sim\ln\frac{1}{|\varepsilon_F-\varepsilon_{c1}|},\qquad \alpha_{ph}^{yy}\sim(\varepsilon_F-\varepsilon_{c1})\ln\frac{1}{|\varepsilon_F-\varepsilon_{c1}|},\qquad \varepsilon_F\to\varepsilon_{c1}\\
&\alpha_{ph}^{xx}\sim(\varepsilon_F-\varepsilon_{c2})\ln\frac{1}{|\varepsilon_F-\varepsilon_{c2}|},\qquad \alpha_{ph}^{yy}\sim\ln\frac{1}{|\varepsilon_F-\varepsilon_{c2}|},\qquad \varepsilon_F\to\varepsilon_{c2}.
\end{aligned} \tag{23}$$

Вид особенностей одинаков для возникновения полости и перешейка, однако в первом случае обе особенности расположены по одну сторону от точки $\varepsilon=\varepsilon_c$, а во втором – по разные стороны (см. (22)).

Таким образом, конечность параметра s/v_F приводит к расщеплению особенностей в области $\Delta\varepsilon \sim ms^2 \sim \varepsilon_c (s/v_F)^2$. Для сверхрешеток на Si с периодом $d \sim 10\,a$ параметр $s/v_F \approx 1/30$ и расщепление оказывается слишком малым. По-видимому, оно окажется наблюдаемым для сверхрешеток с периодом в несколько раз больше.

4. Роль трехмерности фононов

До сих пор мы рассматривали идеализированную модель двумерной системы; обсудим теперь, в какой степени она применима для описания процессов в реальных МДП-структурах. Факт двумерности электронного газа в этих системах не вызывает сомнений — электроны локализованы в узком слое толщиной $d \sim 50$ Å вблизи поверхности полупроводника, находясь на нижнем размерно-квантованном уровне. Их волновые функции можно брать в виде

$$\psi_{\mathbf{k}_{\parallel}} = S^{-1/2} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel})\,\Phi(z), \tag{24}$$

где $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$, $\mathbf{r}_{\parallel} = (x, y)$, S — площадь поверхности, $\Phi(z)$ — нормированная функция, отличная от нуля в области $0 \leqslant z \leqslant d$. Фононы же в МДП-структурах являются трехмерными, свободно двигаясь по всей толщине образца,— это подтверждается оценками величины теплопроводности и термоэдс увлечения α_{ph} [17]. Трехмерность фононов следует учитывать при обсуждении особенностей α_{ph}.

Как известно [10], вероятность электрон-фононного взаимодействия содержит квадрат матричного элемента фононной волны по электронным волновым функциям:

$$J = \left| \int d\mathbf{r}\,\psi_{\mathbf{k}'}^{*}(\mathbf{r})\, e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}\, \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \right|^2. \tag{25}$$

В трехмерном случае $\psi_{\mathbf{k}}$ имеет вид трехмерной плоской волны и J сводится к $\delta_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}-\mathbf{q}}$. Для волновых функций вида (24) получим

$$J = \delta_{\mathbf{k}'_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{q}_{\parallel}}\, I(q_z),$$

где $I(q_z)$ легко вычисляется в двух предельных случаях:

$$I(q_z) = \left| \int dz\,\Phi^{*}(z)\, e^{iq_z z}\, \Phi(z) \right|^2 = \begin{cases} 1, & qd \ll 1 \\ d^{-1}\delta(q_z), & qd \gg 1 \end{cases} \tag{26}$$

(в первом случае можно положить $e^{iq_z z} = 1$, во втором интеграл существенно отличен от нуля при $q_z d \leqslant 1$ и величина $I(q_z)\,d$ обладает свойствами δ-функции). Произведя указанную модификацию вероятности электрон-фононного взаимодействия, вычислим акустоэлектрический ток:

$$\mathbf{j}^A = \frac{2\pi e q^2}{(2\pi\hbar)^2 \rho_{3D} s \omega_{\mathbf{q}}} W_{\mathbf{q}\lambda} I(q_z) \int dS_{\mathbf{k}} \frac{\Lambda_{\mathbf{k}}^2}{v_{\mathbf{k}}^2} \frac{\partial \mathbf{l}_{\mathbf{k}}}{\partial k_{q_{\parallel}}} \delta\left(\hat{v}_{\mathbf{k}} \frac{q}{q_{\parallel}} - s\frac{q}{q_{\parallel}} \right) \tag{27}$$

(где $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ — двумерный вектор). Для вычисления термоэлектрического тока нужно проинтегрировать по трехмерному импульсу фонона $\mathbf{q}$. В случае $q_T d \gg 1$ после тривиального интегрирования по q_z получим для α_{ph} выражение (10) с $q_{\parallel}$ вместо q и с соответствующим образом определенной функцией $\mathbf{F}(\hat{\mathbf{q}})$; в случае $q_T d \leqslant 1$ (27) сводится к виду (10) в пренебрежении эффектами $\sim s/v_F$. Выпишем функции $\mathbf{F}(\mathbf{q})$ в τ-приближении для фононов:

$$\mathbf{F}(\hat{\mathbf{q}}) = \frac{\pi}{30} T^3 \frac{e\Lambda^2 l_{ph}}{(\hbar s)^5 \rho_{3D}} \frac{1}{2\pi d} s\hat{\mathbf{q}}, \qquad q_T d \gg 1,$$

$$\mathbf{F}(\hat{\mathbf{q}}) = \frac{5!\,\zeta(5)}{32\pi^3} T^4 \frac{e\Lambda^2 l_{ph}}{(\hbar s)^6 \rho_{3D}} s\hat{\mathbf{q}}, \qquad q_T d \ll 1. \tag{28}$$

Таким образом, к МДП-структурам применимы все результаты п. 2, 3 в случае $q_T d \gg 1$ и все результаты, кроме формул (23), в случае $q_T d \leqslant 1$. Вместо формул (23) в последнем случае будем иметь

$$\begin{aligned} &\alpha_{ph}^{xx} \propto (\varepsilon_{c1}-\varepsilon_F)^{1/2}\Theta(\varepsilon_{c1}-\varepsilon_F),\ \alpha_{ph}^{yy} \propto (\varepsilon_{c1}-\varepsilon_F)^{3/2}\Theta(\varepsilon_{c1}-\varepsilon_F),\ \varepsilon_F \to \varepsilon_{c1}, \\ &\alpha_{ph}^{xx} \propto (\varepsilon_{c2}-\varepsilon_F)^{3/2}\Theta(\varepsilon_{c2}-\varepsilon_F),\ \alpha_{ph}^{yy} \propto (\varepsilon_{c2}-\varepsilon_F)^{1/2}\Theta(\varepsilon_{c2}-\varepsilon_F),\ \varepsilon_F \to \varepsilon_{c2}. \end{aligned} \tag{29}$$

Для получения этих формул интегрируем по d^3q в (27) в полярных координатах; после интегрирования по q и φ подынтегральное выражение имеет особенности вида (23), но со скоростью звука

$$\tilde{s} = s/\sin\theta$$

вместо s (см. (22)). Подставляя в (23) $\tilde{s}$ вместо s и интегрируя по θ, получим (29).

Наконец, выпишем значения α_{ph} для сферической ферми-поверхности (вдали от топологического перехода):

$$\alpha_{ph} = \frac{\pi}{30}\frac{k}{e}(kT)^3\frac{m^2}{N_S}\frac{s}{\hbar k_F}\frac{\Lambda^2 l_{ph}}{(\hbar s)^5 d\rho_{3D}}, \qquad q_T d \gg 1, \tag{30а}$$

$$\alpha_{ph} = \frac{5!\zeta(5)}{16\pi^2}\frac{k}{e}(kT)^4\frac{m^2}{N_S}\frac{s}{\hbar k_F}\frac{\Lambda^2 l_{ph}}{(\hbar s)^6 \rho_{3D}}, \qquad q_T d \ll 1. \tag{30б}$$

Соотношение (30а) удовлетворительно описывает результаты экспериментов по измерению α_{ph} в МДП-структурах [12] и проводящих слоях на поверхности германия [4] [17].

4. Обсуждение результатов

Исходя из известного энергетического спектра $2D$-электронов в образцах со сверхрешеткой (рис. 1), в исследованной области плотностей N_S следует ожидать наличия двух топологических переходов, которые мы идентифицируем с точками A и B (рис. 2) — первый связан с возникновением перешейка, второй с зарождением новой полости.

Сопоставление данных опыта (рис. 2) и результатов теоретических расчетов (рис. 7) показывает, что наблюденные особенности α в области топологических особенностей связаны как с изменением α_e, так и α_{ph} и являются суперпозицией кривых a и b на рис. 7. Так, особенность A состоит из максимума и минимума, разделенных резким скачком, что характерно для теоретической особенности $\alpha_e^{\text{синг}} \propto (\Delta\varepsilon)^{-1}$. Однако для α^{xx} (направления потока тепла вдоль направления перешейка) минимум значительно глубже максимума, тогда как для α^{yy} максимум больше, чем минимум. Этот факт естественно объясняется вкладом α_{ph}, который согласно теории отрицателен ($\alpha_{xx}^{\text{синг}} \propto -|\Delta\varepsilon|^{-1/2}$) в первом случае и положителен ($\alpha_{yy}^{\text{синг}} \propto |\Delta\varepsilon|^{-1/2}$) во втором.

В случае особенности B минимум следует интерпретировать как вклад α_e вида $\alpha_e^{\text{синг}} \propto -\delta(\Delta\varepsilon)$, а максимум — как вклад α_{ph} вида $\alpha_{ph}^{\text{синг}} \propto \propto (\Delta\varepsilon)^{-1/2}\Theta(\Delta\varepsilon)$. В качестве центров особенностей (стрелки на рис. 2) мы выбрали для особенности A положение минимума кривой для α_{xx} и максимума для α_{yy}, для особенности B — положение минимума α. Эти характерные точки меньше всего смещаются при изменении температуры.

Отчетливое проявление в экспериментальных кривых как $\alpha_e^{\text{синг}}$, так и $\alpha_{ph}^{\text{синг}}$ свидетельствует, что $\alpha_e^{\text{синг}} \sim \alpha_{ph}^{\text{синг}}$. В то же время данные рис. 5 показывают, что при наинизших температурах ($T \sim 0{,}5$ К) $\alpha_e^{\text{рег}} \sim 5\alpha_{ph}^{\text{рег}}$ и

[4] В расчете α_{ph} в приложении к работе [17] имеются вычислительные ошибки.

тем самым относительная величина особенности $\alpha_{ph}^{\text{синг}}/\alpha_{ph}^{\text{рег}}$ должна существенно превышать $\alpha_e^{\text{синг}}/\alpha_e^{\text{рег}}\sim 1$.

Для оценки величины особенностей выпишем численные значения указанных выше обрезающих факторов:

$$\frac{T}{\varepsilon_F}\approx\frac{1}{400}-\frac{1}{200},\quad \frac{\hbar}{\varepsilon_F\tau}\approx\frac{1}{30}-\frac{1}{40},\quad \frac{q_T}{k_F}\approx\frac{1}{3}-\frac{1}{6},$$

$$q_T l\approx\frac{1}{10}-\frac{1}{30},\quad \frac{s}{v_F}\approx\frac{1}{30}$$

(величины ε_F и k_F рассчитывались по N_A, время τ — по подвижности μ). Видно, что главным обрезающим фактором для α_e является $\hbar/\varepsilon_F\tau$, а для α_{ph} — отношение q_T/k_F. Используя эти значения, получаем следующую оценку величины особенностей в минимуме A:

$$\frac{\alpha_e^{\text{синг}}}{\alpha_e^{\text{рег}}}\sim\frac{(|m_x|m_y)^{1/2}}{m}\frac{\varepsilon_F\tau}{\hbar}\sim 10,\qquad \frac{\alpha_{ph}^{\text{синг}}}{\alpha_{ph}^{\text{рег}}}\sim\frac{k_F}{q_T}\sim 3-6.$$

В первом случае полученная расчетом величина особенности на порядок превышает экспериментальные значения. Это может быть связано с тем, что оценки в формулах (8), (14) получены в τ-приближении. Для согласования оценок (31) с экспериментальными результатами достаточно предположить, что величина τ вблизи особой точки $\mathbf{k}=0$ существенно меньше, чем в среднем на поверхности Ферми.

Зависимость от температуры абсолютной величины особенностей определяется изменением обрезающих факторов. Как уже указывалось, величина $\alpha_e^{\text{синг}}/\alpha_e^{\text{рег}}$ определяется $\hbar/\varepsilon_F\tau$ и тем самым не изменяется с температурой; величина $\alpha_{ph}^{\text{синг}}/\alpha_{ph}^{\text{рег}}$ определяется q_T/k_F и должна возрастать обратно пропорционально температуре. Использованная при обработке опытных данных величина E/W пропорциональна a/T^2+b из соотношения (1). Следовательно, в зависимости от того, связана особенность в α в основном с α_e или α_{ph}, $\Delta(E/W)$ будет изменяться либо пропорционально T^{-2}, либо T^{-1}. Это не противоречит результатам эксперимента (рис. 5), согласно которым $\Delta(E/W)\sim T^{-1,6}$.

Наиболее интересно выяснить закон изменения термоэдс вблизи особенностей и сравнить его с теорией. Изменение поверхностной плотности N_S двумерного электронного газа связано с изменением уровня Ферми ε_F очевидным соотношением

$$\Delta N_S=\nu(\varepsilon_F)\Delta\varepsilon_F.$$

Плотность состояний $\nu(\varepsilon_F)$ имеет в точках топологических переходов слабые особенности (5), которые в результате размытия становятся почти неразличимыми (это ясно видно из измерений проводимости), и вблизи перехода N_S и ε_F можно считать пропорциональными. Будем рассматривать для α_{xx} левое крыло особенности A и правое крыло особенности B. (В промежутке особенности A и B сильно искажают друг друга.) Для исключения регулярной части α будем рассматривать производную α по ε, которая пропорциональна $d\alpha/dN_S$. Для расчета $d\alpha/dN_S$ были использованы экспериментальные точки (рис. 8). Для образца с $\theta=9°$ кривая $d\alpha/dN_S$ смещена по оси ординат на (−0,6), так чтобы $d\alpha/dN_S\to 0$ при $\Delta N_S/N_A\approx 20\%$. Вне области температурного размытия (штрих) поведение α вблизи особенности описывается зависимостью

$$d\alpha/d\varepsilon\sim|\varepsilon_F-\varepsilon_c|^{1,7\pm0,3}.$$

Это не противоречит выводам теории, согласно которым показатель степени должен быть между $-1,5$ (штрихпунктирная линия) и -2 (сплошная линия на рис. 8) в зависимости от того, преобладает α_{ph} или α_e для особенности A, и $-1,5$ для особенности B [5)].

Для особенности B максимум α соответствует условию $q_T \sim k_0$, где k_0 — размер полости. При изменении температуры расстояние между максимумом α и центром особенности B увеличивается приблизительно по линейному закону (рис. 9). Это согласуется с зависимостью размера полости без учета псевдопотенциального расщепления $k_0 \sim (\varepsilon_F - \varepsilon_{cB})$, что верно для полостей достаточно большого размера.

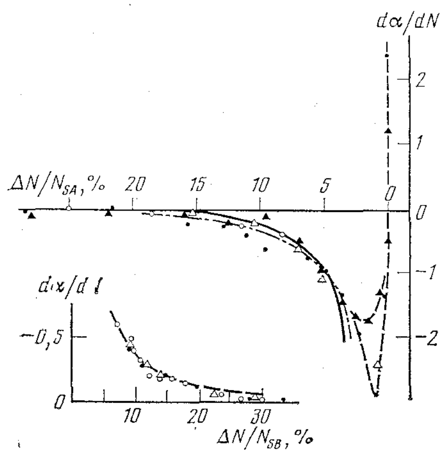

Рис. 8

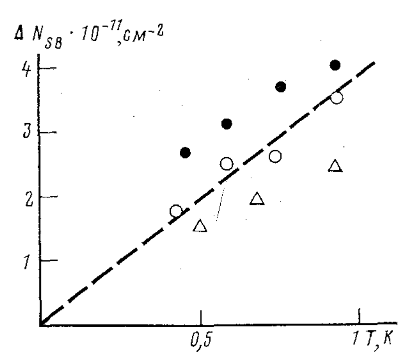

Рис. 9

Рис. 8. Изменение амплитуды особенности вблизи топологического перехода. Сплошная линия — зависимость, пропорциональная $(\Delta N_S)^{-2}$, штрихпунктирная линия — зависимость $(\Delta N_S)^{-1,5}$. Штриховые кривые — изменение в области температурной размазанности (● — 0,45 К, ▲ — 0,58 К). Для образцов с углом θ: △ — 9°, ○ — 9°27′, ●, ▲ — 10°30′

Рис. 9. Зависимость от температуры расстояния от B до максимума $\alpha_\parallel$ для образцов с углом θ: △ — 9°, ○ — 9°27′, ● — 10°30′

Положение точек топологических переходов A и B зависит от периода исследуемой сверхрешетки или от угла θ между поверхностью, на которой изготовлена МДП-структура, и плоскостью (100) Si (рис. 4). В пренебрежении псевдопотенциалом сверхрешетки оба перехода происходили бы в одной точке, положение которой определяется из условия касания двух ферми сфер на рис. 1,— при этом их радиус k_F соответствует расстоянию от центра электронных долин $0,15\ (2\pi/a) \sin\theta$ (для Si a=543 Å) до границы зоны Бриллюена. Результаты такой оценки N_A (сплошная кривая на рис. 4) разумно согласуются с экспериментом. Причина, по которой особенности A и B расположены несимметрично относительно сплошной линии, по-видимому, связана с некоторым искажением ($\infty \cos\theta$) формы электронных долин.

Расстояние между особенностями A и B определяет величину минищели Δ. Расчет Δ по экспериментальным значениям $N_B - N_A$ и средней плотности состояний $\nu(\varepsilon_F) = 1,6 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$·мэВ$^{-1}$ согласуется с результатами измерения Δ прямыми методами [18, 19].

Авторы благодарны А. Ф. Андрееву, М. И. Каганову, А. И. Шальникову за обсуждения, З. Д. Квону, принимавшему участие в начальной части работы, Н. А. Никитину за техническое содействие.

[5)] В области предельно низких температур $T \leqslant 0,5$ К на кривых $\alpha(N_S)_A$ слева появляются нерегулярности. Это приводит к выбросу точек на кривой рис. 8 от плавной зависимости (см., например, θ=10°30′, $\Delta N \sim 10\%\ N_A$).

Литература

1. *Лифшиц И. М.* ЖЭТФ, 1960, 38, 1569.
2. *Каганов М. И., Лифшиц И. М.* УФН, 1979, **129**, 487.
3. *Брандт Н. Б., Гинзбург Н. И., Игнатьева Т. А.* и др. ЖЭТФ, 1965, **49**, 85.
4. *Overcash D. R., Davis Tracy, Jr., Cook J. W., Skove M. J.* Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 287.
5. *Будько С. Л., Вороновский А. Н., Гопотченко А. Г., Ицкевич Е. С.* ЖЭТФ, 1984, 86, 778.
6. *Егоров В. С., Федоров А. Н.* ЖЭТФ, 1983, **85**, 1647.
7. *Волков В. А., Петров В. Б., Сандомирский В. А.* УФН, 1980, **131**, 423.
8. *Cole T., Lakhani A. A., Stiles P. J.* Phys. Rev. Lett., 1977, **38**, 722.
9. *Заварицкий Н. В., Квон З. Д.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 61.
10. *Займан Дж.* Электроны и фононы. М.: ИИЛ, 1962.
11. *Заварицкий Н. В., Ветчинкин А. Н.* ПТЭ, 1974, *1*, 247.
12. *Заварицкий Н. В., Квон З. Д.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 85.
13. *Вакс В. Г., Трефилов А. В., Фомичев С. В.* ЖЭТФ, 1981, **80**, 1613.
14. *Каганов М. И., Мевлют Ш. Т., Суслов И. М.* ЖЭТФ, 1980, **78**, 376.
15. *Суслов И. М.* ЖЭТФ, 1983, **85**, 1847.
16. *Pippard A. B.* Proc. Roy. Soc., 1960, **A257**, 165.
17. *Заварицкий Н. В., Заварицкий В. Н.* ЖЭТФ, 1982, **83**, 1182.
18. *Sham L. J., Allen J. S., Jr., Kamger A., Tsui D. C.* Phys. Rev. Lett., 1978, **40**, 472.
19. *Sesselman W., Kotthaus J. P.* Sol. St. Comm., 1979, **39**, 193.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24.V.1984

THERMOPOWER SINGULARITIES OF A TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS NEAR TOPOLOGICAL TRANSITIONS

N. V. Zavaritsky, I. M. Suslov

The transitions consisting of a Fermi surface topological change are studied experimentally and theoretically in two-dimensional metallic systems. The thermopower α in inversion layers close to the (100) plane on the surface of silicon is investigated experimentally. The dependence of α on the surface of electron concentration N_S (or on the Fermi level ε_F) is complicated with pronounced singularities of the order of the effect observed. Near the singularities of α the latter obeys the laws $\alpha \propto \Delta\varepsilon^{-0,7\pm0,3}$ and $\alpha \propto \Delta\varepsilon^{-0,5\pm0,3}$, where $\Delta\varepsilon=\varepsilon_F-\varepsilon_c$. The laws correspond to each of the two types of singularities which are related to a) the appearance of a neck and b) to the formation of a cavity. For the diffusion thermopower α_e and for the phonon drag thermopower α_{ph} it is derived theoretically that $\alpha_e \propto \Delta\varepsilon^{-1}$ and $\alpha_{ph} \propto |\Delta\varepsilon|^{-1/2}$ in case a) and $\alpha \propto \delta(\Delta\varepsilon)$, $\alpha_{ph} \propto \Delta\varepsilon^{-1/2}\Theta(\Delta\varepsilon)$ in case b). The temperature dependencies of α near the singularities and the nature of smearing out of the singularities are studied. As a whole, the theory is in reasonable agreement with the experiments.