УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

337,312.62

АНИЗОТРОПИЯ ЩЕЛИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

А. Г. Шепелев

1. ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Микроскопическая теория Бардина, Купера, Шриффера¹ и Боголюбова² объяснила явление сверхпроводимости возникновением в энергетическом спектре металла вблизи поверхности Ферми области запрещенных электронных состояний, что связано с появлением в сверхпроводнике ниже температуры перехода электронных пар с противоположными импульсами и спинами. Образование пар происходит за счет обмена виртуальными фононами и наступает в том случае, когда связанное с этим электронфононным взаимодействием притяжение электронов³ превалирует над их кулоновским отталкиванием.

Энергетический спектр электронов в металле претерпевает изменение при сверхпроводящем переходе так, что в электронном спектре сверхпроводника возникает щель 2Δ (*T*), особым образом зависящая от температуры (рис. 1). Энергия связи пары квазичастиц при $T = 0^{\circ}$ К равна

$$2\Delta(0) \approx 4\Theta_D \exp\left[-\frac{1}{N(0)V}\right],$$

где Θ_D — температура Дебая металла, N(0) — плотность электронных состояний на поверхности Ферми в нормальном со-

Рпс. 1. Теоретическая зависимость величины энергетической щели в спектре сверхпроводника от температуры 4.

стоянии металла, V — матричный элемент взаимодействия квазичастиц. Для возбуждения сверхпроводника при 0° К необходим разрыв пары квазичастиц с затратой энергии, минимальное значение которой равно 2Δ (0). В сверхпроводнике энергия квазичастиц, подчиняющихся статистике Ферми, равна $E_{\mathbf{q}} = (\varepsilon_{\mathbf{q}}^2 + \Delta_{\mathbf{q}}^2)^{1/2}$, где $\varepsilon_{\mathbf{q}}$ — энергия квазичастиц в нормальном металле, отсчитываемая от уровня Ферми, а $\Delta_{\mathbf{q}}$ — параметр энергетической щели, зависящий, в общем случае, от направления волнового вектора квазичастицы \mathbf{q} и $\varepsilon_{\mathbf{q}}$. На рис. 2 приведена зависимость $E_{\mathbf{q}}$ в сверхпроводящем состоянии металла от волнового вектора \mathbf{q} . Плотность одночастичных состояний в сверхпроводнике определяется следующим соотношением:

$$\rho_s = N(0) E\left(\varepsilon + \Delta_{\min} \frac{\partial \Delta_{\min}}{\partial \varepsilon}\right)^{-1},$$

если $\Delta = \Delta$ (ε_{q}), где $\Delta_{m_{1n}}$ — наименьшее значение Δ_{q} . Для изотропной модели, при условии, что Δ не зависит от ε , плотность одночастичных состояний равна $N(0) E/(E^2 - \Delta^2)^{1/2}$. Число элементарных возбуждений в сверхпроводнике определяется функцией распределения Ферми $f(E) = [\exp(E/k_{\rm B}T) + 1]^{-1}$, где $k_{\rm E}$ — постоянная Больцмана. При низких температурах, когда $k_{\rm B}T < \Delta$ (0), число элементарных возбуждений, которые могут принимать энергию извне, примерно пропорционально exp [— Δ (0)/ $k_{\rm B}T$], что позволяет по экспериментальным исследованиям многих физических свойств сверхпроводника, определяемых возбуждениями, находить величину энергетической щели.

Заметим, что основные свойства сверхпроводников могут быть описаны простейшей идеализированной моделью сверхпроводящего металла с изотропной односвязной поверхностью Ферми и изотропной энергети-



Рис. 2. Зависимость энергии квазичастиц E_q в сверхпроводнике от волнового вектора квазичастиц q^5 .

ческой щелью Δ , не зависящей от волнового вектора **q**. Однако ряд явлений в сверхпроводнике («аномалия» низкотемпературной теплоемкости, анизотропное поглощение ультразвука и электромагнитных колебаний, смещение $T_{\rm R}$ под действием примеси и др.) не может быть объяснен без учета анизотропии физических свойств и параметров металла. Дело в том, что реальные металлы анизотропны и обладают в нормальном состоянии прихотливой, многосвязной поверхностью Ферми и сложным распределением скоростей электронов \mathbf{v}_F на ней. В таком случае величина $\Delta_{\mathbf{q}}$

цолжна зависеть не только от энергии ε_q и номера ветви (полости) поверхности Ферми, но еще и от направления волнового вектора квазичастицы так, что в сверхпроводнике с многосвязной поверхностью Ферми соответствующие значения энергетических щелей различны *). Кроме того, в анизотропном сверхпроводнике матричный элемент взаимодействия квазичастиц $V_{qq'}$ также является анизотропной величиной. Именно совокупностью этих обстоятельств и вызваны некоторые отклонения от предсказаний изотропной теории, обнаруженные в ряде тонких экспериментов, описание которых будет приведено ниже.

В плане изучения структуры поверхности Ферми металлов (одна из центральных проблем физики твердого тела) интерес (см. например, ^{6, 11-22}) к дополнительной особенности спектра, энергетической щели сверхпроводников вполне естествен, однако детальные количественные представления об анизотропии щели пока не получены. Развивающаяся в настоящее время теория использует следующие подходы к решению этой сложной задачи. Во-первых, можно найти общие закономерности, присущие анизотропным сверхпроводникам, вне зависимости от происхождения и характера анизотропии щели. На этом пути ряд общих неравенств для случая слабой электрон-фононной связи был получен Покровским ⁶. Например, в то время как изотропная теория сверхпроводимости дает простую, не зависящую от сорта металла связь между температурой сверхпроводящего перехода и величиной щели при 0° K: 2Δ (0) = $3.5 k_{\rm B}T_{\rm K}$, из теории Покровского следует, что величина наименьшей щели $2\Delta_{\rm min}^{\rm a6c} < 3.5k_{\rm B}T_{\rm K}$, ⁹.

^{*)} Теория анизотропных сверхпроводников ⁶, учитывающая возможность перекрытия энергетических зон металла, показывает, что исчезновение щели при $T = T_K$ на всей поверхности Ферми происходит одновременно (см. также ⁷⁻¹⁰).

Другая возможность попыток решения проблемы состоит в том, что принимается конкретная модель анизотропии щели, как это было сделано Гейликманом, Кресиным¹⁴, Марковицем, Кадановом¹⁹ и Клемом²², и проводится ее расчет. Гейликман, Кресин исследовали влияние анизотропии формы поверхности Ферми на анизотропию энергетической щели (при изотропном фононном распределении). Авторами были рассмотрены две модели поверхности Ферми — закрытая эллипсоидальная и открытая цилиндрическая и показано, что для любой из них следует заметная анизотропия щели в зависимости от направлений в импульсном пространстве.

Наконец, третий путь — численное решение задачи при некоторых упрощающих предположениях, хотя бы для какого-нибудь металла, — был использован Беннеттом ¹⁵. При определении анизотропии щели в сверхпроводящем свинце автором в качестве основного источника анизотропии принят реальный фононный спектр этого металла. В работе использовано предположение о постоянстве электрон-фононного взаимодействия, причем сильная связь между электронами в свинце приводит к тому, что взаимодействие эффективно в широком энергетическом слое вблизи поверхности Ферми. Поскольку последнее вызывает некоторую изотропизацию щели, Беннетт вводит предположение об относительно слабой анизотропии щели, что дает ему возможность довести расчет до конца. Оказалось, что при одной и той же значительной анизотропии щели на каждой из полостей поверхности Ферми величины щели в минимальных, максимальных и седловых точках различных полостей очень близки, так что отличий в этих значениях между разными полостями практически нет *). Области поверхности Ферми вблизи границ зоны Бриллюэна, как отмечает автор, могут обладать несколько отличными значениями щели и ее анизотропии, в то время как влияние анизотропии параметра электрон-фононного взаимодействия, не введенной в расчет, должно сложиться с найденной анизотропией щели на всей поверхности Ферми.

И для олова в результате расчета, при тех же предположениях, Беннеттом была получена примерно такая же сложная картина анизотропии щели. Однако результаты имеют лишь качественный характер из-за досадной ошибки, вкравшейся с самого начала расчетов: в качестве наименьшей энергетической щели в спектре сверхпроводящего олова было принято значение $3,05k_{\rm B}T_{\rm K}$ в направлении оси второго порядка, в то время как наименьшая щель в этом сверхпроводнике, по всем данным, не расположена по главным осям и, по-видимому, составляет $2,7k_{\rm B}T_{\rm K}$ (см. приложение). Кроме того, поскольку олово является сверхпроводником со слабой связью, вся принятая схема расчета менее оправдана для этого металла.

Интересно отметить, что температурная зависимость эффективного взаимодействия квазичастиц $V_{qq'}$ существенно влияет на величину энергетической щели: для изменения щели в диапазоне $3.0 < 2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K} < 4.2$. в зависимости от области в импульсном пространстве, которая определяет взаимодействие, достаточно вариации $V_{qq'}$ на 5% ²³³.

С экспериментальной стороны в настоящее время разработаны и широко применяются несколько методов исследования, с помощью которых найдена (и значительно реже — детально изучена) анизотропия щели в спектре сверхпроводников. К наиболее распространенным косвенным методам относятся исследования термодинамических свойств

^{*)} Значение щели (в мэе) в минимуме: II зона (дырки) — 2,66 и 2,65, III зона (электроны) — 2,60 и 2,55; в максимуме: II зона — 2,86 и 2,77, III зона — 2,76; в седловых точках: II зона — 2,70 и 2,66, III зона — 2,71, 2,65 и 2,60.

(теплоемкость, теплопроводность, критическое магнитное поле, изменение T_{κ} под влиянием примеси) и изучение поглощения ультразвуковых колебаний. К непосредственным методам можно отнести исследование взаимодействия высокочастотных электромагнитных колебаний со сверхпроводниками и туннельный эффект.

Анизотропия щели, вообще говоря, оказывает различное влияние на физические свойства сверхпроводников ²². Это влияние на термодинамические свойства вблизи $T_{\rm R}$ оказывается очень слабым, хотя сама величина анизотропии щели *а* может быть значительной, ввиду того что эти свойства определяются усредненной по всем направлениям щелью $\overline{\Delta}_{\rm q}$, а величина среднеквадратичной анизотропии щели, характеризующая сверхпроводник, $\langle a^2 \rangle = \langle \Delta_{\rm q} - \overline{\Delta}_{\rm q} \rangle^2 / \overline{\Delta}_{\rm q}^2$ для большинства чистых сверхпроводников равна примерно 0,01. С другой стороны, ряд физических свойств (к числу их, во-первых, относится поглощение ультразвука и туннельный эффект), которые определяются электронами, избранными тем или иным образом с определенных областей поверхности Ферми, позволяют исследовать ориентационную зависимость щели и тем самым отражают анизотропию щели сверхпроводника *a*.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В СПЕКТРЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

1. Электронная теплоемкость

Микроскопическая теория сверхпроводимости дает следующее выражение для электронной теплоемкости изотропного сверхпроводника:

$$\frac{c_{es}}{\gamma T_{\rm R}} = \frac{3}{2\pi^2} \left(\frac{\Delta}{k_{\rm B}T_{\rm R}}\right)^3 \left(\frac{T_{\rm R}}{T}\right)^2 \left[3K_1\left(\frac{\Delta}{k_{\rm B}T}\right) + K_3\left(\frac{\Delta}{k_{\rm B}T}\right)\right],$$

где $\gamma T_{\rm K}$ — электронная теплоемкость металла в нормальном состоянии при $T = T_{\rm K}$, а K_1 и K_3 — функции Бесселя второго рода ²³. Расчеты показывают, что это выражение может быть приведено к виду $c_{es}/\gamma T_{\rm K} \cong$ $\cong a \exp{(-bT_{\rm K}/T)}$, причем в интервале температур 2,5 $< T_{\rm K}/T < 6$ a = 8,5, b = 1,44, а при температурах 7 $< T_{\rm K}/T < 10$ a = 26, b = 1,62²⁴. В области температур $T_{\rm K}/T > 10$ имеет место следующая зависимость ²⁵:

$$\frac{c_{es}}{\gamma T_{\kappa}} = 2,37 \left(\frac{T_{\kappa}}{T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1,76T_{\kappa}}{T}\right).$$

Интересно отметить, что еще до появления современной теории сверхпроводимости Коппе²⁶, в рамках двухжидкостной теории Гейзенберга²⁷, получил примерно экспоненциальную температурную зависимость тепловых свойств сверхпроводников. Именно с этими работами сопоставляли свои низкотемпературные измерения теплопроводности Sn — Гудман²⁸, теплоемкости Nb — Браун и др.²⁹, V — Корак и др.³⁰. Вероятно, при изучении V впервые была обнаружена на опыте экспоненциальная температурная зависимость теплоемкости и было высказано суждение о появлении щели в спектре этого сверхпроводника: $2\Delta \sim k_{\rm B}T_{\rm K}^{31}$, так же как это было сделано Гудманом²⁸ при исследовании теплопроводности Sn. С продвижением в область низких температур было изучено много сверхпроводников (табл. I), причем после появления микроскопической теории сверхпроводимости с ней были сопоставлены^{7, 32, 24, 33} данные проведенных ранее экспериментов.

Таблица I

, цели⊸а
3,12 ⁴⁰ . тропна
2; примесь а
= 3,1
= 3,4
3,98
— 3,7 (за- інтерпре-
=3,6
± 0,15. ани отро-
,5 и - 0,3

Энергетическая щель $2_{\Delta}/k_{\rm B}T_{\rm K}$ при 0° К и ее анизотропия в спектре сверхпроводников по измерениям электронной теплоемкости

Сверхпроводник, чистота и монокристал- личность образца		Наименьшая температура исследова- ния, °К	Температурная зависи- мость электронной тепло- емкости $c_{es} \sim a \exp(-bT_{\rm K}/T)$	21/k _Б T _к , анизотропия щели-а
Pb:	> 99,999%, монокри- сталл ⁴²	0,3	При $T_{\rm R}/T > 3,5$ супер- позиция двух экспо- нент с $a' = 10,7$ и a'' = 0,1	$2\Delta'/k_{\rm E}T_{\rm R} \sim 4.1$ и $2\Delta''/k_{\rm E}T_{\rm R} \sim 1.1$
Re:	99,98% 59	1,2	a = 11, 6, b = 1, 64	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}\sim 4$
Sn:	34	0,15	При $T_{\rm K}/T > 5$ отклоне- ние от экспоненты	
	99,998%, моно- кристалл ³⁹	0,2	$b = 1,35$; при $T_{\rm K}/T > 5$ отклоне ние от экспо- ненты	$\begin{array}{l} 2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}\approx3.6,\\ 2\Delta_{\rm min}^{\rm A6C}/k_{\rm B}T_{\rm R}\!=\!3.2,\\ a\sim15\%^{40} \end{array}$
	99,999%, поли- кристалл ⁴⁸	0,4	а = 7,63, b = 1,41; при низких темпера- турах нет отклоне- ния от экспоненты	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}=3,43$
	99,999%, поли- кристалл ⁴⁹	$T_{\rm K}/T < 9$	а = 7,85, b = 1,42; при низких темпера- турах нет отклонения от экспоненты	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}=3,45$
Ta:	< 99,9% ⁶⁰	1,7	b = 1,49	2Δ/k _Б T _к ~ 3,5 по ана- лизу ³⁵
	< 99,9% ⁶¹	1,3	a = 10, b = 1,5 по оцен- ке 38	
	45	0,35	Суперпозиция двух экспонент	
Tl:	99,999% 54	1,1	a = 5,8, b = 1,3	
	99,991 % 52	0,35	a = 9, b = 1,52 при $T_{\rm K}/T < 4$	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}=3,67$
V:	$\sim 99,8\%{0}^{\circ}$ 31	1,2	a = 9,17, b = 1,5	
	> 99,9% 62	0,8	a = 7, b = 1,34	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}=3.3$
	45	0,35	Суперпозиция двух экспонент	
	>99,99% моно-	0,6	При низких температу-	$2\Delta'/k_{\rm E}T_{\rm R}=3,2\div3,5,$
	$R_{290^{\circ} \text{ K}}/R_{4^{\circ} \text{ K}} = r = 140^{47}$		нейный по темпера- туре член c _{es}	$2\Delta''/k_{\rm B}T_{\rm K}\sim 0.1$
Zn:	99,99999%, мо- нокристалл ³⁵	0,2	a = 2,3, b = 1,03	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K} \approx 3.5, 2\Delta_{\rm min}^{\rm a6c}/k_{\rm B}T_{\rm K} = 2.7, a \sim 30\%^{40}$
	99,999% ³⁸	0,35	$a = 6, 4, \ b = 1, 27$	
	монокри- сталл ³⁷	0,15	$a = 5,8, b = 1,22;$ при $T_{\rm K}/T > 4$ откло- нение от экспоненты	

Эксперименты показали, что у некоторых сверхпроводников (до недавнего времени к ним относились Al^{34, 35, 36}, Zn^{35, 37, 38}, Sn^{34, 39}) в области низких температур имеет место отклонение температурной зависимости электронной темплоемкости от предсказаний изотропной модели (рис. 3). Как выяснилось из теоретического рассмотрения, проведенного Абрикосовым, Халатниковым⁷ и Купером³³, одной из наиболее вероятных причин этой аномалии может являться анизотропия щели сверхпроводников. Дело в том, что их тепловые свойства при очень низких температурах определяются значением наименьшей щели в энергетическом спектре

 $2\Delta_{\min}^{\text{abc}}$, а в области промежуточных температур — некоторым усредненным значением на всей поверхности Ферми *).

В общем случае из измерений теплоемкости нельзя определить, в каком направлении или на каком участке поверхности Ферми находится энергетическая щель, значение которой получено экспериментально. Однако анализ возможной ее анизотропии, выполненный Заварицким 40 по аномалии теплоемкости, показал, что эта возможная анизотропия должна быть значительна (для Zn ~ 30%, для Sn ~ 15%). Подтверждением такого объяснения низкотемпературной теплоемкости могли бы служить результаты экспериментов, выполненных на Al Гейзером, Гудманом⁴¹ и на Рb Кеезомом, Ван-Ховеном⁴² (в обоих случаях исследовались чистые металлы и их сплавы с немагнитными примесями). Если отклонение низкотемпературной теплоемкости сверхпроводников от предсказаний теории



Рис. 3. Температурная зависимость электронной теплоемкости алюминия, цинка и вападия и теоретические зависимости по изотропной и по двухжидкостной моделям сверхпроводимости ²⁴.

- 5 KIII, --- 3
$$(T_{\rm R}/T)^3$$
, O - Al, \bullet - Zn,
 \triangle - V.

действительно связано с анизотропией щели, то внесение примеси должно было бы, по теории «грязных сверхпроводников» Андерсона²¹, сгладить анизотропию щели и привести к согласию с теорией. Такого рода эффекты, возможно, и наблюдались в Al и Pb (рис. 4), хотя точного количественного согласия с теорией не было получено⁴³. Анизотропия щели Al по этим данным ~25%, а температурную зависимость теплоемкости Pb можно представить в виде двух составляющих со значениями

^{*)} Напомним, что все термодинамические свойства сверхпроводников вблизи $T_{\rm K}$ мало чувствительны к анизотропии щели (поправки $\sim \langle a^2 \rangle \sim 0.01$), ввиду того что эти свойства определяются вероятностью возбуждения квазичастиц. Последняя при энергиях $k_{\rm E}T \sim 2\Delta$ (T) значительна для всех ориентаций в импульсном пространстве. Кроме того, влияния сильной электрон-фононной связи и анизотропия щели действуют на термодинамические свойства в противоположных направлениях (влияние сильной связи приводит, например, к повышению значений щели 2\Delta (0)/ $k_{\rm E}T_{\rm K}$, скачка теплоемкости $\Delta c/\gamma T_{\rm K}$, температурной зависимости критического магиитного поля $H_{\rm K}/H_0$, в то время как анизотропия щели понижает эти величины). В связи с тем, что оба эти эффекта в той или иной мере присутствуют в большинстве чистых сверхпроводников, питерпретация экспериментов сложна (см., папример, 22).

щелей ~4,4 $k_{\rm B}T_{\rm R}$ и ~1,1 $k_{\rm B}T_{\rm R}$ *). Исследование довольно чистых Nb, V, Та также показало, что температурную зависимость их теплоемкости можно представить суперпозицией двух экспонент со щелями ~ 3,5 $k_{\rm B}T_{\rm R}$ и ~ 0,3 $k_{\rm B}T_{\rm R}$ (для Nb)⁴⁵. Предположение Филлипса с сотрудниками о влиянии на теплоемкость двух щелей, вызванных перекрытием *s*- и *d*-зон на поверхности Ферми этих переходных металлов, было подтверждено теоретическими работами⁴⁶. При дальнейших исследованиях было обнаружено, что для описания температурной зависимости теплоемкости V приходится считать, что большая щель сама анизотропна ((3,2 \div 3,5) $k_{\rm B}T_{\rm R}$)⁴⁷.

Изложенное выше подтверждение вероятной связи анизотропии щели сверхпроводника с аномалией его низкотемпературной теплоемкости не является излишним потому, что в не-

давних работах Кеезома и Филлипса с сотрудниками, посвященных изучению Sn^{48,49}, которое особенно удобно



Рис. 4. Температурная зависимость электронной теплоемкости сверхпроводящего свинца и его силавов с индием ⁴².

- БКШ, О-чистый Рb, △- Pb + +1,76% In, ●- Pb + 5,93% In.



Рис. 5. Температурная зависимость электронной теплоемкости олова в сверхпроводящем состоянии (\bigoplus_{k} , $\bigtriangleup - 4^{8}$; $\circlearrowright -$ данные Гудмана ³⁴)⁴⁸.

для исследования из-за высоких $T_{\rm K}$ и $\Theta_{\rm I}$, и Ga ⁵⁰, не было обнаружено отклонения теплоемкости от экспоненты вплоть до температур $T_{\rm K}/T \simeq 9$ (для Sn; рис. 5) и $T_{\rm K}/T \simeq 5,5$ (для Ga) **). Несмотря на то, что калориметрия в этих экспериментах была улучшена (низкие температуры получались откачкой насыщенных паров He³, а не адиабатическим размагничиванием), вряд ли можно согласиться с Филлипсом (см. материалы калориметрической конференции ⁵¹), что щель $2\Delta_{\min}^{a6c}$ в этих сверхпроводниках (и в Al и Pb) вообще не проявляется; скорее всего, отклонения теплоемкости более слабы, чем это было принято считать. Сопоставление данных экспериментов Кеезома и Филлипса с сотрудниками ^{48, 49} с теорией Клема ²², по нашему мнению, показывает, что в Sn величина $\langle a^2 \rangle \sim 0,03$.

^{*)&#}x27; Позже были предприняты безуспешные понытки объяснить особенности теплоемкости Pb температурной зависимостью эффективной массы электрона, вызванной сильным электрон-фононным взаимодействием ⁴⁴).

^{**)} По предварительным данным Филлипса, и в Al аномалия теплоемкости отсутствует ⁵¹.

2. Электронная теплопроводность

Вопрос о теплопроводности сверхпроводников был рассмотрен Бионди с сотрудниками ³² и Дуглассом, Фаликовом ²⁵. Несмотря на то, что теоретически исследованные механизмы электронной теплопроводности при рассеянии электронов на примесях ^{63, 64} и на фононах ^{65, 66} неплохо сопо-

ставляются с некоторыми экспеполной риментами, ясности в этом вопросе нет ⁴. Дело в том, что помимо электронов за теплопроводность ответственна и решетка, а каждый из этих вкладов ограничен различными механизмами рассеяния (именно поэтому в большинстве экспериментов обнаружены отклонения температурной зависимости теплопроводности от экспоненты). Тем не менее для ряда сверхпроводников (табл. II) в некотором интервале температур реально наблюдалась экспоненциальная температурная зависимость электронной теплопроводности (впервые такая закономерность была обнару-жена Гудманом ²⁸ у Sn).

Дальнейшими исследованиями Заварицкого была установлена резкая анизотропия температурной зависимости электронной теплопроводности монокристаллов Ga⁶⁷, Zn и Cd⁶⁸ (рис. 6). Сопоставление с теорией Халатникова ¹¹, учитывающей влияние анизотропии шели на теплопроводность, показало. что анизотропия щели в Ga и Zn составляет ~ 30 и $\sim 40\%$ соответственно и щель может быть аппроксимирована эллипсои-



Рис. b. Изменение с температурой электронной теплопроводности монокристаллов галлия в сверхпроводящем состоянии.

1 — ориентация	образцов	по осл	а к	ристалла;
2 и 3 - по осям	ьис Обр	разцы со	цержал	и 0,001%
примеси (серия	Ч) и 0,1	% (сери:	н Γ) ⁶⁷	Кривые
1) $\bigtriangledown -a-1\Gamma$,) — ЗГ-а,	_∆a-	2Ч, () — 2Ч-а,
2) ∇ — b-1 Γ ,	— 3Г-b,	O b-3	3Ч, 🔺	-24-b;
3) \bigtriangledown — 3 Γ -c,) — с-3Ч,	$\Delta - c-4$	Ч, 🌒 -	— 2Ч-с.

дом, сжатым вдоль оси с Ga или сжатым в направлении, перпендикулярном к гексагональной оси Zn и Cd. Заметим, что анизотропная температурная зависимость электронной теплопроводности сверхпроводящего Sn в зависимости от ориентации монокристаллов, по данным Ларедо ⁶⁹ и Грэхема ⁷⁰, также могла быть интерпретирована как проявление анизотропии щели, однако лишь анализ теплопроводности Sn при очень низких температурах, выполненный Заварицким ⁴⁰, показал, что $2\Delta_{\min}^{a6c} = 3.1k_{\rm B}T_{\rm K}$ (из этих данных, однако, нельзя определить, к какому участку поверхности Ферми относится это значение).

Удивительным обстоятельством, с точки зрения теории Андерсона²¹, является отсутствие каких-либо изменений в температурной зависимости электронной теплопроводности Ga⁶⁷ при изменении его чистоты в широких пределах (от 99,999 до 99,9%). Наличие значительной анизотропии щели в спектре этого сверхпроводника должно было бы способствовать

3 УФН, т. 96, вып. 2

Таблица II

Энергетическая щель $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}$ при 0° K и ее анизотропия в спектре сверхпроводников по измерениям электронной теплопроводности

Све сто л	ерхпроводник, чи- та и монокристал- ичность образца	Наинизшая температура исследова- ния, °К	Температурная зависи- мость электронной тепло- проводности $\varkappa_{es} \sim \exp(-\beta T_{\rm K}/T)$	21/k _Б T _к , анизотропия щели-а
Al:	99,99% 35	0,15	$\beta = 1,5$	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R} = 3.3 \pm 0.1$
	очень чистый 71	0,32	Примесь не изменяет температурной зави- симости	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}=3,5$
Cd:	монокри- сталл ⁶⁸	0,1	Анизотропная темпера- турная зависимость	$2\Delta_{\min}^{abc}/k_{E}T_{K} = 2.7,$ щель анизотропна
	75	0,3		$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}=3,4$
Ga:	99,999 и 99,9%,	0,2	При $T_{\rm K}/T < 4.1, 2 \leqslant \beta \leqslant$	$2\Delta_{\min}^{abc}/k_{\rm B}T_{\rm H}=2,6,$
	монокри~ сталл 67		≪1,5 в зависимости от ориентации: при-	$2\Delta_{\rm cp}/k_{\rm B}T_{\rm R}=3,5,$
	C T C T C T C T C T C T C T C T C T C T		месь не изменяет температурной зави- симости	$a \sim 30\%$
Hg:				2Δ/k _Б T _Б = 4,1 по ана- лизу ⁷⁶
In:	чистый ⁷⁷	1,5		$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}=3.5$
	пленки с при- месью Sn до 5% ⁷²	1,5		$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R} = 3.7 \pm 0.1$ для всех концентра- ций Sn
Nb:	монокристалл, r — 100.78	0,2		$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R} = 3.5 \pm 0.2$
	98,5% 79	1,6		$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}=3.5$
Pb				$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K} = 4,1$ по ана- лизу ⁷⁶
Sn:	~ 99,996%, мо- нокристаллы 69, 70	0,2	Температурная зависи- мость анизотропна	
	99,998%, моно- кристалл ³⁹	0,15	$\beta = 1,45$	$2\Delta_{\min}^{abc}/k_{\rm B}T_{\rm R}=3.1$
	поликри- сталл ⁷³	1,3	Результаты не удалось связать с анизотро- пией щели	$\begin{array}{c} 2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R} = 3,3 \\ ({\rm Sn}\;99,999\%), \\ 2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R} = 3,9 \end{array}$
		ł		(Sn с примесью 0,01%)
Та: м	юнокр., r=50 ⁷⁸	0,2		$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K} = 3.8 \pm 0.2$
Zn:	монокристалл 99,9999% 35	0,15	$\beta = 1,3$	
	монокр и- сталл ^{,68}	0,1	Температурная зависи- мость анизотропна	$\begin{array}{c} 2\Delta_{\rm BB}^{\rm a6c}/k_{\rm B}T_{\rm R}\!=\!2,4,\\ 2\Delta_{\rm CD}/k_{\rm B}T_{\rm R}\!=\!3,6,\\ a\sim40\%_{0} \end{array}$
	поликри- сталл ⁷⁵	0,3	Температурная зависи- мость отлична от дан- ных ⁶⁸ , возможно из- за рассеивающих цен- тров (границы зерен)	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K} = 3,4$

эффективному сглаживанию этой анизотропии под действием примеси (с соответствующим изменением температурной зависимости теплопроводности, так как при низких температурах это свойство определяется наименьшей щелью ^{11, 6}). Саттерсвайт ⁷¹, исследуя электронную теплопроводность чистого A1 и его сплавов в сверхпроводящем состоянии, выяснил, что изменение длины свободного пробега электронов в 140 раз также не

привело к существенному изменению этой зависимости (рис. 7). Поскольку очень чистый Al представляет собой наиболее удобный объект таких исследований (из-за высокой Θ_{Π} и низкой T_{κ} в нем заведомо во всей температурной области существует лишь один механизм рассеяния электронов — упругое рассеяние на статических дефектах), автор приходит к выводу о том, что измерения теплопроводявляются достаточно ности не чувствительным способом определения щели (тем более ее анизотроции) в сверхпроводниках. К этому же выводу приходят и Серин с сотрудниками ⁷², изучавшие теплопроводность пленок In (толщины 1200 — 20 000 Å) с содержанием примеси Sn до 5%. В связи с тем, что рассеяние на границах уменьшает длину свободного пробега электронов в значительно меньшей



Рис. 7. Температурная зависимость теплопроводности сверхпроводящего алюминия и его сплавов.

О — алюминий с примесью 0,3% меди, остаточное электросопротивление r = 26; ● — алюминий, r = 430; □ — алюминий, $r = 3660^{-71}$.

степени, чем фононов, авторам удалось провести измерения отношения электронной теплопроводности в сверхпроводящем и нормальном состояниях без исключения решеточной теплопроводности. Оказалось, что температурная зависимость этого отношения не чувствительна к составу пленок*).

Таким образом, сопоставляя тепловые методы изучения в сверхироводниках щели и ее анизотропии, приходится отдавать предпочтение результатам, полученным при исследовании теплоемкости, хотя и в этом случае остаются пока не ясные вопросы.

3. Критическое магнитное поле

Теоретические исследования Покровского ⁶ и Клема ^{22, 80} показали, что тщательное измерение температурной зависимости критического поля $H_{\rm K}$ в сверхпроводниках может дать сведения об их среднеквадратичной анизотропии щели $\langle a^2 \rangle$. В случае слабой электрон-фононной связи $\langle a^2 \rangle$ входит, например, в функцию отклонения $H_{\rm K}/H_0$ от параболической

^{*)} По-видимому, аналогичные результаты изучения теплопроводности поликристаллов чистого Sn и его сплавов ⁷³ Рейнольдс и др. ⁷⁴ склонны приписать текстуре чистых образцов, при которой измерялась минимальная щель; с увеличением примеси в таком случае могла увеличиться и щель. Последующее детальное исследование монокристаллического Sn ²³⁴ позволило выявить влияние анизотропии щели на электронную теплопроводность ($2\Delta/k_{\rm E}T_{\rm R}=3,0-4,0$).

зависимости следующим образом:

$$\begin{split} D(t) &= \frac{H_{\rm R}}{H_0} - (1 - t^2) = -0.1317 \, (1 + 6.6 \, \langle a^2 \rangle) \, (1 - t^2) + \\ &+ 0.0986 \, (1 + 3 \, \langle a^2 \rangle) \, (1 - t^2)^2 + 0.0287 \, (1 + 6.15 \, \langle a^2 \rangle) \, (1 - t^2)^3 + \dots, \\ \text{rge} \ t &= T/T_{\rm R}. \end{split}$$

Сопоставляя с теорией температурную зависимость H_{κ} (при не очень низких температурах) Ga⁸¹ (рис. 8) и ее изменение под влиянием примеси в Sn⁸², Кокран и Рейнольдс с сотрудниками определили $\langle a^2 \rangle$ этих

Таблица III

Сверхпроводник, чистота и монокристалличность	Ga, 99,9999%, монокри- сталл ⁸ 1	Hg, > 99,999% 83	In, 99,999%, монокристалл 83	Sn, 99,999%, монокристалл
Минимальная темпера- тура, исследования, °К	0,82	0,3	0,3	0,3 83
$2\Delta/k_{\rm B}T_{ m R}$	3,32	4,0	3,64	3,60 83
$\langle a^2 \rangle$	0,04			0,022 82

Энергетическая щель $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}$ при 0° К в спектре сверхпроводников и ее анизотропия по измерениям критического магнитного поля

сверхпроводников (табл. III). Необходимы, однако, дальнейшие эксперименты в области низких температур, так как единственное известное нам низкотемпературное исследование $H_{\rm K}$ (до 0,3° K) Финнемора, Мапо-



Рис. 8. Отклонение критического магнитного поля от параболической температурной зависимости. Приведены теорстические кривые по БКШ, Клему и данные измерений $H_{K}^{s_{1}}$ и c_{es}^{so} , s_{1} галлия $s_{1}^{s_{1}}$.

0,3° К) Финнемора, Мапотера ⁸³.не дало пока существенных результатов относительно анизотропии щели Sn, Zn и Hg.

4. Линейное понижение *Т*_к вразбавленных твердых растворах

Проявлением анизотропии щели в спектре до недавнего времени было принято считать линейное понижение $T_{\rm K}$ в функции обратной длины свободного пробега электрона l^{-1} (независимо от сорта примеси) в разбавленных твердых

растворах сверхпроводников с немагнитными примесями (см., например, ^{19, 84}). Идея о том, что учет изотропного рассеяния электронов на примесных центрах может привести к сглаживанию анизотропии щели по мере приближения к условию $l \sim \xi$ (где ξ — длина когерентности), впервые была предложена Андерсоном ²¹. Само явление линейного понижения $T_{\rm R}$ (рис. 9) наблюдалось при внесении примесей (до нескольких десятых процента), вакансий, при пластической деформации, облучении нейтронами и пр. в ряде сверхпроводников (табл. IV содержит данные о величине среднеквадратичной анизотропии щели $\langle a^2 \rangle$, полученной в соответствии с теорией Марковица и Каданова ¹⁹, для всех исследован-

Таблица IV

Сверхпро- водник	A1, 19	Hg, 96	In, 19,97	Pb, 98	Sn, ^{\$2}	Ta, 99	T1, 86	V, 47	Zn, 91
$\langle a^2 \rangle$	0,011	0,005	0,021	0,004	0,023	0,011 (оцен- ка ⁴⁷)	0,001 0,04 ²⁴⁵	0,016	0,047

Среднеквадратичная анизотропия щели $\langle a^2 \rangle$ в энергетическом спектре сверхпроводников по данным смещения $T_{\rm K}$ под влиянием примеси и пластической деформации

ных таким образом сверхпроводников; для Tl приведены данные анализа изменения T_{κ} при пластической деформации ^{86, 245}; отсутствие изменения T " Re⁸⁷, возможно, связано с недостаточной чистотой исходного металла).

Особенно примечательны результаты исследования у Tl и Zn. При объяснении отсутствия линейного смещения T_к у Tl под влиянием примеси ⁸⁸

высказываются две точки зрения. Лазарев с сотрудниками (см., например, 89) полагают, что это обстоятельство, наряду с обнаруженной ранее 90 особенностью зависимости T_к у Tl от давления (и влиянием примеси на эту особенность), связано с уменьшением числа полостей поверхности Ферми этого металла⁹¹*). Несмотря на то, что такой электронный переход и обнаружен прямым методом 93 в Zn с концентрацией примесей ~0,1% Си и в Cd при всестороннем давлении ~10 кбар (исследовались эффект де-Гааза — ван-Альфена и угловая зависимость электросопротивления в магнитном поле), интересно было бы для Tl, Re, In иметь также непосредственные данные об изменении топологии поверхности Ферми. В качестве другого возможного объяснения Геем⁸⁶ предлагается резкое увеличение (под



Рис. 9. Изменение T_к индия под влиянием различных примесен ⁸⁵. + - Cd, \triangle - Ti, ∇ - Ga, \bigcirc -Sn, \times - Pb, \square -Bi.

давлением) очень слабой анизотропии энергетической щели Tl: изменение $\langle a^2 \rangle$ от 0,0008 (без давления) до 0,007 при давлении 4 кбар. Естественно, и электронный переход должен, по-видимому, сопровождатьизменением анизотропии щели **), однако для окончательного ся выяснения причины такого изменения необходимы дальнейшие эксперименты.

Значительное смещение T_к у Zn под влиянием примеси, по мнению Фаррелла и др. 94, указывает на большую анизотропию щели, которую авторы объясняют увеличенным значением щели для тех областей поверхности Ферми, которые перекрываются на гранях (002) зоны Бриллюэна.

^{*)} Недавно аналогичнос заключение было сделано и относительно In ⁹², Re ²³⁵ (см. также исследования Bi ²³⁶, Cd ²³⁷, In ²³⁸ и Zn ²³⁹). **) Такое суждение впервые было высказано В. Г. Барьяхтаром.

В недавних работах Москаленко с сотрудниками ⁹⁵ замечено, что учет межзонного рассеяния электронов на примесях *) также может приводить к понижению $T_{\rm R}$ сверхпроводника, так что в реальных сверхпроводниках, вероятно, происходит наложение указанных эффектов.

5. Электронное поглощение ультразвука

Явление резкого уменьшения поглощения ультразвуковых колебаний при переходе металла в сверхпроводящее состояние было открыто Боммелем (у Sn) и Маккинноном (у Pb) ¹⁰⁰ еще до создания теории сверхпроводимости, которая смогла объяснить этот эффект быстрым возрастанием энергетической щели при понижении температуры ниже $T_{\rm K}$. В рамках изотропной модели отношение коэффициентов электронного поглощения ультразвука в сверхпроводящем и нормальном состояниях при $kl \gg 1$ (k — волновой вектор звука)

$$\frac{\alpha_s}{\alpha_n} = 2\left(1 + \exp\left[\frac{\Delta(T)}{k_{\rm B}T}\right]\right)^{-1}.$$

Так как в реальных чистых сверхпроводниках щель анизотропна, остановимся на работах Покровского и Привороцкого ^{12, 13}, учитывающих это явление. Этими авторами показано, что наибольший интерес представляет поглощение звука в области низких температур. Если температура «умеренно» низка, $4/kl < (T/\text{var }\Delta)^{1/2}$ (а только этот случай пока и может быть осуществлен в эксперименте) и exp (var Δ/T) < kl (var Δ/T)^{1/2}, отношение

$$\frac{\alpha_s}{\alpha_n} \sim \left(\frac{T}{\operatorname{var} \Delta}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta_{\min}}{k_{\mathrm{B}}T}\right),\,$$

где var $\Delta = \Delta_{\max}^{
m abc} - \Delta_{\min}^{
m abc}$, а коэффициент $(T/{
m var}\;\Delta)^{1/2} \sim 1$ для анизотропного сверхпроводника. Поскольку для металлов характерно следующее соотношение скоростей звука и электронов: $v_s/v_F \sim 10^{-3}$, эффективно взаимодействуют со звуковой волной те электроны, которые движутся параллельно фронту волны, т. е. в плоскостях равной фазы. Поэтому в формулу для поглощения ультразвука входит минимальное значение щели Δ_{\min} на пояске $\mathbf{kv}_F = 0$ поверхности Ферми. При предельно низких температурах отношение α_s/α_n , как оказалось, определяется наименьшей энергетической щелью Δ_{\min}^{abc} на всей поверхности Ферми. В исследовании Покровского и Топоногова ¹⁶ была выяснена возможность восстановления анизотропии щели по данным ультразвуковых измерений при не очень низких температурах (для односвязной поверхности Ферми). Хотя все изложенное, строго говоря, относится к случаю $kl \gg 1$ и продольному звуку, дальнейшие теоретические исследования 65, 101, 102, 103 и многочисленные эксперименты подтвердили применимость этого рассмотрения в широком интервале температур, начиная с температур несколько ниже $T_{\rm E}$, к иным условиям. Ограничимся, однако, приведенными сведениями ввиду того, что энергетическая щель и ее анизотрония определяются в низкотемпературной области.

Возможность исследования ориентационной зависимости щели в анизотропном сверхпроводнике (изменение ориентации \mathbf{k} относительно кристаллографических осей монокристалла приводит к изменению расположения пояска $\mathbf{kv}_F = 0$ на поверхности Ферми) способствовала тому, что

^{*)} При этом наряду с анизотропией матричных элементов электрон-электронного взаимодействия сказывается и анизотропия поверхности Ферми.

уже первые детальные эксперименты, выполненные на продольном звуке Галкиным и Морсом с сотрудниками ¹⁰⁴, ярко продемонстрировали наличие заметной анизотропии щели в сверхпроводящем Sn (рис. 10). Измерения поглощения поперечного звука ^{105, 106} также подтвердили анизотропию щели в этом сверхпроводнике и дали значения щели, совпадающие в пределах точности опыта с данными предыдущих работ. В результате нашего исследования в широком интервале кристаллографических ориентаций ^{107, 108} была получена «карта» минимальных щелей на линиях $\mathbf{kv}_F = 0$ поверхности Ферми Sn (рис. 11), построенная таким образом, что каждой точке поверхности Ферми сопоставлена точка на единичной сфере так, чтобы нормали в этих точках были параллельны. При этом, естественно,

каждой линии $\mathbf{k}\mathbf{v}_F = 0$ поверхности Ферми соответствует большой круг на единичной сфере. Из полученных результатов видно, что ориентационная зависимость энергетической щели в Sn имеет сложный характер, а анизотропия щели составляет не менее 50%. (В опубликованном одновременно с нашей работой 107 туннельном исследовании Заварицкого ¹⁰⁹ было получено такое же значение анизотропии щели Sn.) К сожалению, в связи с многосвязностью поверхности Ферми Sn не ясно, к какой из ее частей относятся измеренные значетем более, что детальная ния. структура поверхности Ферми этого металла пока недостаточно изучена. Интересно отметить эксперименты Клейборна и Эйншпруха ¹¹⁰, в которых уменьшение анизотропии щели (рис. 12) в Sn (с примесью до 0,1%) рассматривается как явное подтверждение теории Андерсона²¹*). При попыт-



Рис. 10. Температурная зависимость поглощения продольного ультразвука в сверхпроводящем олове (частота звука 80 *Мгц*¹⁰⁴).

ке сопоставить найденные на опыте температурные зависимости поглощения звука в чистом сверхпроводящем олове с формулой, учитывающей несколько щелей на поверхности Ферми, авторы получили результат, который они считают явно нефизичным (например, для $\mathbf{k} \parallel [001] 2\Delta'/k_{\rm B}T_{\rm K} \cong 3$, а $2\Delta''/k_{\rm B}T_{\rm K} \cong 9$) **).

Значительная (~40%) анизотропия щели была обнаружена Клейборном и Морсом¹¹³ при изучении поглощения поперечного звука в сверхпроводящем Al, несмотря на близость его поверхности Ферми к модели «почти свободных» электронов. Однако эти исследования нельзя считать завершенными, поскольку наиболее важный в таких работах параметр kl

 ^{*)} Такое же явление, правда, может наблюдаться и при kl → 1, когда поглощение звука определяется электронами на всей поверхности Ферми¹¹¹ (см. также²⁴⁰).
 **) В экспериментах Клейборна, Эйншпруха¹¹⁰ (как и раньше в V¹¹² и Sn¹⁰⁷)

^{**)} В экспериментах Клейборна, Эйншпруха ¹¹⁰ (как и раньше в V ¹¹² и Sn¹⁰⁷) было найдено отклонение от экспоненты температурной зависимости поглощения звука в области самых низких температур. Возможно, это связано с тем, что в области довольно низких температур поглощение определяется не значением минимальной щели на пояске $\mathbf{kv}_F = 0$, а абсолютным минимумом щели на всей поверхности Ферми ¹², ¹³.

был больше в исследованиях голландской группы¹¹⁴, где анизотропия щели в Al вообще не была найдена. Как показало исследование Безуглого с сотрудниками²⁴¹, анизотропия энергетической щели Al проявляется и в поглощении продольного ультразвука (значения щели для различных



Рис. 11. Проекции линий $\mathbf{kv}_F = 0$ на единичной сфере для изученных орцентаций волнового вектора звука **k** в олове (коническая равнопромежуточная проекция).

Жирные линии — данные ^{107, 108}, тонкие линии — данные ¹⁰⁴⁴.
 Точка с координатами (θ°, φ°) ~ (90,0) соответствует направлению оси [001] опова; (0,0) — [100]; (0,45) — [110]. Цифры показывают величины минимальных энергетических щелей на соответствующих линиях поверхности Ферми ¹⁰⁸.

ориентаций находятся в пределах $(3,25 - -3,7) \times k_{\rm B}T_{\rm K}).$

Указания на анизотропию щели содержатся в ультразвуковых исследованиях Ga¹¹⁵, Zn, V 112, Nb 116, Tl 117, 118. Re ¹¹⁹, In ¹²⁰, ¹²¹, Mo ²²⁸ (в табл. V приведены все известные нам данные по этому вопросу). В работах Джонса и Рейна ^{119, 228} из данных исследования трех ориентаций монокристаллического Re и Mo авторы делают вывод о наличии прямой связи между наклоном кривых частотной зависимости коэффициента электронного поглощения ультразвука в нормальном состоя-

нии металла и величинами энергетических щелей в сверхпроводящем состоянии. Наши более подробные исследования Sn ^{107, 108, 122} подобной простой корреляции не обнаружили.

Ультразвуковое изучение анизотропии щели Tl 117 и In 123 затруднено из-за дислокационного (зависящего амплитуды) поглощения звука, от аналогичного обнаруженному ранее у Pb 124, 125, однако приходится заметить, что ни в чистом Pb 126, ни в чистом Hg ¹²⁸ амплитудной зависимости поглощения не наблюдается (по предварительному сообщению Уилларда и Шоу ¹¹⁸ в чистом Tl этот эффект также отсутствует). При анализе ланных исследования In Безуглый с сотрудниками 121 предположили, что на второй дырочной зоне поверхности Ферми In щель изотропна, а вся анизотропия щели связана с третьей



Рис. 12. Значение щели $\Delta/k_{\rm E}T_{\rm K}$ олова в зависимости от смещения $T_{\rm K}$ под действием примеси. $I = {\rm K} \parallel [110]; \ 2 = {\rm K} \parallel [001]$ 110.

электронной зоной, причем минимальная щель принадлежит внешнему контуру центрального сечения третьей зоны, перпендикулярного к оси [001]. Принятое предположение, вообще говоря, противоречит существующим теоретическим представлениям^{14, 15}, тем более, что при анализе¹²¹ считалось, что в III зоне ферми-поверхности In электронные трубки α-типа отсутствуют; как показывают эксперименты²⁴⁶ и расчеты²⁴⁷, это не так.

Таблица \

Энергетическая щель $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}$ при 0° K и ее анизотропия в сисктре сверхпроводников по измерениям ультразвукового поглощения

Све моно	рхпроводник, чистота, кристалличность образца	Минимальная температура, °К	Частота ƒ (Мгч), тип звука, значение kl; особенности температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука «	Ориентация волнового вектора k, поляризации s ультразвука по отно- шению к кристаллографическим направлениям	2∆/ћ _Б Т _к , анизотропия щели — а
Al:	99,9992%, монокри- сталлы ¹¹⁴	0,4	f=5-25, продольный и поперечный, kl ~ 10; для поперечного звука вблизи T _в -резкое падение α	k [100], [110] k [100]; s [110], [010]. k [110]; s [111], [101], [100]	3,5±0,1 для всех ориентаций
	99,999%, монокри- сталлы ¹¹³	0,33	f=16-50, поперечный, $kl > 1$; вблизи $T_{\rm K}-$ резкое падение α $k \parallel [100], s \parallel [110]$ $k \parallel [10], s \parallel [010]$ $k \parallel [110], s \parallel [010]$ $k \parallel [110], s \parallel [110]$		$2,4\pm0,4\ 3,4\pm0,4\ 2,4\pm0,4\ a\sim40\%$
	монокристаллы, r == 10 ^{4 241}	0,35	f == 175 — 225, продольный, kl ≫ 1	k ⊥ (100) k ⊥ (110) k ⊥ (111) k ⊥ (122) k ⊥ плоскости 5° от(110)	$\begin{array}{c} 3,5{\pm}0,2\\ 3,6{\pm}0,2\\ 3,25{\pm}0,2\\ 3,3{\pm}0,2\\ 3,7{\pm}0,2\end{array}$
Ga:	$\frac{\frac{R_{290^{\circ} \text{ K}}}{R_{4^{\circ} \text{ K}}}}{=} = -r = 5 \cdot 10^4, \text{ моно-кристалл }^{115}$	0,3	$f = 10 - 100$, продольный и поперечный, $kl > 10$; для поперечного звука вблизи $T_{\rm K}$ нет резкого падения α	k c ₀ k b ₀	3,5 3,9
Hg:	99,999999%, 1,05, мо- нокристалл ¹²⁷	1,05	f — 10 — 250, продольный; частотная зависимость α во всей температур- ной области, но нет амплитудной	k [111], [110]	$\begin{vmatrix} 3,5 \ (kl \sim 1) \\ \geqslant 5 \ (kl > 10) \end{vmatrix}$
In:	монокристалл ¹²⁸		f = 210, продольный; амплитудная зависимость а	k [001]	3,7±0,2

ll родолжение табл. V

1						
Све моно	рхпроводник, чисто кристалличность обј	эта, разца т	Минимальнан емпература, °К	Частота f (<i>Mг</i> ų), тип звука, значение hl; особенности температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука а	Ориентация волнового вектора k, поляризации s ультразвука по отно- шению к кристаллографическим направлениям	2Δ/k _Б T _к , анизотропия щели — а
In:	99,9999%, моно сталл 120	окри-		$f = 150 - 270$, продольный, $kl > 100;$ амплитудная зависимость α	k [110] k [001] k [100]	${3,1\pm0,2\atop {3,1\pm0,2\atop {3,2\pm0,2}}}$
	99,9995%, мон сталлы ¹²¹	окри-	1,0	f = 227, продольный, $kl > 10$; ампли- тудная зависимость α	$ \begin{array}{c} {\bf k} \perp (100), (111) \\ {\bf k} \perp (001) \\ {\bf k} \perp (110) \\ {\bf k} \perp (011) \\ {\bf k} \perp (023) \end{array} $	$3,45\pm0,1$ $3,15\pm0,1$ $3,35\pm0,1$ $3,10\pm0,1$ $3,25\pm0,15$
Mo:	r=450, мон сталл ¹²⁹	окри-	0,5	<i>t</i> = 240, продольный	k [100]	$3,5{\pm}0,2$
	r = 6.10 ³ , моно сталл ²²⁸	окри-	0,4	f=175-950, продольный, kl>1	k [100] k [110] k [111]	$3,30\pm0,2\ 3,50\pm0,2\ 3,10\pm0,2$
Nb:	99,7%, моно сталл 130	окри-	1,2	$f = 135$, поперечный, $kl < 1$; нет падения а вблизи $T_{\rm K}$	k [110], s [110]	3,5±0,2 (занижено из-за осцилляций α ¹³¹)
	99,8%, r=520, т кристалл ¹³²	моно-	1,3	f = 220, продольный, $kl < 1$	k [100], [110], [111]	3,63±0,06 для всех ориентаций
	r=300, мон сталл ¹¹⁶	окри-	2	f=300—1280, продольный, kl>1	k [100], [110] k [111]	3,5 3,6 ~3,7 для всех ориентаций при f=300 <i>Мгц</i>
	r = 10 ³ , мон- сталл ¹³³	окри-	1,65	f = 70 - 90, продольный, $kl < 1$	k [100]	$3,5{\pm}0,1$
	r == 10 ³ , мон сталл ¹³⁸	юкри-	1,3	f = 30 — 70, продольный и поперечный, kl < 1	k [110]	3,7
	<i>r</i> = 400, мон сталл ¹³⁴	юкри-	1,8	$f = 30 - 50$, продольный, $kl \ll 1$; частотная зависимость α		~ 4

А. Г. ШЕПЕЛЕВ

234

Продолжение табл. V

Сверхпроводник, чистота, монокристалличность образц а	Минимальная температура, °К	Частота ƒ (Мгц), тип звука, значение kl; особенности температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука α	Ориентация волнового вектора k, поляризации s ультразвука по отно- шению к кристаллографическим направлениям	2Δ/k _Б T _К , анизотропил щели — а
Рb: 99,997%, монокри- сталл ¹²⁵	1,3	f = 10 - 70, продольный, kl < 1; ам- плитудная зависимость α	k [100] k [110] k [111]	$< 5,1 \\ 4,0\pm0,1 \\ 4,1\pm0,1$
очень чистый моно- кристалл ¹²⁰	2	f = 10 = 110, продольный, $kl > 1$; нет амплитудной зависимости α , но есть частотная	k [100] k [110]	$\left\{ \begin{array}{c} 3,5\pm0,1\\ 3,3\pm0,1\\ >4 \end{array} \right\} (kl \sim 1) \\ >4 \ \text{для bcex} \\ \text{ориентаций при} \end{array} ight.$
99,9%, монокри- сталл ¹³⁵	1,4	f = 50 - 1050, продольный, $kl < 1$	k [111]	$kl \gg 1$ ~ 5
Re: r > 104, монокри- сталл 119	0,45	f = 250 — 870, продольный, kl > 1	k [0001] k [1010] k [1120]	$2,9\pm0,1$ $3,0\pm0,1$ $3,5\pm0,1$
Sn: чистые монокри- сталлы ¹⁰⁴	1,0	f ≈ 80, продольный, kl > 10	k [004], угол между k и [100] в пло- скости (001) $\phi^\circ = 0$ 6 12 и 30 18 24 45	$\begin{array}{c} 3,2{\pm}0,1\\ 3,5{\pm}0,2\\ 3,7{\pm}0,2\\ 4,0{\pm}0,2\\ 4,3{\pm}0,2\\ 4,4{\pm}0,2\\ 3,8{\pm}0,2\\ \end{array}$
r = 5.104, монокри- сталл ¹⁰⁵	•	f = 80, поперечный, kl > 1	k [001] k [100] k [110]	$\begin{array}{c} a \sim 30\% \\ a \sim 30\% \\ 3,2\pm0,3 \\ 3,4\pm0,3 \\ 3,7\pm0,3 \end{array}$

АНИЗОТРОПИЯ ЩЕЛИ в ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ 235

Продолжение табл. V

Сверхпроводник, чистота, монокристалличность образца	Минимальная температура, °К	Частота ƒ (<i>Mгц</i>), тип звука, значение k!; особенности температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука α	Ориентация волнового вектора k, поляризации s ультразвука по отно- шению к кристаллографическим направлениям	2∆/k _Б T _к , энизотропия щели — а
Sn: 99,99999%, r ⁻¹ ~10 ⁻⁵ , монокристаллы 107,108	1,0	ƒ — 100 — 300, продольный, kl ≫ 10	$ \begin{array}{c} \mathbf{k} \perp (101) \\ \mathbf{k} \perp (111) \\ \mathbf{k} \perp (301) \\ \mathbf{k} \perp (112) \\ \mathbf{k} \perp (211) \\ \mathbf{k} \perp (113) \\ \mathbf{k} \perp (113) \\ \mathbf{k} \perp (311) \end{array} $	$\begin{array}{c} 3,9\pm0,2\\ 4,8\pm0,3\\ 4,1\pm0,2\\ 4,4\pm0,2\\ 3,9\pm0,2\\ 4,0\pm0,2\\ 4,3\pm0,2\\ a\sim50\%\end{array}$
99,999%, монокри- сталл ¹⁰⁶	1,1	$f=30-70,$ поперечный, $kl>10,$ вблизи T_{R} резкое падение α	k [001], s [100] k [100], s [010] k [100], s [001] При k [001] есть такое s , что	$\begin{array}{c} 3,4{\pm}0,2\\ 3,7{\pm}0,2\\ 3,3{\pm}0,2\\ 2{\Delta}/k_{\rm B}T_{\rm R}{=}4,3 \end{array}$
>99,99999%, монокри- сталлы ¹¹⁰	1,2	f = 50-460, продольный, kl > 10	k [001] k [110] k [100] В Sn с 0,1% Іп при k [001] и [110]	3,26±0,02 3,96±0,04 3,62±0,04 (не зависит от kl). 3,5—3,6
r = 10 ⁴ , монокри- сталл ¹³⁶	1,2	f = 70 – 165, продольцый, kl – 30	k ⊥ (111)	3,8±0,1 (явно за- нижепо ¹³⁷)
$r = 10^4$, монокристалл ¹³⁷	1, 2	$f=75-165,$ продольный, $kl\gg 1$	k 🔟 (111)	$4,45\pm0,15;$ при $kl \sim 1$ щель $\sim 3,3 k_{\rm B} T_{\rm K}$
монокристалл ⁴¹⁴	0,8	$f = 40 - 290,$ продольный, $k l \gg 1$	Угол между k и [100] в ило- скости (001) $\phi^\circ = 9$ 27 36 k [310]	$3,78\pm0,08\ 4,04\pm0,05\ 3,80\pm0,06\ 4,25\pm0,04$

А. Г. ШЕПЕЛЕВ

236

4 Продолжение табл. V

Сверхпроводник, чистота монокристалличность обра	, Минимальная зца температура, °К	Частота ƒ (Мгц), тип звука, значение kl; особенности температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука «	Ориентация волнового вектора k, поляризации s ультразвука по отно- шению к кристаллографическим направлениям	2Δ/k _Б T _h , анизотропия щели — а
Та: 99,9%, монок сталл 139,130	ри- 1,2	f = 340, продольный, $kl < 1$, f = 135, поперечный, $kl < 1$; нет па- дения а вблизи $T_{\rm R}$	$\left. \begin{array}{c} \mathbf{k} \\ \mathbf{k} \\$	3,5±0,2 (заниже- но из-за осцилля- ций α ¹³¹)
Tl: монокристалл 117	1,2	f = 60, продольный, kl < 1 f = 12-110, поперечный, kl < 1	k [0002] k [1010] k [1210] k [0001], s [1010] k [1010], s [0001] k [1010], s [1210]	3,76±0,04 4,10±0,04 4,00±0,04 3,7±0,1 3,75±0,1 3,9±0,1 Точность завышена, так как α_n мало
99,999%, монок) сталл ¹¹⁸	и- 0,5	f = 10 - 130, продольный	k [0001] k [12ī0] k [10ī0]	$\begin{array}{c} 4,00\pm0.31_{\rm K}\\ 4,00\pm0.3\\ 3,62\pm0.1\\ 3,70\pm0.2\end{array}$
V: 99,95%, монокр сталл 140,130	и- 1,2	f = 100 - 380, продольный, kl < 1 f = 135 - 225, поперечный, kl < 1, нет падения а вблизи T _I	k [110] k [110], s [110]	3,5±0,15 3,6±0,2. Значения занижены из-за осцилляций с ¹³¹
r ~ 130, монокр сталл ¹¹²	n- 1,2	f = 342, продольный, kl > 1	k [100] k [110] k [111]	${3,4\pm0,2\atop 3,4\pm0,2\atop 3,2\pm0,2}$
Zn: 99,9999%, монокр сталл ¹¹²	1-	f=233, продольный, kl>1	k [1210] k [1010]	$3,8\pm0,2\ 3,4\pm0,2$

6. Релаксация ядерных спинов

Ввиду того, что в металле системы ядерных и электронных спинов сильно взаимодействуют, отношение скоростей ядерной спин-решеточной релаксации в сверхпроводящем и нормальном состояниях металла, согласно изотропной модели сверхпроводимости, оказывается равным

$$\frac{R_s}{R_n} = 2 \int_{\Delta(T)}^{\infty} dE \left[\rho_s \left(E \right) \right]^2 \left[1 + \frac{\Delta^2 \left(T \right)}{E^2} \right] \left[- \frac{\partial f \left(E \right)}{\partial E} \right].$$

При сопоставлении этого выражения с экспериментом для устранения логарифмической расходимости на нижнем пределе при $T \to T_{\kappa}$, $\Delta(T) \to 0$



Рис. 13. Температурная зависимость отношения скоростей релаксации ядерных спинов в алюминии.
 , × — эксперимент ¹⁴¹, ¹⁴³, кривая — теория (из-за численной ошибки теоретическая кривая должна проходить несколько ниже) ¹⁶⁰.

Гебель и Слихтер 141, 142 ввели некоторое «размытие» плотности состояний квазичастиц. Если это «размытие» связывать с анизотропией щели сверхпроводника 143, то данные измерений ядерной спиновой релаксации Al ¹⁴³, Cd ¹⁴⁴ и Ga 145, 146 можно было бы рассматривать как проявление некоторой анизотропии щели в спектре этих сверхпроводников. Heсмотря на то, что введение примеси в Al уменьшает «размытие» плотности состояний 147, а сама щель и ее анизотропия, по-видимому, также уменьшаются с уменьшением размеров

исследованных сверхпроводящих частиц и пленок ^{148, 149} (характерный размер <\$), предложенное объяснение указанного «размытия» не является единственно возможным. К такому же эффекту в сверхпроводнике, к сожалению, может привести взаимодействие квазичастиц с тепловыми фононами ¹⁵⁰ (рис. 13). Более однозначные результаты могут быть получены при исследовании ядерной спиновой релаксации при очень низких температурах, где должен проявляться абсолютный минимум щели ²².

7. Взаимодействие электромагнитного излучения со сверхпроводником

Работы в этой интересной области исследования сверхпроводимости были начаты довольно давно ^{151, 152} и стимулировались гипотезами ^{153, 26} о наличии в электронном спектре сверхпроводника энергетической щели (подробнее см. ¹⁵⁴). С развитием высокочастотной техники к середине шестидесятых годов оказалось возможным перекрыть диапазон частот, соответствующих энергиям фотонов $\hbar \omega \sim 3k_{\rm B}T_{\rm R}$ ¹⁵⁵. Табл. VI содержит значения энергетической щели и ее анизотропии, полученные при изучении пороговых эффектов ($\hbar \omega \gg 2\Delta$), и основные результаты исследований поглощения низкочастотных электромагнитных колебаний в сверхпроводниках. Отметим, что по данным Абрикосова, Горькова, Халатникова ¹⁵⁶, 157, особенно

Таблица VI

Сверхпровод- ник, чистота	Метод измерений, частота f (длины волн λ) электро- магнитного излучения	Изученные ориен- тации монокри- сталлов	2Δ/h _Б T _К , анизо- тропия щели – а
Al: 171	Измерение поверхностно- го сопротивления, λ=	Поликристалл	$3,2{\pm}0,1$
99,9999%, монокри- сталлы ¹⁶⁹	\sim 3-20 мм Поглощение электромаг- нитного излучения, $\lambda = 3-20$ мм	Плоскости: (100), (111), (110) При но дари на	(3,15 и 3,44) ± 0,03. (3,18 и 3,50) ± 0,04,
		ции: Е [100] Е [110]	$\begin{array}{c} (3,08 \text{ u} 3,37) \pm 0,04, \\ (3,04 \text{ n} 3,37) \pm 0,05, \\ a \sim 20\% \end{array}$
Hg: 160, 172	Отражение ИК излуче- ния от массивного ме- талла и прозрачность тонких пленок	Поликристалл	4,6±0,2; структура края поглощения при энергип меньше 2∆/k _Б T _к («пик-предшест- венник»)
In: 173	Прозрачность тонкой пленки в ИБ области	То же	$3,9{\pm}0,3$
172	Отражение излучения от массиного металла;	» »	$4,1{\pm}0,2$
242	λ=0,1-2 мм Поглощение ИК излуче- ния при 1° К	Пленка (9000 Å)	$3,69\pm0,04$
La: 95% г.ц.к., 5% гекс. ¹⁶⁷	Отражение ИК излуче- ния от массивного ме- талла	То же	2,85 \pm 0,24. При энергин 5,7 \times $\times k_{\rm B}T_{\rm K}$ — структура
г.ц.к. фаза ¹⁷⁴	Измерение поверхностно- го сопротивления, f=. = 30-150 Ггц	Отожженная по- ликристалли- ческая пленка (6·10 ⁴ Å)	края поглощения 2,87±0,1
Nb: 172	Отражение излучения от массивного металла; $\lambda = 0, 1 - 2$ мм	Поликристалл	$2,8{\pm}0,3$
175	Температурная зависи- мость глубины проник- новения магнитного поля; f=0,8 и 4,4 Мгц	»	$\sim 3,52$
242	Поглощение ИК излуче- ния при 1°К	Пленка (2500 Å)	$3,6{\pm}0,2$
Pb: 176, 172	Отражение излучения от массивного металла; λ=0,1-2 мм	Поликристалл	4,1±0,2; «пик-пред- шественник»

Энергетическая щель 2 $\Delta/k_{\rm E}T_{\rm K}$ при 0° K и ее анизотропия по исследованиям взаимодействия электромагнитного излучения со сверхпроводниками

Продолжение табл. VI

Сверхпровод- ник, чистота	Метод измерений; частота f (длины волн λ) электро- магнитного излучения	Изученные ориен- тации монокри- сталлов	24/hBT _R , анизо- тропия щели — а	
Pb: 173	Прозрачность тонкой пленки в ИК области.	Поликристалл	4,0±0,5; «пик- предшественник»	
177	Измерение глубины про- никновения магнитно- го поля; f = 2 Мгц	»	\gg 4,9	
чистый и сплавы с Tl, Bi, Sn 178	Отражение излучения от массивного металла; $\lambda = 0, 1-2$ мм	»	4,14±0,1 (чистый Pb); в сплавах край поглощения резкий, но «пик- предшественник» есть	
161	Одновременные исследо- вания отражения и прозрачности тонких пленок в ИК области	»	4,5±0,1; «пик-пред- шественник» от- сутствует	
162	Поглощение ИК излуче- кия в пленках	Поликристалли- ческие плен- ки, толщиной 1400, 6000, 54000 Å	«Пик-предшествен- ник» отсутствует	
242	Поглощение ИК излуче- ния при 1°К	Пленка (10000 Å)	4,28±0,02 и 4,65± ±0,02. Анизотро- пия щели	
Sn: 179	Измерение поверхностно- го сопротивления; $\lambda = = 1 - 4$ мм	Поликристалл	~ 3,5	
173	Прозрачность пленки в ИК области	»	$3,3{\pm}0,2$	
172	Отражение излучения от массивного металла; $\lambda = 0, 1-2$ мм	»	$3,6{\pm}0,2$	
180	Исследование глубины проникновения магнит- вого поля	»	\sim 4,2	
монокри- сталл 163	Отражение ИК излуче- ния от массивного ме- талла; край поглоще- ния размыт (значи- тельная анизотропия энергетической щели)	Плоскости (110), (001), (100)	Средняя щель для (110) больше, чем для (001) и (100); структура края поглоще- ния во всех об- раздах при энер- гии $(4,2-4,5) \times \times k_B T_{\rm K}$, прямесь не уничтожает ее, но край по- глощения стано- вится более рез- ким	
164	Поверхностное сопротив- ление вблизи T _н (оцен- ки щели неточны); λ ~ 2 мм	Монокристаллы	3,5; 4,3?; 5,5? в чистом Sn; для электронов, дви- жущихся [001]~ ~3,6; в сплавах с Іп четкий край ноглощения ~3,6	

Сверхпровод- ник, чистота	Метод измерений; частота f (длины волн λ) электро- магнитного излучения	Изученные ориен- тации монокри- сталлов	24/k _Б T _к , анизо- тропия щели — а	
Sn: 99,99999% 165	Поверхностное сопротив- ление; f=23 Ггц	Монокристалл	Возможно наличие двух щелей в спектре	
монокри- сталл ¹⁶⁶	Поверхностный импеданс f=3 Ггц	Ось образцов параллельна [001], [100], [110]	В направлении [100] ~ 2,9; [001] и [110] ~ 3,7; а~ ~ 30%	
181	Отражение и поглощение излучения пленкой (толщина 50 Å); $f =$ = 22-72 Ггц	Поликристалл	~ 2,8	
242	Поглощение ИК излуче- ния при 1°К	Пленка (3500 Å)	3,58±0,04 и 3,86± ±0,08; анизотро- пия щели	
Ta: 172	Отражение излучения от массивного метал- ла; λ=0,1-2 мм	Поликристалл	≪3,0	
242	Поглощение ИК излуче- ния при 1°К	Пленка (7500 Å)	$3,5{\pm}0,2$	
V: 172	Отражение излучения от массивного металла: λ=0,1-2 мм	Поликристалл	$3,4\pm0,2$	
242	Поглощение ИК излуче- ния при 1°К	Пленка (2500 Å)	$3,4{\pm}0,1$	
Zn: 99,999% 169	Поглощение электромаг- нитного излучения, $\lambda = 3 - 20$ мм	Ось с монокри- сталла парал- лельна по- верхности об-	3,0±0,15; возможна анизотропия щели	
99,999% 182	Поглощение электро- магнитного излучения f=50-75 Гец	разца Поликристалл	3,01±0,09	

Продолжение табл. VI

в области высоких частот; при этом, как показали Покровский и Рывкин ¹⁵⁸, учет анизотропии щели приводит к уменьшению значений щели (на 10%) по сравнению с величинами, приведенными в табл. VI по исследованиям пороговых эффектов.

Впервые при изучении пороговых эффектов анизотропия щели была найдена Ричардсом ¹⁶³ при спектроскопическом исследовании монокристаллов Sn в диапазоне длин волн 0,5—3 мм *). К сожалению, край поглоще-

^{*)} После обнаружения Тинкхемом с сотрудниками в Pb и Hg ¹⁵⁹, ¹⁶⁰ тонкой структуры края поглощения ИК излучения при энергии фотонов меньше энергии, соответствующей щели («пик-предшественник»), это явление было принято считать проявлением анизотропии цели в спектре Pb и Hg. О «пике-предшественнике» было опубликовано много работ, и лишь недавно (в 13-й работе!) Палмер и Тинкхем ¹⁶¹, измеряя одновременно прохождение и отражение ИК излучения у тонких пленок Pb (что позволило определять оптические константы без теоретических предпосылок), вообще не нашли его. Отсутствие «цика-предшественника» было подтверждено и исследованиями поверхностного сопротивления пленок Pb ¹⁶².

ния сильно размыт (рис. 14), что не дает возможности определить величину щели в образцах различных ориентаций. Выполненные автором ¹⁶³ оценки показали, что в его эксперименте измерялись некоторые усредненные значения щели, ибо в процессе взаимодействия с неполяризованным излучением принимали участие электроны с пояса ($\sim 30^\circ$) поверхности Ферми, параллельного поверхности образца и несколько смещенного с центрального сечения поверхности Ферми. Привлекает внимание тонкая структура края поглощения, обнаруженная во всех образцах Sn при энергиях фотонов ($4,2 \div 4,5$) $k_{\rm B}T_{\rm R}$ (т. е. при энергии больше значения средней щели, в отличие от Pb и Hg). Хотя автор воздерживается от суждений о природе этой аномалии, приведенные им данные показывают, что



Рис. 14. Частотная зависимость относительного отражения электромагнитного излучения от поверхности монокристаллов олова указанных ориентаций при 1,2° К ¹⁶³.

добавление к чистому Sn 0,1% In существенным образом не влияет на нее, в то время как основной край поглощения становится более резким и его расположение по энергии перестает зависеть от кристаллографической ориентации образцов. Последнее автор рассматривает как проявление изотропизации щели 21, тем более, что дальнейшее увеличение примеси не вызывает заметных изменений в картине явления. Косвенным подтверждением анизотропии энергетической щели в Sn могут служить данные измерений Адкинса ¹⁶⁴, Льюиса ¹⁶⁵ и Вальдрама ¹⁶⁶, которые при анализе температурной зависимости поверхностного сопротивления монокристал-

лов различных ориентаций (в случае $\hbar \omega < 2\Delta$ (0)) вынуждены были ввести в расчеты существенную анизотропию щели в этом сверхироводнике.

Лесли и др. ¹⁶⁷, изучая отражение электромагнитного излучения в массивном La (гранецентрированная кубическая фаза), нашли тонкую структуру при энергиях, вдвое больших энергии, соответствующей значению основной щели *).

В работе Бионди с сотрудниками ¹⁶⁹, посвященной прямому измерению энергетической щели в сверхпроводящем Al с использованием поляризованных радиоволн в диапазоне 20—3 мм, содержатся данные о заметной анизотропии щели в энергетическом спектре этого сверхпроводника. Полученные авторами результаты исследования порогового поглощения при 0,34° К в чистых монокристаллах, ориентированных по главным кристаллографическим направлениям, представлены на рис. 15. Все кривые поверхностного сопротивления характеризуются двумя резкими изменениями наклона при определенных значениях энергии фотонов, что авторы объясняют анизотропией щели, которая может быть связана с наличием различных щелей на разных частях поверхности Ферми. Однако, как

^{*)} Эту структуру авторы склонны приписать анизотропии щели, связанной с возможным наличием в La узкой *f*-зоны, расположенной несколько выше поверхности Ферми и оказывающей существенное влияние на сверхпроводимость этого металла ¹⁶⁸. Заметим, однако, что исследования теплоемкости La, выполненные Финнемором и Джоисоном (см. материалы калориметрической конференции ⁵¹), видимо, не подтверждают указанный механизм сверхпроводимости La.

указывают авторы со ссылкой на У. Харрисона, поскольку электроны на всех частях поверхности Ферми Al почти свободны, более вероятно, что одна энергетическая щель принадлежит неискаженным участкам поверхности Ферми, которые удалены от границ зоны Бриллюэна, в то время как другая — соответствует искаженным участкам. (В этой работе

приведены предварительные данные исследования монокристаллического Zn, энергетичекоторого щель ская также анизотропна). Недавнее исследование инфракрасного поглощения в толстых пленках Pb и Sn позволило обнаружить по две щели в сверхпроводниэтих ках 242 *).

8. Туннельный эффект

В 1960 г. Жавером¹⁸³ было обнаружено, что система сверхпроводник нормальный (сверхпроводящий) металл, между которыми находится изолятор, способна проводить ток электронов за счет туннельного эффек-Зависимость та. TVHнельного тока I (или dI/dV) от приложенной к такому «сэндвичу» разности потенциалов V нелинейна, причем по этим



Рис. 15. Зависимость относительного поверхностного сопротивления от энергин электромагнитного излучения в монокристаллах алюминия при $t = T/T_{\rm K} = -0.34^\circ$ К ($T_{\rm K} = 1.175^\circ$ К).

Указаны ориентации кристаллов и поляризация высокочастотного электрического поля Е относительно кристаллографических паправлений; для плоскости (100) АI Е || [100]; для плоскости (111) — Е ||[110]¹⁶⁹.

характеристикам может быть определена щель в энергетическом спектре сверхпроводника (теоретические представления см. ¹⁸⁴⁻¹⁸⁶). Поскольку большинство экспериментов было проведено на пленках, толщина которых меньше длины когерентности, естественно, что в этих исследованиях не отмечалось проявление анизотропии щели, тем более, что в пленках почти всегда имеются дефекты решетки и примеси. Также усредненные значения щели были получены при исследовании массивных Nb ^{187, 188} и Ta ¹⁸⁸⁻¹⁹⁰ (табл. VII содержит данные, полученные с помощью туннельного эффекта; особо отмечены металлы, изученные в массивном состоянии).

Впервые в исследованиях Заварицкого ^{109, 191}, выполненных на монокристаллах Sn, была продемонстрирована зависимость туннельного эффекта от кристаллографической ориентации: на вольт-амперной характеристике для определенных ориентаций наблюдались размазанные зависимости

^{*)} Поскольку мы пе рассматриваем влияния магнитного поля на энергетическую щель, лишь упомянем об интереспом исследовании чистого A1, в котором Будзинский и Гарфункель ¹⁷⁰ нашли своеобразную анизотропию щели, вызываемую внешним магнитным полем.

Таблица VII

Энергетическая щель	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}$	при О	°Ки	ee	анизо	гропия	в	спектре
сверхпроводи	иков по	данны	и тун	нел	ьного	эффект	a	

<u>ا</u>					
_ Све Гсост	рхпроводник, ояние, чистота	Второй элемент пары (пленка); состояние пары	Мини- мальная темпера- тура, ° К	$2\Delta/h_{\rm B}T_{\rm K}$, анизотроция щели — a	
Al:	пленка ²⁰⁵	Рb; сверхпроводник— сверхпроводник, с.—с.	0,8	$2,7\pm0,3; T_{R}$ размыто	
	$(1 \div 3)_{185} \cdot 10^3 \text{ Å}$	Pb, Sn, In, cc.	0,9	3,2±0,3 при 1° К	
	10 ⁻⁵ см ²⁰⁶	Pb, Sn, In $(10^{-5} c_{\mathcal{M}})$, c c.	0,1	3,37±0,1	
ł	207	Pb, cc.	0,8	$2,5{\pm}0,3$	
	208	Sn, $cc.$	0,87	3,3 (толщина Al пленки 400 Å)	
	16·10 ³ Å ¹⁹⁵	Al (100-200 Å), cc.	1,14	Заметная анизотропия щели	
Bi:	аморфная пленка, 700 Å 209	Al, Sn, c.—c.	1	~ 4,1	
	пленка ²¹⁰	Al, $cc.$	1,0	4,6	
	(1000 Å) ²³¹	Al пленка, с. – с.	1,13	$4,60\pm0,05$	
	、 ,	,	,	,,	
Ga:	смесь фаз, пленка, 500—2000 Å 211	Al, Sn, Pb пленки, cc.	1,4	4,2 (аморфный Ga) 4,1 (γ-Ga) 3,8 (β-Ga)	
	монокри- сталлы, <i>r</i> == = 31 000 ²⁴³	Pb, cc.	0,36	3,63—3,94 в зависимости от ориентации	
Hg:	пленка ²¹²	Al, cc.	1,07	4,6±0,11 (толщина _ Hg 1500 Å)	
In:	187, 185	Al, c.—c.	~1	$3,63\pm0,10$	
	10 ⁻⁵ c.m ²⁰⁶	Al, $(10^{-5} cm)$, c. – c.	0,1	$3,45\pm0,07$	
1	207	Sn, cc.	0,8	~3	
	188	Мg, сверхпроводник— нормальный металл, с.—н.	0,3	$3,63\pm0,1$	
	5 · 103 Å 195	Al (100-200 Å), c c.	1,14	Заметная анизотропия щели	
	тонкая плен- ка ²¹³	Рb, пленка, сс.	1,2	3,87±0,08	
La:	пленка, 14·10 ³ Å, г.ц.к. фаза (≪5% гекс.), ²¹⁴	Аl, с. — с., Mg, с. — н. (5·10 ³ Å)		1,65±0,15 (занижено из-за неверного определения T _к ²¹⁵)	

Сверхпроводник, состояние, чистота	Второй элемент пары (пленка); состояние пары	Мини- мальная темпера- тура, °К	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}$, анизотропия щели — а
La: (3÷10)·10 ³ Å 215	Al (10 ³ Å), c. – c.	1,19	3,2 (у некоторых пленок структура I—V-характе- ристик)
99,9% массив- ный ¹⁹⁸	Nb массивный, с. — с.	2,7	Гекс. фаза La — щель анизо- тропна: $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R} = 3,3 \div 3,9.$ Г.ц.к. фаза $2\Delta/k_{\rm E}T_{\rm R} = 3,9$
Nb: поликри- сталл ¹⁸⁷	Pb, c.—c.	1,9	pprox 3,59
То же 188	Sn, c.—c.	1,1	$3,84{\pm}0,06$
пленка, 10 ³ Å, ²¹⁶	Sn, c. $-c$.	1,8	3,6
монокри- сталл r == = 750 ²³⁰	In-пленка, с.—с.	0,9	По направлениям: [110] ~ 2,84±0,02 мэв [311] ~ 3,22±0,03 мэв [111] ~ 3,2 мэв [110] и [112] ~ 3,10±0,05 мэв а~15%
Рb: пленка ¹⁸³	Аl, с. — н.	1,6	$4,2\pm0,1$
205	Al. c. $-c$.	0,8	$4,35\pm0,1$
187, 185	То же	~1	$4,33\pm0,1$
206	» »	0,1	$4,26\pm0,08$
207	Pb, Sn, c. – c.	0,8	$4,04{\pm}0,1$
188	Al, Pb, c. – c.	0,3	$4,33{\pm}0,1$
217	Ge массивный	2	4,4
188	Та массивный, с.—с.	1,1	4,30±0,08 (2,67 мэв) н 4,67 (2,90 мэв), а ~ 10%
толстые тек- стурирован- ные пленки, [111] ⊥ по- верхности (зерно 5- 10 мкм) 196	Al, cc.	1	два значения щели
пленка 5400 Å 199	То же	1,1	2,62 и 2,82 мэв. В сплавах с Tl (3—13%) одна щель при 2,66 мэв
218	» »	1	4,8
5 · 103 Å 200	Al (10 ³ Å), c. – c.		2,99, 2,71 и 2,44±0,02 мэв, значительная анизотропия щели
2·103 Å 219	Pb, cc.	1,9	4,29±0,04 (2,69 мэв)
\gg $3 \cdot 10^3$ Å ²⁰¹	Pb ($\geq 2 \cdot 10^3$ Å), c.—c.	1,2	2,11÷2,99 мэв, значитель- ная анизотропия щели

Продолжение табл. VII

Продолжение табл. VII

Сверхпроводник, состояние, чистота	Второй элемент пары (пленка); состояние пары	Мини- мальная темпера- тура, °К	$2\Delta/k_{\rm B}T_{ m K}$, анизотропия щели — a		
Pb: толстая (>3·10 ³ Å) поликри-	Пленки Al (≤ 1000 Å), Пленки Pb (≥ 2000 Å), с. – с.	1,0	V _к , мэв	$2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}$	
сталличес- кая плен- ка ²⁰²			2,11 2,23 2,33 2,39 2,44 2,52 2,61 2,97	2,44 2,55 2,99	3,40 3,60 3,76 3,85 3,93 4,11 4,21 4,81
пленка 1 ики ²³²	Пленка Al, с.—н.	1,5		$4,42\pm0,04$	
≥ 2000 Å ²²⁹	Пленка Sn (≽2000 Å), сс.	1,5	Дополнительная структура $dV/dI - V$ -характеристик при $2V = 3,2; 3,4; 3,5$ и $3,7$ мэв		
Sn: пленка ¹⁸⁵	Al, c. – c.	0,9	$3,46\pm0,1$		
206	То же	0,9	$3,47{\pm}0,07$		
207	Pb, In, cc.	0,8	$3,10\pm0,05$		
188	Nb массивный, с. – с.	1,1	$3,51\pm0,18$		
>99,999%, монокри- сталл 109, 191	Sn, cc.	1,36	$2,7 \div 4,3$ в зависимости от ориентации, $a = 50\%$		
пленка (11 тыс.Å) ²⁰⁸	Al, $c c.$	0,87	$3,65{\pm}0,2$		
текстуриро- ванные пленки (3 мкм), [001] ⊥ поверх- ности ¹⁹⁴	A1 (0,05 мкм), с.—с.	1,1	1,2, 1,1 и 1,4 мэв; нет 1,02 мэв (было в ^{109,191})		
тонкая пленка ²¹³	Пленки Sn, сс.	1,2	$3,67\pm0,07$		
пленка ≽ 2000 Å 229	Рb пленка, (≽2000 Å), с.—с.	1,5	Дополнительная структура dV/dI - V-характеристик при $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R} = 4,05; 3,7;$ 3,48; 3,15 и 3,0		
Та: массив- ный ¹⁸⁹	Pb, c.—c.	1,6		3,72	
188	То же	1,1		3,6 <u>-+</u> 0,1	
монокри- сталлы ¹⁹ 0	» »	2	3,65±0,05 при ориентации поверхности (100), (110), (210), (211)		
пленка ²¹⁶	» »	1,8		3,5	

Сверхпроводник, состояние, чистота	Второй элемент пары (пленка); состояние пары	Мини- мальная темпера- тура, °К	2∆/k _Б T _К , анизотропия щели — а
Та: монокри- сталл ¹⁹⁷			3,6; особенность плотности состояний, зависящая от чистоты
Т1: пленка ²²⁰ текстуриро- ванные плен- ки, ось с ⊥ поверхно- сти ²²¹	Аl, с.—с. То же	0,3 0,8	$\begin{array}{c c}3,57{\pm}0,05\\3,2{-}3,3\end{array}$
V: пленка ²¹⁶	Pb, cc.	1,8	~ 3,4
Zn: пленка ²²²	Al, \mathbf{c} . – \mathbf{c} .	0,1	3,2±0,1

Продолжение табл. VII

 I_s/I_n от V, часто с несколькими ступеньками (рис. 16). Автор предположил, что это может быть обусловлено наличием нескольких щелей в спектре этого сверхпроводника, причем было найдено, что анизотропия щели ~50% (значения $2\Delta/k_{\rm E}T_{\rm R}$ от 2,7 до 4,3). Учитывая, что наиболь-



Рис. 16. Зависимость приведенной проводимости I_s/I_n от V для туннельного перехода между пленкой Sn п массивным образцом, нормаль к поверхности которого составляет с осью [001] угол: *а*) 60°, *б*) 22° ¹⁹¹. (У *а*) масштаб по оси абсцисс — как у *б*).)

ший вклад в туннельный ток дают электроны, движущиеся вблизи нормали к поверхности раздела «сэндвича», сложный характер анизотропии щели Sn (рис. 17) автор попытался связать с особенностями поверхности Ферми на основе простейшей модели, в которой предполагается постоянство щели на каждой из полостей, а анизотропия щели связывается с различными щелями на разных полостях. В рамках такой гипотезы некоторые области значений щели ($\sim 3.55k_{\rm B}T_{\rm R}$ и $3.75k_{\rm B}T_{\rm R}$) удалось сопоставить с областями поверхности Ферми Sn, построенными по модели почти свободных электронов ¹⁹² (первая область значений сходна с III дырочной поверхностью, вторая — с IV дырочной и, вероятно, с V электронной), в то время как другие ($\sim 4.3k_{\rm B}T_{\rm R}$ и $3.4k_{\rm B}T_{\rm R}$) резко отличаются от этой модели *). Интересный вопрос о возможной принадлеж-

*) К сожалению, поверхность Ферми Sn по современным представлениям ¹⁹³ отлична от использовавшейся при анализе¹⁹¹: изменения имеют место в зонах II—VI. ности наименьшего обнаруженного значения щели ($2\Delta_{\min} = 2,7k_{\rm B}T_{\kappa}$) в рамках принятой модели, к сожалению, решить не удалось. (Исследованию анизотропии щели Sn посвящены также работы ^{194, 195, 229}.)

Указания на анизотропию щели были затем обнаружены при исследовании туннельного эффекта в Pb ¹⁸⁸, ¹⁹⁶, Ta ¹⁹⁷, La ¹⁹⁸, Al, In ¹⁹⁵ и Nb ²³⁰, причем было выяснено, что добавление к Pb примеси Tl приводит к уничтожению тонкой структуры I - V-характеристик за счет смазывания анизотропии щели ¹⁹⁹. Исследованию туннельного эффекта в толстых пленках Pb посвящены и недавние работы Рохлина, Дугласса ^{200, 201} и Рохлина ²⁰². Тонкая структура I (и dV/dI) — V-характеристик, связанная



Рис. 17. а) Ориентация исследованных образцов олова на конической равноугольной проекции сферы; штриховкой отмечены области значений щели $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}$: б) 4,3; в) 3,4; г) 3,4; д) 3,55; е) 3,7—3,8. При $\theta, \varphi = 58^{\circ}, 18^{\circ}$ и 67°, 6° щель $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K} = 2,7$ ¹⁹¹.

с анизотропией щели, проявляется не только при разности потенциалов, соответствующей 2 Δ Pb, но и при меньшей разности потенциалов (рис. 18). Детальный анализ первой из указанных областей характеристик позволил связать значения щели $2\Delta_{\rm R} = 3.93 \ k_{\rm B}T_{\rm R}$ и $4.11 k_{\rm B}T_{\rm R}$ с седловыми точками, а $4.81 \ k_{\rm B}T_{\rm R}$ и $4.21 k_{\rm B}T_{\rm R} - {\rm c}$ максимальным и средним значением щели на всей поверхности Ферми Pb (минимальное значение щели не было обнаружено). Особенности характеристик при меньшей разности потенциалов отвечают «субгармоникам» $V_{\rm K}/n$ (вплоть до $n = 7, 1 \ll k \ll 8$), где $eV_{\rm R} = \Delta_{\rm K}' + \Delta_{\rm K}'' - {\rm критические}$ значения щели в пленках «сэндвича» (о механизме этой тонкой структуры см. также ²⁰³). Хотя некоторые из найденных восьми критических значений $V_{\rm R}$ (см. табл. VII, в которой средние значения щели Pb $2.71-2.75 \ \text{мэв}$ опущены), возможно, являются средними других (несмотря на то, что отсутствуют значения $V_{\rm R}$ между известными щелями, например

 $3,93k_{\rm B}T_{\rm R}$ и $4,11k_{\rm B}T_{\rm R}$), авторы обращают внимание на их многочисленность, в то время как поверхность Ферми Pb состоит всего из двух довольно гладких, но резко различающихся полостей (дырочная — во 2-й зоне и электронная — в 3-й, 1-я зона заполнена; рис. 19). Значительно бо́льшую, чем по теории Беннетта ¹⁵ (рис. 20), анизотропию энергетической щели в спектре этого сверхпроводника авторы ^{201, 202} связывают с анизотропией параметра электрон-фононного взаимодействия, которая не была учтена при разработке теории.

В кратком сообщении Йошихиро и Сасаки ²⁴³ приведены данные об анизотропии щели сверхпроводящего Ga, обнаруженной при туннельном



Рис. 18. Зависимость dV/dI от V при T = 1,18° К для «сэндвича», состоящего из толстых пленок Pb, разделенных изолятором. Указана одна из серий $V_{\rm K}/n$ для $V_{\rm K} = 2,31$ мзе ²⁰². Pb₁: 2700 Å, Pb₂: 1800 Å; переход 301 — E Pb — I — Pb, 1,18° K, H = 30 з.

исследовании монокристаллов. В направлении [001] и [100] $2\Delta = 3,63k_{\rm B}T_{\rm R}$, вблизи [010] — $(3,78 \div 3,94) k_{\rm B}T_{\rm R}$, а в направлении [110] вблизи $T_{\rm R}$ Ga температурная зависимость туннельного эффекта может быть описана щелью $3,78k_{\rm B}T_{\rm R}$ (при $T/T_{\rm R} < 0,55$ $2\Delta = 3,63 k_{\rm B}T_{\rm R}$). Резкое отличие этих результатов (характер анизотропии и величины щели) от данных, полученных при измерении теплопроводности ⁶⁷ и поглощения ультразвука ¹¹⁵, делает крайне необходимым дальнейшее исследование Ga.

Следует отметить, что основным недостатком туннельной методики является то, что получаемая информация характеризует относительно

малый поверхностный слой вещества (не глубже ξ) и может быть нетипична для сверхпроводника в целом *). Кроме того, тонкая структура характе-



Рис. 19. Поверхность Ферми свинца согласно модели почти свободных электронов. а) Дырочная поверхность во 2-й зоне Бриллюэна; б) электронная поверхность в 3-й зоне (схема повторяющихся зон) ²⁴⁴



Рис. 20. Величина энергетической щели (в мав) в сверхпроводящем свинце:

а) на дырочной поверхности (2-я зона), б) на электронной поверхности (3-я зона). Латинские буквы относятся к соответствующим точкам поверхности Ферми рис 19 Квадратики, треугольники и кружки обозначают значения щели в максимумах, седловых точках и минимумах ¹⁸

ристик может быть вызвана «ловушками» (примесный металлический атом, кислородно-ионная вакансия) в диэлектрической прослойке между элементами пары ²⁰⁴.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При общем рассмотрении всех работ, посвященных исследованию щели в энергетическом спектре сверхпроводников, — одной из немногих фундаментальных характеристик сверхпроводящего состояния металла,

^{*)} Этим, вероятно, объясняется разброс значений щели для одного и того же сверхпроводника по данным различных авторов (см. табл. VII)

АНИЗОТРОПИЯ ЩЕЛИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ 251

и определению анизотропии этой величины, можно сделать следующие выводы:

1. Наличие в спектре сверхпроводника зависящей от температуры энергетической щели приводит к существенным особенностям многих его физических свойств, как термодинамических, так и кинетических.

2. Теория сверхпроводимости, оперирующая с идеализированной моделью металла с изотропной односвязной поверхностью Ферми и изотропной щелью, довольно хорошо описывает основные свойства сверх-проводников.

3. Экспериментальные исследования, проведенные различными методами в последнее время, установили, что энергетическая щель в спектре чистого сверхпроводящего алюминия, ванадия, галлия, индия, кадмия, лантана, молибдена, ниобия, олова, рения, свинца, тантала, таллия и цинка анизотропна.

4. Развивающаяся в настоящее время теория анизотропных сверхпроводников связывает значительную анизотропию щели с анизотропией поверхности Ферми металлов и анизотропией их фононного спектра. При этом значение щели зависит не только от энергии квазичастицы и номера полости поверхности Ферми, но и от направления волнового вектора квазичастицы, а анизотропия щели в пределах каждой из полостей фермиповерхности значительна.

5. В литературе отсутствуют количественные теоретические данные о локальной связи щели с поверхностью Ферми сверхпроводящих металлов и о влиянии на нее реального фононного спектра (такие результаты получены лишь для свинца) и анизотропии параметра электрон-фононного взаимодействия.

6. Несмотря на большое число экспериментальных работ, пока не получены детальные представления об ориентационной зависимости энергетической щели в реальных сверхпроводниках (за исключением относительно непротиворечивой «карты» щели в сверхпроводящем олове по данным туннельного эффекта, поглощения ультразвука и поверхностного сопротивления).

Таким образом, для развития представлений о сверхпроводящем состоянии реальных металлов необходимы как дальнейшие теоретические исследования конкретных сверхпроводников, так и подробное экспериментальное их изучение, особенно в области низких температур, предпочтительно селективными методами.

Автор признателен академику АН УССР Б. Г. Лазареву, профессору В. Л. Покровскому и доктору А. Дж. Беннетту за интересные обсуждения.

приложение

Ввиду того, что анизотропия энергетической щели сверхпроводящего олова нанболее детально изучена прямыми методами, имеет смысл попытаться сопоставить полученные результаты *). При этом надо учитывать трудности такого анализа, вызываемые спецификой методик, поскольку в каждой из них измеряются не совсем тождественные значения щели. Например, одним из затруднений при количественном сопоставлении данных наиболее селективных методик — результатов ультразвуковых исследований ¹⁰⁴, ¹⁰⁷, ¹⁰⁸ энергетической щели массивного сверхпроводящего олова (см. рис. 11) и данных тупнельных измерений ¹⁰⁹, ¹⁹¹ в приповерхностном слое этого металла (см. рис. 17) — является то, что в поглощение звука могут давать вклад электроны перетяжек поверхности Ферми и участков ее вблизи границ зоны Бриллюэна ²²⁴, где скорости v_F ~ 0 **), в то время как эти электроны, как можно полагать, не принимают

^{*)} Данные о среднеквадратичной анизотропии щели олова $\langle a^2 \rangle \sim 0.02 - 0.03$, нолученные при измерении температурной зависимости $H_{\rm K}$, c_{es} и смещения $T_{\rm K}$ под действием примеси, имеют лишь качественный характер.

^{**)} При такой ситуации, вероятно, ультразвуковые измерения дают не минимальные, а эффективные значения щели на линиях $\mathbf{kv}_F = 0$.

участия в туннельном эффекте. Затем, кроме того, не совсем ясно, насколько близки должны быть результаты приповерхностных (не глубже §) исследований (туннельный аффект) и объемных измерений (поглощение ультразвука, а также исследование тер-модинамических свойств и пороговых эффектов *))²²⁵; по-видимому, дополнительной трудностью является то, что особенности туннельных характеристик (если отвлечься от возможного влияния «ловушек» в непроводящем слое «сэндвича»²⁰⁴) могут быть вызваны не только анизотропией щели, но и зависимостью щели от энергии **).

Несмотря на это, качественно данные энергетических щелей олова очень похожи; с количественной стороны имеется незначительное отличие между экстремальными

Таблица VIII

Энергетическая щель сверхпроводящего олова по различным измерениям

Метод измерений	$2\Delta/h_{\rm B}T_{\rm K}$	$2\Delta_{\min}/k_{\rm B}T_{\rm K}$	Примечание
Электронная теплоем- кость	3,6 ³⁹ 3,4 ⁴⁸ , 49	3,2 40	Измерения до 0,2° К Значение щели до 0,4° К
Критическое магнит- ное поле	3,683		» » » 0,3° K
Электронная тепло- проводность	3,968	3,1 ⁴⁰ 3,0 ²³⁴	Измерения до 0,2° К » 1,0° К
Поглощение ультра- звука	3,2-4,8 104-110	3,2 104, 105, 110	» » 1,0° K
Инфракрасное погло- щение при темпера- турах до 1,4° К	3,3 173, 3,6 172 4,2-4,5 183		Структура края отра- жения
Инфракрасное погло- щение ²⁴²	3,58±0,04 и 3,86±0,08		Измерения при 1°К
Поверхностное сопро- тивление вблизи $T_{\rm R}, f = 140 \ \Gamma cu$	3,6; 4,3?; ≥ 5,0? ¹⁶⁴		В направлении [001] $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm K}=3,6$
Отражение и поглоще- ние излучения, f = = 22-72 Ггц	2,8 181		Измерения до 2°К
Поверхностный импе- данс при температу- рах до 2,5° К, f = = 3 Ггц	$\sim 2,9; \sim 3,7^{166}$	~2,9	В направлении [100] 2∆/k _B T _K ~ 2,9 в направлении [001] и [110] 2∆/k _B T _K ~ 3,7
Глубина проникнове- ния магнитного поля	4,2180		
Туннельный эффект	3,1 ²⁰⁷ , 3,7 ²¹³ 2,7-4,3 ¹⁰⁹ , 191	2,7	Измерения до 0,8° К » » 1,3° К

^{*)} Поскольку вблизи порога из соотношения неопределенности следует значительная глубина проникновения электромагнитного поля в сверхпроводник ²²³. **) Последним замечанием автор обязан В. Л. Покровскому.

величинами — систематический сдвиг, причина которого до конца не ясна, примерно на 15% (причем величины щели, полученные туннельной методикой, меньше данных ультразвуковых измерений). Из сопоставления рис. 11 и 17 можно заключить, что щель $2\Delta/k_{\rm E}T_{\rm K}\sim 3,1-3,2$ расположена на поверхности Ферми вблизи направления [100] (к такому же выводу приходит и Вальдрам ¹⁶⁶ при анализе данных поверхностного импеданса сверхпроводящего олова; см. табл. VIII, которая содержит сводку найденных различными методами значе-

ний щели в олове).

Второе значение $2\Delta/k_{\rm B}T_{\rm R}\sim 3,75,$ полученное для этого направления по данным туннельного эффекта, значительно отличается от результатов иных методик. Заметим, что по соображениям симметрии значение $2\Delta/k_{\rm E}T_{\rm K} \sim 3.1-3.2$ не может быть абсолютным минимумом щели в олове; кроме того, по туннельным измерениям наимень́шее значение $2\Delta k_{\rm B} T_{\rm H} = 2,7$ принадлежит двум точкам рис. 17 с координатами θ , $\varphi \sim 58^\circ$, 18° и 67°, 6°; последнее значение, правда, отличается от величин щели, полученных тем же авто-ром ⁴⁰ по теплопроводности и теплоемкости олова при очень низких температурах (3,1 $k_{\rm B}T_{\rm R}$ и 3,2 $k_{\rm B}T_{\rm R}$). Поскольку, как следует из тео-рии ⁷, ¹¹, ³³, в этих свойствах должна проявляться наименьшая щель, вопрос о точном значении $2\Delta_{min}^{abc}/k_{\rm B}T_{\rm K}$ в спектре сверхпроводящего олова остается открытым. Что касается ориентации, ясно, что абсолютный минимум не расположен по главным кристаллографическим направлениям олова. Величина и расположение $2\Delta_{\max}^{\text{abc}}/k_{\text{Б}}T_{\text{к}}$ в олове, по-видимо-

 $2\Delta_{\max}^{ac}/k_{\rm B}T_{\rm R}$ в олове, по-видимому, пока не ясны. Из ультразвуковых данных видно, что наибольшая из обнаруженных щелей 4,8 $k_{\rm B}T_{\rm R}$ не лежит по главным осям; к тому же это значение не может являться абсолютным максимумом, так как последняя величина не входит в формулу для коэффициента поглощения звука и не может быть определена. Найденное в туннельных исследованиях



Рис. 21. Схематическое представление поверхности Ферми олова.

1-я и 2-я зоны заполнены, зоны 4 (а) и 4 (b) соединены перетяжкой ¹⁹³.

наибольшее значение 4,3 $k_{\rm E}T_{\rm R}$ в направлении [001] отличается от результатов изучения поверхностного сопротивления сверхпроводящего олова, проведенного Адкиисом ¹⁶⁴ и Вальдрамом ¹⁶⁶. Измеренное этими авторами в направлении [001] значение щели составило соответственно 3,6 $k_{\rm E}T_{\rm R}$ и 3,7 $k_{\rm E}T_{\rm R}$ (по утверждению Адкинса, в этом направлении есть всего одно указанное значение). Второе значение 3,8 $k_{\rm E}T_{\rm R}$, которое было получено в туннельных измерениях для направления [001], лучше согласуется с данными иных методик; данные ультразвуковых измерений можно трактовать таким образом, что щель в рассматриваемом направлении заключена в пределах (3,5 ÷ 4,0) $k_{\rm E}T_{\rm R}$ и, по-видимому, не больше верхнего значения *). Некоторое указание

^{*)} Интересно отметить, что в обзоре Дугласса, Фаликова ²⁵, базирующемся на отрывочных данных ранних работ, высказывается правильное суждение о том, что наименьшая щель в олове должна быть $<3,1 \ k_{\rm B} T_{\rm K}$, а наибольшая $>4,3 \ k_{\rm B} T_{\rm K}$; представляется, что в остальном анализ щели олова этих авторов, наряду с предсказанием ориентации экстремальных значений щели по главным осям, неточен.

на значение щели ~5,9 $k_{\rm B}T_{\rm K}$ получено в исследованиях Адкинса ¹⁶⁴; при изучении отражения ИК излучения от поверхности монокристаллов олова Ричардсом для всех ориентаций была обнаружена тонкая структура края отражения при энсргиях фотонов вплоть до 4,5 k_БT_K¹⁶³. Весьма героятно. что дальнейшее ее исследование позволит уточнить величину 2Дабс олова *).

Относительно значения щели области поверхности Ферми олова вблизи третьего главного направления [110] разногласия отсутствуют: величина щели составляет $(3,7 \div 3,8)$ $k_{\rm B}T_{\rm K}$ по ультразвуковым исследованиям, данным поверхностного сопротивления 166 и тупнельного эффекта.

Что каса́ется «привязк̂и» полученных значений щели к поверхности Ферми олова, то такая процедура преждевременна, во-первых, ввиду того, что детальная структура этой поверхности сложна (рис. 21) и в настоящее время недостаточно изучена; незначительное изменение ее приводит к существенному изменению ориентации v_F, т. е. областей поверхности Ферми, электроны которых участвуют в тупнельном эффекте и поглощении ультразвука. Кроме того, принятое в тупнельных исследованиях оло-ва ¹⁰⁹, ¹⁹¹ предноложение о том, что анизотропия щели в этом сверхпроводнике связана с наличием сильно различающихся щелей на каждой из полостей поверхности Ферми (при слабом изменении щели вдоль каждой из них) противоречит современным теоретическим представлениям о значительной анизотропии щели в пределах каждой из полостей поверхности Ферми 14, 15.

Резюмируя, можно считать, что данные экспериментальных измерений энергетических щелей в сверхпроводящем олове, полученные различными методами, довольно хорошо согласуются между собой и позволяют уверенно полагать, что анизотропия щели в этом сверхпроводнике больше 50%**). Для установления локальной связи между величинами щели и всей поверхностью Ферми олова необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

Физико-технический институт АН УССР, Харьков

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. B ardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
 2. H. H. Боголюбов, ЖЭТФ 34, 58 (1958).
 3. L. N. Соорег, Phys. Rev. 104, 1189 (1956).
 4. Дж. Бардин, Дж. Шриффер, Новое в изучении сверхпроводимости, М., Физматиз, 1962.
 5. J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, Benjamin, N.Y., 1965.
 6. В. Л. Покровский, ЖЭТФ 40, 641 (1961).
 7. А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, УФН 65 (3), 551 (1958).
 8. В. А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959); H. Suhl, B. T. Matthias, L. N. Walker, Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).
 9. В. Л. Покровский, М. С. Рывкин, ЖЭТФ 43, 92 (1962).
 10. J. W. Garland, Phys. Rev. Lett. 11, 111 (1963); Y. Luh, G. Ben-yuan, Acta Phys. Sinica 21, 824 (1965); Б. Т. Гейликман, Р. О. Зайцев, В. З. Кресин, ФТТ 9, 821 (1967).
 11. И. М. Халатников, ЖЭТФ 36, 1818 (1959).
 12. В. Л. Покровский, ЖЭТФ 40, 898 (1961).
 13. И. А. Привороцкий, ЖЭТФ 42, 450 (1962).
 14. Б. Т. Гейликман, В. З. Кресин, ЖЭТФ 42, 450 (1961).
 15. А. J. Bennett, Phys. Rev. 140, A1902 (1965); 153, 482 (1967).

- 14. Б.Т.Гейликман, В.З.Кресин, ЖЭГФ 40, 970 (1961); ФТТ 5, 3549 (1955).
 15. А. J. Веппеtt, Phys. Rev. 140, А1902 (1965); 153, 482 (1967).
 16. В. Л.Покровский, В. А. Топоногов, ЖЭТФ 40, 1112 (1961).
 17. И. А. Привороцкий, ЖЭТФ 43, 1331 (1962).
 18. Т. Тѕипеtо, Progr. Theor. Phys. 28, 857 (1962).
 19. D. Markowitz, L. P. Kadanoff, Phys. Rev. 131, 563 (1963).
 20. P. R. Auvil, Nuovo Cimento 31, 798 (1964).
 21. P. W. Anderson, J. Phys. Chem. Solids 11, 26 (1959).
 22. J. R. Clem, Ann. Phys. 40, 268 (1966).
 23. G. Rickayzen, Theory of Superconductivity, N.Y., Interscience, 1965.
 24. H. A. Boorse, Phys. Rev. Lett. 2, 391 (1959).

^{*)} Из-за большой анизотропии щели в олове основной край отражения сильно размыт, что не дает возможности определить $2\Delta_{\min}^{abc}/k_{\rm B}T_{\rm R}$.

^{**)} Такая значительная анизотропия, видимо, может привести к лучшему согласию теории ¹⁸, ²²⁶ с наблюдающимся на опыте понижением T_к у Sn под влиянием примеси 227.

- 25. D. H. Douglass, L. M. Falicov, Progr. in Low Temp. Phys. 4, 97 (1964).
- 26. H. Koppe, Ann. Physik 1, 405 (1947), Zs. Naturforsch. 3a, 1 (1948). 27. W. Heisenberg, Zs. Naturforsch., 2a, 185 (1947); 3a, 65 (1948). 28. B. B. Goodman, Proc. Phys. Soc. A66, 217 (1953).

- 29. A. Brown, M. W. Zemansky, H. A. Boorse, Phys. Rev. 92, 52 (1953).
- 30. W. S. Corak, B. B. Goodman, C. B. Satterthwaite, A. Wexler, Phys. Rev., 96, 1442 (1954). 31. W. S. Corak, B. B. Goodman, C. B. Satterthwaite, A. Wexler,
- Phys. Rev. 102, 656 (1956).
- M. A. Biondi, A. T. Forrester, M. P. Garfunkel, C. B. Satter thwaite, Rev. Mod. Phys. 30, 1109 (1958).
 L. N. Cooper, Phys. Rev. Lett. 3, 17 (1959).
- 34. B. B. Goodman, Compt. rend. 244, 2899 (1957).

- 34. В. В. Good man, Compt. rend. 244, 2899 (1957).
 35. Н. В. Заварицкий, ЖЭТФ 34, 4146 (1958).
 36. N. E. Phillips, Phys. Rev. 114, 676 (1959).
 37. N. E. Phillips, Phys. Rev. Lett. 1, 363 (1958).
 38. G. Seidel, P. H. Keesom, Phys. Rev. 112, 1083 (1958).
 39. Н. В. Заварицкий, ЖЭТФ 33, 1083 (1957).
 40. Н. В. Заварицкий, Докторская диссертация, ИФП, М., 1964.
 41. R. Geiser, B. B. Good man, Phys. Lett. 5, 30 (1963).
 42. Р. Кееsom B. L. C. хар. der. Носкер. Phys. Lett. 3, 360 (1953).
- 42. P. H. Keesom, B. J. C. van der Hoeven, Phys. Lett. 3, 360 (1963); Phys. Rev. 137, A103 (1965).
 43. Discussion, Rev. Mod. Phys. 36, p. 1, 198 (1964).
 44. J. S. Rajput, A. K. Gupta, Phys. Status Solidi 16, k 51 (1966).

- 45. L. Y. Shen, N. M. Senozan, N. E. Phillips, Phys. Rev. Lett. 14, 1025 (1965).
- 46. С. С. Sung, L. Y. Shen, Phys. Lett. 19, 101 (1965); Б. Т. Гсйликман, В. З. Кресин, Письма ЖЭТФ 3, 48 (1966).

- B. З. Кресин, Письма ЖЭТФ 3, 48 (1966).
 47. R. Radebaugh, P. H. Keesom, Phys. Rev. 149, 209 (1966).
 48. С. А. Brayant, P. H. Keesom, Phys. Rev. 123, 491 (1961).
 49. H. R. O'Neal, N. E. Phillips, Phys. Rev. 137, A749 (1965).
 50. N. E. Phillips, Phys. Rev. 134, A385 (1964).
 51. R. W. Hill, Cryogenics, 7, 67 (1967); N. E. Phillips, Ann. Acad. Fenn. Ser. AVI, 210, 69 (1966); D. K. Finnemore, D. L. Johnson, Ann. Acad. Fenn., Ser. A. VI, 210, 85 (1966).
 52. B. J. C. van der Hoeven, P. H. Keesom, Phys. Rev. 135, A631 (1964).
 53. J. H. Clement, E. H. Quinell, Phys. Rev. 79, 1028 (1950).
 54. J. L. Snider, J. Nicol, Phys. Rev. 105, 1242 (1957).
 55. D. K. Finnemore, D. L. Johnson, F. H. Spedding, B. J. Beaudrey, Phys. Rev. 137, A550 (1965).
 56. D. C. Rorer, D. G. Onn, H. Meyer, Phys. Rev. 138, A1661 (1965).

- d 1 n g, B. J. B e a u d r e y, rnys. Rev. 137, A550 (1905).
 56. D. C. R or er, D. G. Onn, H. M e y er, Phys. Rev. 138, A1661 (1965).
 57. H. Boorse, A. H irshfeld, Physica 24, Suppl., 148 (1958).
 58. H. A. Leupold, H. A. Boorse, Phys. Rev. 134, A1322 (1964).
 59. R. Blanpaine, Bull. Cl. Sci. Acad. roy. Belg. 47, 750 (1961).
 60. R. D. Worley, M. W. Zemansky, H. A. Boorse, Phys. Rev. 99, 447 (1955)
- 61. D. White, C. Chou, H. L. Johnston, Phys. Rev. 109, 797 (1958).
- 62. P. H. Keesom, R. Radebaugh, Phys. Rev. Lett. 13, 685 (1964).
- 63. Б. Т. Гейликман, ЖЭТФ 34, 1042 (1958). 64. J. Bardeen, L. Tewordt, G. Rickayzen, Phys. Rev. 113, 982 (1959). 65. В. З. Кресин, ЖЭТФ 36, 1947 (1959).
- 66. L. Р. Каdanoff, Р. С. Маrtin, Phys. Rev. **124**, 670 (1961). 67. Н. В. Заварицкий, ЖЭТФ **37**, 1506 (1959). 68. Н. В. Заварицкий, ЖЭТФ **39**, 1193 (1960). 69. S. J. Laredo, Proc. Roy. Soc. **A229**, 473 (1955).

- 70. G. M. Graham, Proc. Roy. Soc. **A248**, 522 (1958). 71. C. B. Satterthwaite, Phys. Rev. **125**, 873 (1962). 72. T. B. Greenslade, P. Lindenfeld, B. Serin, Bull. Amer. Phys. Soc. 10, 44 (1965).
- 73. G. J. Pearson, C. W. Ulbrich, J. E. Gueths, M. A. Mitchell, C. A. Reynolds, Phys. Rev. 154, 329 (1967).
 74. C. W. Ulbrich, D. Markowitz, R. H. Bartram, C. A. Reynolds, N. C. W. Ulbrich, D. Markowitz, R. H. Bartram, C. A. Reynolds,
- Phys. Rev. 154, 338 (1967).
- 75. C. B. S attcrth waite, Proc. 7 Intern. Conf. Low Temp. Phys., 405, Toronto, 1961.
- 76. A. K. Gupta, C. S. Verma, Phys. Rev. 135, A16 (1964).
- 77. R. E. Jones, A. M. Toxen, Proc. 7 Intern. Conf. Low Temp. Phys., 407, Toronto, 1961.
- 78. A. Connolly, K. Mendelssohn, Proc. Roy. Soc. A266, 429 (1962).

- 79. T. Amundsen, T. Olsen, Physica norvegica 1, 167 (1963).
- 80. J. R. Clem, Phys. Rev. 153, 449 (1967). 81. W. D. Gregory, T. P. Sheahen, J. F. Cochran, Phys. Rev. 150, 315 (1966).
- 82. J. E. Gueths, C. A. Reynolds, M. A. Mitchell, Phys. Rev. 150, 346 (1966).
- 83. D. K. Finnemore, D. E. Mapother, Phys. Rev. 140, A507 (1965).
 84. J. R. Clem, Phys. Rev. 148, 392 (1966).
 85. G. Chanin, E. A. Lynton, B. Serin, Phys. Rev. 114, 719 (1959).

- 86. W. Gey, Phys. Rev. 153, 422 (1967). 87. J. Doulat, B. B. Goodman, M. Renard, L. Weil, Compt. Rend. 249, 2017 (1959). 88. D. J. Quinn, J. I. Budnick, Phys. Rev. 123, 466 (1961).
- 89. Б. Г. Лазарев, Л. С. Лазарева, В. И. Макаров, Т. А. Игнатье-ва, ДАН СССР 163, 74 (1965).

- ва, ДАН СССР 163, 74 (1965). 90. Л. С. Кан, Б. Г. Лазарев, А. И. Судовцов, ДАН СССР 69, 173 (1949). 91. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ 38, 1569 (1960). 92. В. И. Макаров, И. Я. Волынский, Письма ЖЭТФ 4, 369 (1966). 93. R. J. Higgins, J. A. Marcus, Phys. Rev. 141, 553 (1966); Е. С. Ицке-вич, А. В. Вороновский, Письма ЖЭТФ 4, 226 (1966). 94. D. Farrell, J. G. Park, В. R. Соles, Phys. Rev. Lett. 13, 328 (1964). 95. В. А. Москаленко, М. Е. Палистрант, ЖЭТФ 49, 770 (1965); ДАН СССР 162, 539 (1965); М. Е. Раlistrant, V. I. Dedju, Phys. 'Lett. 24A. 537 (1967)

- 537 (1967).
 96. D. Fichner, J. Hasse, Z. Phys. 195, 380 (1966).
 97. J. Hasse, W. Seifritz, Z. Phys. 193, 52 (1966).
 98. H. Gamari-Seale, B. R. Coles, Proc. Phys. Soc. A86, 1199 (1965).
 99. D. P. Seraphim, D. T. Novick, J. I. Budnick, Acta Met. 9, 446 (1961).
 100. H. E. Bommel, Phys. Rev. 96, 220 (1954); L. Mackinnon, Phys. Rev. 06, 44954 (4055). 98, 1181 (1954). 101. T. Tsuneto, Phys. Rev. 121, 402 (1961). 102. J. R. Leibowitz, Phys. Rev. 136, A22 (1964). 103. L. P. Kadanoff, A. B. Pippard, Proc. Roy. Soc. A292, 299 (1966).

- 104. П. А. Безуглый, А. А. Галкин, А. П. Королюк, ЖЭТФ 36, 1951 (1959); 39, 7 (1960); П. А. Безуглый, А. А. Галкин, ЖЭТФ, 39, 1164 (1960); R. W. Morse, T. Olsen, J. D. Gavenda, Phys. Rev. Lett. 3, 15, 193 (1959).
- 105. A. R. Mackintosh, Proc. 7 Intern. Conf. Low Temp. Phys., 240, Toronto, 1961.
- 106. Ј. R. Leibowitz, Phys. Rev. 133, A84 (1964). 107. А. Г. Шепелев, ЖЭТФ 45, 2076 (1963).
- 108. А. Г. Шепелев, Г. Д. Филимонов, ЖЭТФ 48, 1054 (1965).
- 109. Н. В. Заварицкий, ЖЭТФ 45, 1839 (1963). 110. L. T. Claiborne, N. G. Einspruch, Phys. Rev. Lett. 15, 862 (1965); Phys. Rev., 151, 229 (1966). 111. J. M. Perz, E. R. Dobbs, Proc. Roy. Soc. A297, 408 (1967).
- 112. H. V. Bohm, N. H. Horwitz, Proc. 8 Intern. Conf. Low Temp. Phys., 191, London, 1963. 113. L. T. Claiborne, R. W. Morse, Phys. Rev. 136, A893 (1964).
- 114. R. David, H. R. van der Laan, N. J. Poulis, host (1964).
 114. R. David, H. R. van der Laan, N. J. Poulis, Physica 28, 330 (1962); 29, 357 (1963); R. David, Philips Res. Rep. 19, 524 (1964).
 115. H. R. Hart, B. W. Roberts, Bull. Am. Phys. Soc. 7, 175 (1962).
 116. E. R. Dobbs, J. M. Perz, Rev. Mod. Phys. 36, p. 1, 257 (1964); Proc. Roy.
- Soc., A296, 113 (1967).
- 110. D. B. B., D. B., C. M. I. P. J. Rev. Mod. Phys. 60, p. 7, 267 (1867), 1100 (167).
 117. G. A. Saunders, A. W. Lawson, Phys. Rev. 135, A1161 (1964); R. Weil, A. W. Lawson, Phys. Rev. 141, 452 (1966).
 118. H. J. Willard, R. W. Shaw, Bull. Am. Phys. Soc. 12, 707 (1967).
 119. C. K. Jones, J. A. Rayne, Phys. Lett. 21, 510 (1966).
 120. K. Fossheim, J. R. Leibowitz, Phys. Lett. 22, 140 (1966).
 121. B. Д. Филь, О. А. Шевченко, П. А. Безуглый, ЖЭТФ 52, 891 (1967).
 122. А. Г. Шепелев, Г. Д. Филимонов, ЖЭТФ 51, 746 (1966).
 123. П. А. Безуглый, В. Д. Филимонов, ЖЭТФ 51, 746 (1966).
 124. R. E. Love, R. W. Shaw, Rev. Mod. Phys. 36, p. 1, 260 (1964).
 125. R. E. Love, R. W. Shaw, W. A. Fate, Phys. Rev. 138, A1453 (1965).
 126. B. C. Deaton, Phys. Rev. Lett. 16, 577 (1966).
 127. R. L. Thomas, H. C. Wu, N. Tepley, Phys. Rev. Lett. 17, 22 (1966).
 128. E. S. Bliss, J. A. Rayne, Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 241 (1966).
 129. N. H. Horwitz, H. V. Bohm, Phys. Rev. Lett. 9, 313 (1962).
 130. M. Levy, R. Kagiwada, I. Rudnick, Phys. Rev. 132, 2039 (1963).

АНИЗОТРОПИЯ ШЕЛИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ 257

- 131. L. T. Claiborne, N. G. Einspruch, Phys. Rev. Lett. 10, 49 (1963); Phys. Rev. 132, 621 (1963); Phys. Lett. 8, 160 (1964).
 132. R. Weber, Phys. Rev. 133, A1487 (1964).
 133. I. Ikushima, M. Fujii, T. Suzuki, J. Phys. Chem. Solids 27, 327 (1966).
 134. N. Tsuda, S. Koike, T. Suzuki, Phys. Lett. 22, 414 (1966).
 135. B. R. Tittman, H. E. Bommel, Phys. Rev. 151, 189 (1966).
 136. J. M. Perz, Canad. J. Phys. 44, 1765 (1966).
 137. E. R. Dobbs, G. P. Thomas, Tруды X Международной конф. по физике низких температур 2B, M., ВИНИТИ, 1967, стр. 260.
 138. E. M. Forgan, C. E. Gough, Труды X Междунаронной конф. по физике низ-131. L. T. Claiborne, N. G. Einspruch, Phys. Rev. Lett. 10, 49 (1963);

- низких температур 2B, М., ВИНИТИ, 1967, стр. 260.
 138. Е. М. Forgan, С. Е. Gough, Труды Х Международной конф. по физике низких температур 2A, М., ВИНИТИ, 1967, стр. 414.
 139. М. Levy, I. Rudnick, 132, 1073 (1963).
 140. J. Brewster, M. Levy, I. Rudnick, Phys. Rev. 132, 1062 (1963).
 141. L. C. Hebel, C. P. Slichter, Phys. Rev. 113, 1504 (1959).
 142. L. C. Hebel, Phys. Rev. 116, 79 (1959).
 143. A. G. Redfield, Phys. Rev. Lett. 3, 85 (1959); Y. Masuda, A. G. Redfield, Phys. Rev. 125, 159 (1962).
 144. Y. Masuda, IBM J. Res. Develop. 6, 24 (1962).
 145. R. Hammond, W. D. Knight, Phys. Rev. 120, 769 (1960).
 146. R. H. Hammond, G. M. Kelly, Proc. IX Intern. Conf. Low Temp. Phys., P.A., N.Y., Plenum Press, 1965. стр. 492.

- 146. R. H. Hammond, G. M. Kelly, Proc. 1X Intern. Conf. Low Temp. Phys., P.A., N.Y., Plenum Press, 1965, crp. 492.
 147. Y. Masuda, Phys. Rev. 126, 1271 (1962).
 148. Y. Masuda, A. G. Redfield, Phys. Rev. A133, 944 (1964).
 149. R. H. Hammond, G. M. Kelly, Rev. Mod. Phys. 36, p. 1, 185 (1964).
 150. M. Fibich, Phys. Rev. Lett. 14, 561, 621 (1965).
 151. E. Hirschlaff. Proc. Cambr. Phil. Soc. 33, 140 (1937); J. D. Daunt, T. C. Keeley, K. Mendelssohn, Phil. Mag. 23, 264 (1937).
 152. H. London, Proc. Roy. Soc. A176, 522 (1940).
 153. F. London, Proc. Roy. Soc. A152, 24 (1935); H. Welker. Zs. Phys. 114, 525 (1939). B. J. Fuha 5 v pr. #∂TΦ. 14, 134 (1944); VΦH 48 (1), 25 (1952):

- 135. 1. В. В. В. В. Г. в. Р. с. Roy. Soc. A223, 29 (1954).
 1525 (1939), В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 14, 134 (1944); УФН 48 (1), 25 (1952); Н. Fröhlich. Proc. Roy. Soc. A223, 296 (1954).
 154. A. B. Pippard, Adv. in Electr. Electr. Phys. 6, 1 (1954).
- 155. R. E. Glover, M. Tinkham, Phys. Rev. 104, 844 (1956); M. A. Biondi,
- М. Р. Garfunkel, А. О. Соиbrey, Phys. Rev. 108, 492 (1957). 156. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. М. Халатников, ЖЭТФ 37,
- 187 (1959). 157. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. М. Халатников, ЖЭТФ 35, 265 (1958).

- 158. В. Л. Покровский, М. С. Рывкин, ЖЭТФ 43, 900 (1962). 159. М. Тіпкһат, R. E. Glover, Phys. Rev. 110, 778 (1958). 160. D. M. Ginsberg, P. L. Richards, M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. 3, 337 (1959).
- 161. L. H. Palmer, M. Tinkham, Bull. Amer. Phys. Soc. 10, 1206 (1965);
 L. H. Palmer, Phys. Rev. 165, 588 (1968).
 162. S. L. Norman, D. H. Douglass, Phys. Rev. Lett. 18, 339 (1967).

- 162. B. L. R it h ard s, Phys. Rev. Lett. 7, 412 (1961).
 164. C. J. A d k in s, Proc. Roy. Soc. A268, 276 (1962).
 165. R. T. L e w i s, Phys. Rev. 134, A1 (1964).
 166. J. R. W ald r am, Rev. Mod. Phys. 36, p. 1, 187 (1964); Adv. in Phys. 13, 1 (1964).
- 167. J. D. Leslie, K. L. Cappelletti, D. M. Ginsberg, D. K. Finne-more, F. H. Spedding, B. J. Beaudrey, Phys. Rev. 134, A309 (1964).
 168. D. C. Hamilton, M. A. Jensen, Phys. Rev. Lett. 11, 205 (1963); C. G. Ku-
- per, M. A. Jensen, D. C. Hamilton, Phys. Rev. Lett. 11, 205 (1963); C. G. Ku-per, M. A. Jensen, D. C. Hamilton, Phys. Rev. 134, A15 (1964).
 169. M. A. Biondi, M. P. Garfunkel, W. A. Thompson, Phys. Rev. 136, A1471 (1964).
- 170. W. V. Budzinski, M. P. Garfunkel, Phys. Rev. Lett. 16, 1400; 17, 24 (1966). 171. M. A. Biondi, M. P. Garfunkel, Phys. Rev. Lett. 2, 143 (1959), Phys.
- Rev. 116, 853 (1959).

- 110, 555 (1353).
 172. P. L. Richards, M. Tinkham, Phys. Rev. 119, 575 (1960).
 173. D. M. Ginsberg, M. Tinkham, Phys. Rev. 118, 990 (1960).
 174. W. A. Thompson, Phys. Lett. A24, 353 (1967).
 175. B. W. Maxfield, W. L. McLean, Phys. Rev. 139, A1515 (1965).
 176. P. L. Richards, M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. 1, 318 (1958).
 177. M. P. Sarachik, R. S. Garwin, E. Erlbach, Phys. Rev. Lett. 4, 52 (1960)
- 178. D. M. Ginsberg, J. D. Leslie, IBM J. Res. Develop. 6, 55 (1962); Rev. Mod. Phys., 36, p. 1, 198 (1964); Phys. Rev. 133, A362 (1964).
- 5 УФН, т. 96, вып. 2

- 179. M. A. Biondi, A. T. Forrester, M. P. Garfunkel, Phys. Rev. 108, 497 (1957).
- 497 (1957).
 180. E. Erlbach, Dissert. Abstr. 24, 353 (1963).
 181. N. M. Rudheimer, C. V. Briscoe, A. Lehozky, R. E. Glover, Proc. IX Intern. Conf. Low Temp. Phys., P.A, 381, N.Y., 1965.
 182. S. A. Zemon, H. A. Boorse, Phys. Rev. 146, 309 (1966).
 183. I. Giaever, Phys. Rev. Lett. 5, 147 (1960).
 184. J. C. Fisher, I. Giaever, J. Appl. Phys. 32, 172 (1961).
 185. I. Giaever, K. Megerle, Phys. Rev. 122, 1101 (1961).

- 184. J. C. Fisher, I. Giaever, J. Appl. Phys. 32, 172 (1961).
 185. I. Giaever, K. Megerle, Phys. Rev. 122, 1101 (1961).
 186. J. Bardeen, Phys. Rev. Lett. 6, 57 (1962); 9, 147 (1962); R. E. Prange, Phys. Rev. 131, 1083 (1963); W. A. Harrison, Phys. Rev. 123, 85 (1961); M. H. Cohen, L. M. Falicov, J. C. Phillips, Phys. Rev. Lett. 8, 316 (1962); J. R. Schrieffer, J. W. Wilkins, Phys. Rev. Lett. 10, 17 (1963); J. R. Schrieffer, D. J. Scalapino, J. W. Wilkins, Phys. Rev. Lett. 10, 336 (1963); B. D. Josephson, Adv. in Phys. 14, 419 (1965): A. Zawadowski, Phys. Rev. 163, 341 (1967).
 187. M. D. Sherrill, H. H. Edvards, Phys. Rev. Lett. 6, 460 (1964).

- A. Zawadowski, Fuys. Rev. 105, 541 (1907). 187. M. D. Sherrill, H. H. Edvards, Phys. Rev. Lett. 6, 460 (1961). 188. P. Townsend, J. Sutton, Phys. Rev. 128, 591 (1962). 189. I. Dietrich, Z. Naturforsch. 17a, 94 (1962). 190. I. Dietrich, Proc. 8 Intern. Conf. Low Temp. Phys., 173, London, 1963. 191. H. B. Заварицкий, ЖЭТФ 43, 1123 (1962); 48, 837 (1965).

- 192. В. Ф. Гантмахер, ЖЭТФ 44, 812 (1963).
 193. G. Weisz, Phys. Rev. 149, 504 (1966); М. D. Stafleu, A. R. de Vroomen, Phys. Status Sol. 23, 683 (1967); J. E. Craven, R. W. Stark, Phys. Rev. 168, 849 (1968).
- 194. W. J. Tomasch, Phys. Lett. 23, 204 (1966).
 195. C. K. Campbell, D. C. Walmsley, Canad. J. Phys. 45, 159 (1967).
 196. P. Townsend, J. Sutton, Phys. Rev. Lett. 11, 154 (1963).
 197. L. Y. L. Shen, J. M. Rowell, Bull. Am. Phys. Soc. 11, 224 (1966).

- 198. H. J. Levinstein, V. G. Chira, J. E. Kunzler, Phys. Lett. 24A, 362 (1967).
- Phys. Rev. 139, 199. W. J. Tomasch, A746 (1965); T. Claeson, G. Grimvall, J. Phys. Chem. Solids 29, 387 (1968)

- G. Grimvall, J. Phys. Chem. Solids 29, 387 (1968).
 200. G. J. Rochlin, D. H. Douglass, Bull. Amer. Phys. Soc. 10, 46 (1965).
 201. G. J. Rochlin, D. H. Douglass, Phys. Rev. Lett. 16, 359 (1966).
 202. G. J. Rochlin, Phys. Rev. 153, 513 (1967).
 203. Ю. М. Иванченко, Письма ЖЭТФ 4, 358 (1966); А. Zawadowskji, Phys. Lett. 23, 225 (1966).
 204. J. C. Penley, Phys. Rev. 128, 596 (1962); J. Maserjian, J. Phys. Chem. Solids 28, 1957 (1967).
 205. J. Nicol, S. Shapiro, P. H. Smith, Phys. Rev. Lett. 5, 461 (1960).
 206. H. B. Заваринкий. ЖЭТФ 41, 657 (1964).

- 205. J. М. 1601, Б. Биаріго, г. п. Битіп, Phys. Rev. Lett. 5. 461 (1960).
 206. Н. В. Заварицкий, ЖЭТФ 41, 657 (1961).
 207. S. Shapiro, P. H. Smith, J. Nicol, J. L. Miles, P. E. Strong, IBM J. Res. Develop. 6, 34 (1962).
 208. D. H. Douglass, R. Meservey, Phys. Rev. 135, A19 (1964).
 209. J. S. Shier, D. M. Ginsberg, Phys. Rev. 147, 384 (1966); F. Reif, M. Woolf Phys. Rev. Lett. 9, 345 (4062).
- Woolf, Phys. Rev. Lett. 9, 315 (1962). 210. Н. В. Заварицкий, Письма ЖЭТФ 5, 434 (1967). 211. R. W. Cohen, B. Abeles, G. S. Weisbarth, Phys. Rev. Lett. 18,
- 336 (1967).
- 212. S. Bermon, D. M. Ginsberg, Phys. Rev. 135, A306 (1964). 213. D. C. Walmsley, C. K. Campbell, Canad. j. Phys., 45, 1541 (1967). 214. A. S. Edelstein, A. M. Toxen, Phys. Rev. Lett. 17, 196 (1966).

- 214. A. S. Edeistein, A. M. Foxen, Phys. Rev. Lett. 17, 196 (1966).
 215. J. J. Hauser, Phys. Rev. Lett. 17, 921 (1966).
 216. C. A. Neugebauer, R. A. Ekvall, J. Appl. Phys. 35, 547 (1964).
 217. F. Gschwend, H. P. Kleinknecht, W. Neft, K. Seiler, Zs. Naturforsch. 18a, 1366 (1963).
 218. J. C. Adler, S. C. Ng, Canad. J. Phys. 43, 594 (1965).
 219. R. F. Gasparovic, B. N. Taylor, R. E. Eck, Solid State Commun. 4, 50 (1966).

- R. F. Gasparovic, B. R. Гаутог, R. E. Lea, conditional content of the second content of the seco
- Rev. Lett. 6, 689 (1961).

- 226. M. J. Zuckermann, D. M. Brink, Phys. Lett. 4, 76 (1963).
- 227. E. A. Lynton, B. Serin, M. Zuker, J. Phys. Chem. Solids 3, 165 (1957).

- 227. Е. А. L унтоп, Б. Serrin, M. Zuker, J. Injö. Onen. Control, J. 1997.
 228. G. К. Jones, J. A. Rayne, Phys. Lett. A26, 75 (1967).
 229. И. К. Янсон, ЖЭТФ 53, 1268 (1967).
 230. М. L. A. MacVicar, R. M. Rose, Phys. Lett. A25, 681 (1967).
 231. J. T. Chen, T. T. Chen, J. D. Leslic, H. J. T. Smith, Phys. Lett. A25, 682 (1967).

- 231. J. T. Chen, T. T. Chen, J. D. Leslic, H. J. T. Smith, Phys. Lett. A25, 679 (1967).
 232. J. P. Frank, W. J. Keeler, Phys. Rev. 163, 373 (1967).
 233. A. Rothwarf, Phys. Lett. A26, 43 (1967).
 234. J. E. Gueths, N. N. Clark, D. Markowitz, F. V. Burckbuchler, C. A. Reynolds, Phys. Rev. 163, 364 (1967).
 235. C. W. Chu, T. F. Smith. W. E. Gardner, Phys. Rev. Lett. 20, 198 (1968).
 236. D. Shoenberg, M. Z. Uddin, Proc. Roy. Soc. A156, 687 (1936); E. C. Иц-кевич, Л. М. Фишер, Письма ЖЭТФ 6, 748 (1967); М. Н. Азбель, Н. Б. Брандт, С. Я. Рахманов, Е. А. Свистова. Труды X Междунар. конф. по физике низких температур. т. 3, М.. ВИНИТИ, 1967, стр. 225; Н. Б. Брандт, Я. Г. Попомарев, Труды X Междунар. конф. по физике низких температур, т. 310.
 237. Б. И. Веркин, И. В. Свечкарев, Л. Б. Кузьмичева, Труды X Междунар. конф. по физике низких температур, т. 3, М., ВИНИТИ, 1967, стр. 230.
- стр. 230.

- стр. 230.
 238. Е. И. Веркпн, И. В. Свечкарев, ЖӘТФ 47. 404 (1964).
 239. Т. G. Berlincourt, М. С. Steele, Phys. Rev. 95, 1421 (1954); Б. И. Веркпн, И. В. Свечкарев, Л. Б. Кузьмичева, ЖӘТФ 50, 1438 (1966).
 240. L. Т. Сlaiborne, N. G. Einspruch, Phys. Rev. 166, 476 (1968).
 241. В. Д. Фпль, О. А. Шевченко, П. А. Безуглый, ЖӘТФ 54, 413 (1968).
 242. S. L. Norman, Phys. Rev. 167, 393 (1968).
 243. К. Yoshihiro, W. Sasaki, J. Phys. Soc. Japan 24, 426 (1968).
 244. J. R. Anderson, A. V. Gold, Phys. Rev. 139, A1459 (1963).
 245. J. Hasse, K. Lüders, Zs. Phys. 173, 413 (1963).
 246. G. B. Brandt, J. A. Rayne, Phys. Rev. 132, 1512 (1963); Phys, Lett. 12, 87 (1964).
 247. G. D. Gaspari, T. P. Das, Phys. Rev. 167, 660 (1968).
- 247. G. D. Gaspari, T. P. Das, Phys. Rev. 167, 660 (1968).

Примечания при корректуре. 1 (к стр. 229). Как показано в недавнем иссле-довании Т1 (Т. А. Игнатьева, В. И. Макаров, Н. С. Терешина, ЖЭТФ 54, 1617 (1968)), среднеквадратичная анизотропия щели $\langle a^2 \rangle = 0.058$ практиче-ски не изменяется в интервале давлений 0—1,7 кбар. 2 (к стр. 232). По данным ультразвукового исследования (А. С. Sinclair, Proc. Phys. Soc. 92, 962 (1967)), энергетическая щель в In анизотропна: 2Δ/k_БT_K = 2,9-3,4.