

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

546.791+537.312.62

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ ДАННЫЕ О СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВАХ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО УРАНА

Как хорошо известно, температура перехода в сверхпроводящее состояние для многих металлов обнаруживает зависимость от массы изотопа:

$$T_c \sim M^\alpha, \quad (1)$$

где α для простых металлов примерно равно $-0,5$. Подобная зависимость критической температуры от массы изотопа указывает на принципиальную роль колебаний решетки в явлении сверхпроводимости. Действительно, критическая температура, в согласии с простейшей моделью БКШ, описывается следующим выражением:

$$T_c = \bar{\omega} e^{-1/g}, \quad (2)$$

где g — безразмерная константа взаимодействия, а $\bar{\omega}$ — средняя энергия взаимодействия, характеризующая размер области вблизи поверхности Ферми, где электроны притягиваются друг к другу. Если механизмом, приводящим к спариванию электронов, является электрон-фононное взаимодействие, то размер области, в которой это взаимодействие притягивающее, есть как раз дебаевская энергия ω_D . Поэтому

$$T_c \sim \omega_D \sim \frac{1}{\sqrt{M}}. \quad (3)$$

Как видно из формулы (2), для металлов, сверхпроводимость которых обусловлена электрон-фононным взаимодействием, критические температуры не могут быть больше, чем $T_c \sim \omega_D e^{-(2-3)}$. (При этом учтено, что константа взаимодействия g обычно меньше $1/2$.) Для обычных металлов эти температуры порядка $1-20^\circ$ К. Значительно более высокая температура перехода могла бы существовать в сверхпроводниках с электрон-электронным механизмом спаривания, где характерные энергии $\bar{\omega}$ порядка фермиевской энергии *).

К сожалению, математические трудности, возникающие при расчете электронных свойств реальных металлических систем, не позволили до сих пор получить строго количественный критерий сверхпроводимости даже для обычного электрон-фононного механизма притяжения. Тем более сложна задача теоретика в случае электрон-электронного механизма спаривания, где, по существу, нет никакого малого параметра. Ситуация значительно бы упростилась, если бы в нашем распоряжении имелся хоть один сверхпроводник, пусть даже с низкой критической температурой, относительно которого мы с уверенностью могли бы утверждать, что основным механизмом, ответственным за сверхпроводимость в нем, является не электрон-фононное, а электрон-электронное взаимодействие. Это позволило бы экспериментально исследовать влияние на такой сверхпроводник различных факторов, а именно: концентрации свободных носителей, давления, примесей и т. п., что являлось бы хорошей проверкой для различных моделей нефононного механизма сверхпроводимости. В связи с этим представляет большой интерес изучение сверхпроводящих свойств металлов, проявляющих довольно необычное для электрон-фононного взаимодействия поведение, в которых поэтому можно предполагать существование нефононного механизма притяжения.

*) Подробнее вопрос о возрастании критической температуры для нефононных механизмов притяжения рассматривался в опубликованных в УФН обзорах Б. Т. Гейликмана и В. Л. Гинзбурга¹.

Одним из таких «необычных» сверхпроводников является металлический уран, сверхпроводящие свойства которого, по-видимому, не укладываются в рамки простейших моделей с электрон-фононным механизмом притяжения.

Известны три кристаллические модификации металлического урана α -U, обладающий орторомбической решеткой и устойчивый при низких температурах, β -U со сложной кубической или ромбической структурой, устойчивой при температурах от 662° до 772° С, и γ -U, обладающий объемноцентрированной кубической решеткой, устойчивой от 772° С до точки плавления при 1132° С. Обе высокотемпературные модификации урана β и γ могут быть стабилизированы примесями вплоть до очень низких температур и обнаруживают переход в сверхпроводящее состояние. Критическая температура β -урана, стабилизированного 2%-ной примесью родия (Rh) или платины (Pt), равняется $0,8^\circ$ К³. Критическая температура γ -U, стабилизированного 15%-ной примесью молибдена (Mo), равняется $2,1^\circ$ К. В результате проведенных исследований выяснилось, что сверхпроводящие свойства урана в β - и γ -фазах мало отличаются от свойств обычных сверхпроводников с электрон-фононным механизмом спаривания. В частности, их критическая температура мало меняется под влиянием давления⁵ при изменении его от 0 до 10 *кбар*, а именно:

$$\frac{dT_c}{dP} \cong (2 \div 3) \cdot 10^{-5} \frac{\text{град}}{\text{бар}}$$

для β -U и

$$\frac{dT_c}{dP} \cong 0,9 \cdot 10^{-5} \frac{\text{град}}{\text{бар}}$$

для γ -U; отметим, что для свинца, например, это отношение составляет

$$\frac{dT_c}{dP} = -4,14 \cdot 10^{-5} \frac{\text{град}}{\text{бар}}.$$

Измерение⁴ изотопического эффекта в γ -U с использованием изотопов U^{235} и U^{238} показало, что величина α ($T_c \sim M^\alpha$) очень близка к $-0,5$ ($\alpha = -0,53 \pm 0,02$).

Совершенно иная картина для α -модификации урана. Интенсивное изучение сверхпроводящих свойств α -урана в последние годы показало⁵⁻⁸, что этот материал обладает целым рядом уникальных, присущих только ему особенностей, которые невозможно описать в рамках обычных моделей с электрон-фононным взаимодействием. По измерениям электронной теплоемкости⁷ было установлено, что α -уран при атмосферном давлении не обнаруживает перехода в сверхпроводящее состояние вплоть до температур $\sim 0,1^\circ$ К. При увеличении давления всего до 11 *кбар* критическая температура α -U возрастает до $2,2^\circ$ К, причем это не сопровождается никаким изменением в структуре решетки. До сих пор максимальное возрастание критической температуры с давлением наблюдалось у Tl⁹, однако оно на два порядка меньше, чем у α -урана. Недавно группа американских физиков, в которую входил известный специалист в области сверхпроводимости Б. Маттиас, измерила изотопический эффект в α -уране⁸. Для измерений были использованы изотопы U^{235} и U^{238} . Приготовленные из этих изотопов металлические образцы отличались очень высокой чистотой. Количество примесей в образцах не превышало 0,0001%. Измерения проводились на 10 образцах (5 образцов U^{235} и 5 образцов U^{238}) при давлении 11 *кбар*. В результате измерений было установлено, что в α -уране изотопический эффект радикально отличается от предсказаний обычной теории БКШ. Показатель α в (1), во-первых, положителен, т. е. критическая температура более тяжелого изотопа выше, и, во-вторых, он очень большой:

$$T_c \sim M^{2,2}.$$

По мнению авторов указанной работы, наличие такого изотопического эффекта никак нельзя согласовать с электрон-фононным механизмом спаривания и этот факт доказывает, что в α -уране механизмом, ответственным за сверхпроводимость, является электрон-электронное взаимодействие, обусловленное существованием незаполненной f -оболочки в уране. Предположение о возможности такого механизма взаимодействия в уране и лантане высказывалось и раньше^{10, 11}, однако согласно расчетам при таком взаимодействии изотопический эффект должен был бы вообще отсутствовать. Следует отметить, что, как показано в работах Гарланда¹² и Свихарта¹³, величина изотопического эффекта в переходных металлах может значительно отличаться от $\alpha = -0,5$ даже при электрон-фононном механизме спаривания. Сильное влияние кулоновского взаимодействия из-за наличия узких незаполненных d -зон может значительно уменьшить значение α и даже, как показано этими авторами, приводит к положительному значению $\alpha = 0,15$ для Ru. Объяснить же столь большое значение $\alpha = 2,2$, которое

получилось для урана, подобные расчеты, по-видимому, не могут. Суммируя все изложенное выше, можно сказать, что в настоящий момент наблюдаемые экспериментально сверхпроводящие свойства урана не могут быть адекватно описаны в рамках существующих моделей. Не ясно также, какова основная причина столь необычного поведения сверхпроводящего урана. Пока нет ответа на вопрос о том, возникает ли оно из-за особенностей зонной структуры урана, связанной с пересечением трех близко расположенных уровней урана ($7s$, $6d$, $5f$), или связано с каким-то нефононным механизмом спаривания.

Е. Г. Максимов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН 95 (1), 91 (1968); Б. Т. Гейликман, УФН 88 (2), 327 (1967).
2. В. К. Григорович, Периодический закон Менделеева и электронное строение металлов, М., «Наука», 1966.
3. В. Т. Matthias, T. H. Geballe et al., Science 151, 985 (1966).
4. H. H. Hill, R. W. White, B. T. Matthias et al., Phys. Rev. 163, 356 (1967).
5. W. E. Gardner, T. F. Smith, Phys. Rev. 154, 309 (1967).
6. В. Т. Matthias, T. H. Geballe, W. H. Zachariasen, Science 152, 755 (1966).
7. J. E. Gordon, H. Montgomery et al., Phys. Rev. 152, 432 (1966).
8. R. D. Fowler, R. W. White, B. T. Matthias et al., Phys. Rev. Lett. 19, 892 (1967).
9. Н. В. Брандт, Н. И. Гинзбург, Т. А. Игнатьева, В. Г. Лазарев, Л. С. Лазарева, В. И. Макаров, ЖЭТФ 49, 85 (1965).
10. С. Г. Купер, М. А. Jensen, D. C. Hamilton, Phys. Rev. A134, 15 (1964).
11. J. Kondo, Prog. Theor. Phys. 29, 1 (1963).
12. J. W. Garland, Phys. Rev. Lett. 11, 111, 114 (1963).
13. J. C. Swihart, Phys. Rev. 116, 45 (1959).