

риалов. Пучки Т. и. используются для легирования поверхностных и близких к ним слоёв полупроводниковых материалов. *Ионная имплантация* открывает возможности для изготовления сплавов, к-рые практически невозможно получить др. способами, напр., из-за хим. несовместимости компонентов, препятствующей их взаимному проникновению. Обработка слоёв компонентов пучками Т. и. позволяет «подавить» их несовместимость и получить сплавы с необычно высокими прочностью, термостойкостью, антикоррозионностью и т. д. Таким же путём можно улучшать свойства существующих и создавать новые, в т. ч. и высокотемпературные, *сверхпроводники*.

Пучки Т. и. используются для моделирования радиац. повреждений, вызываемых нейтронами, в тепловыделяющих элементах и конструкц. материалах ядерных реакторов, приводящих к их деформации. Т. и. оказываются приблизительно в 10^6 раз более эффективными в создании *радиационных дефектов*, чем нейтроны. Радиационный эффект, к-рый в реакторах достигается за 1—2 года, с помощью Т. и. может быть промоделирован в течение неск. часов.

Пучки Т. и. применяются для произ-ва фильтров из тонких пластич. плёнок (см. *Ядерные фильтры*).

Лит.: Флеров Г. Н., Барашенков В. С., Практические применения пучков тяжелых ионов, «УФН», 1974, т. 114, в. 2, с. 351. Г. Н. Флёрв, В. С. Барашенков.

ТЯЖЁЛЫЕ ФЕРМИОНЫ — состояние электронов, в к-ром они образуют ферми-жидкость квазичастиц с аномально большой эфф. массой m . Величина m в 10^2 — 10^3 раз превышает *эффективную массу* электронов в нормальных и переходных металлах, где, как правило, $m \sim (1-10)m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Состояния Т. ф. наблюдаются в ряде *штерметаллических соединений*, содержащих элементы с недостроенными $4f$ - и $5f$ -оболочками (Ce, Eu, U, Np, по нек-рым данным — Yb).

Свойства Т. ф. проявляются при низких темп-рах: для каждого соединения из этого класса существует характерная темп-ра $T^* \sim 1-10$ К, ниже к-рой его термодинамич. и кинетич. характеристики определяются свойствами ферми-жидкости. Электронная теплоёмкость $C_V = \gamma T$; парамагн. восприимчивость $\chi = \chi_0 = \text{const}$; уд. электросопротивление $\rho = \rho_0 + AT^2$ (см. *Квантовая жидкость*). Однако при этом эфф. энергия Ферми \mathcal{E}_F оказывается очень малой $\mathcal{E}_F \sim T^*$ (в системе единиц $k=1$), так что $\gamma \sim (T^*)^{-1}$, $\chi_0 \sim (T^*)^{-1}$, $A \sim (T^*)^{-2}$. В результате C_V и χ превышают на 2—3 порядка соответствующие величины в нормальных металлах, а ρ быстро возрастает с повышением T до величины 100—200 мкОм·см (рис. 1), отвечающей мин.

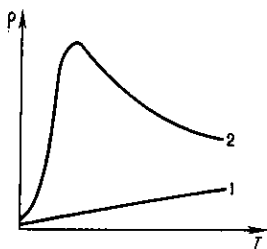


Рис. 1. Зависимость сопротивления в обычных металлах (1) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (2).

металлич. проводимости, т. е. минимально возможной в данном веществе длине свободного пробега электронов проводимости (табл.). При высоких темп-рах ρ ведёт себя

Металл	γ ($T \rightarrow 0$ К), мДж/моль·К ²	χ_0 , СГС/моль	A , мкОм·см/К ²	$\frac{m}{m_0}$	T^* , К
CeCu ₂ Si ₂	1050	0,0065	10	500	8
CeAl ₃	1620	0,036	35	800	5
CeCu ₆	1450	0,027	~ 30	10^2-10^3	3
UBe ₁₃	1100	0,015		10^2-10^3	10
Cu	0,695	$10^{-3} \div \div 10^{-6}$	10^{-1}	0,1—1,0	$8 \cdot 10^4$

также аномально, спадая по логарифмич. закону, и, как правило, имеет минимум, характерный для магн. рассеяния с переворотом спина.

Магн. восприимчивость χ при высоких темп-рах подчиняется *Кюри — Вейса закону*: $\chi = C/(T - \Theta)$ (рис. 2), причём

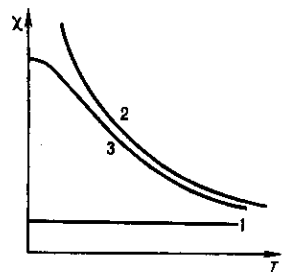


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости в немагнитных металлах (1), в веществах с локализованными магнитными моментами (2) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (3).

$\Theta < 0$, а эфф. магн. момент μ^* , входящий в постоянную C , по величине близок к соответствующим моментам для ионов Ce^{3+} , U^{3+} или Eu^{2+} . Электронная теплоёмкость C_V с ростом темп-ры становится пропорц. T с коэф. $\gamma \sim 10^{-3}$ Дж/моль·К (рис. 3).

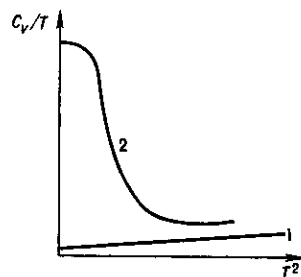


Рис. 3. Зависимость теплоёмкости C_V в обычных металлах (1) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (2) в координатах $C_V/T, T^2$.

Почти все соединения с Т. ф. являются *антиферромагнетиками* с темп-рами Нееля $T_N \sim 5-20$ К. Часть из них обладает эфф. магн. моментами μ^* , близкими к номинальному для трёхзарядных f -ионов, а в нек-рых соединениях (UPt_3 , URuSi_2 , CeCu_6 , CeAl_3) магн. моменты аномально малы: $\mu^* \sim (2-5) \cdot 10^{-2} \mu_B$. Эти магн. моменты не являются локализованными, но механизм их образования, по-видимому, не сводится ни к одному из известных механизмов *зонного магнетизма*.

Среди соединений с Т. ф. есть *сверхпроводники* с темп-рой сверхпроводящего перехода $T_c \sim 0,5-1,5$ К (CeCu_2Si_2 , UBe_{13} , UPt_3 , URu_2Si_2), причём сверхпроводящими являются именно носители с большой эфф. массой. На это указывает большая величина скачка теплоёмкости при $T = T_c$ (рис. 4). Большой скачок C_V при $T = T_c$ указывает на большую энтропию, к-рая в теории ферми-жидкости порядка $T_c \mathcal{E}_F$ (отсюда малость \mathcal{E}_F).

По сверхпроводящим свойствам соединения с Т. ф. существенно отличаются от обычных сверхпроводников (см. *Сверхпроводимость*). Степенная (а не экспоненциальная)

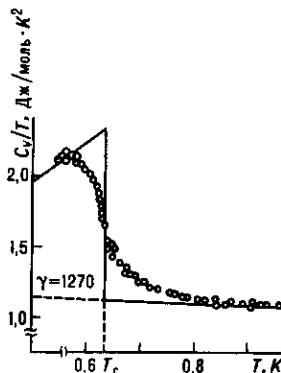


Рис. 4. Скачок электронной теплоёмкости в точке сверхпроводящего перехода в CeCu_2Si_2 (сплошная линия — теоретическая зависимость по модели Бардина — Купера — Шриффера).