

© 1990

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА, МАГНЕТИЗМ И АНОМАЛИИ РЕШЕТОЧНЫХ СВОЙСТВ РАЗЛИЧНЫХ ФАЗ ПЛУТОНИЯ

*В. П. Антропов, М. И. Кацнельсон, А. И. Лихтенштейн,
Г. В. Песчанских, И. В. Соловьев, А. В. Трефилов, А. Б. Шик*

Выполнены зонные расчеты электронной структуры α -, δ -, η - и ϵ -фаз Pu релятивистским методом ASA—LMTO. Для α - и δ -фазы выполнены также спин-поляризованные расчеты, согласно которым δ -фаза оказывается магнитной в противоположность α -фазе. Рассчитано изменение полной энергии E_{tot} при δ — η — ϵ переходах. Найдено, что η -фаза соответствует локальному минимуму E_{tot} как функции тетрагональной деформации. Вычислены электронные вклады в модули упругости δ -Pu, электронные параметры Грюнаизена в δ -, η - и ϵ -фазах. Обсуждается природа скачка объема при α — δ переходе и аномалий теплового расширения в δ - и η -фазах.

По многим физическим свойствам Pu является уникальным объектом среди металлов: богатый полиморфизм (при давлении $P=0$ стабильны α -, β -, γ -, δ -, η - и ϵ -фазы), большие скачки объема при α — β — γ — δ переходах, отрицательные значения коэффициента теплового расширения α , в δ -фазе, низкая температура плавления (как и у Np) в ряду актинидов [1], необычно большое значение линейного члена в низкотемпературной теплоемкости α -фазы и стабилизированной примесью δ -фазы [2] и др. С точки зрения электронной структуры Pu интересен тем, что при движении по актинидному ряду в периодической таблице именно в районе Pu происходит резкое уменьшение ширины $5f$ -зоны и, следовательно, переход от коллективизированного поведения $5f$ -электронов (у Th, Pa, U, Np) к локализованному (у Am и последующих элементов) [3]. Расчеты электронной структуры Pu привлекались для объяснения физических свойств в ряде работ. В [4] была рассчитана электронная структура одиночных примесей Al, Ga в δ -Pu с целью объяснения их стабилизирующего влияния на δ -фазу. В [5] исследовался вопрос об электронной природе большого скачка объема при α — δ переходе (при этом промежуточные фазы β , γ не рассматривались, а моноклинная α -фаза, как и во всех остальных расчетных работах, моделировалась ГЦК-структурой с постоянной решетки, соответствующей экспериментальному объему α -фазы). В [6] вычислялся параметр Стонера в α - и δ -Pu. Однако высокотемпературные η - и ϵ -фазы, по-видимому, вообще не исследовались зонными методами; практически не обсуждался в литературе вопрос об электронной природе аномального теплового расширения δ -фазы. Наконец, не учитывалась возможность появления магнитного момента в Pu (что связано с определенными трудностями проведения спин-поляризованных релятивистских расчетов).

В настоящей работе выполнены зонные расчеты α -, δ -, η - и ϵ -фаз Pu, исследованы вопрос о скачке объема при α — δ переходе с учетом возможного появления магнитных моментов, изменение электронной структуры при δ — η — ϵ переходах (тетрагональная деформация), а также вычислены электронные вклады в модули упругости δ -Pu и тепловое расширение δ -, η - и ϵ -Pu.

В разделе 1 исследованы «коллапс» f -электронов при δ — α переходе и возможность возникновения магнитных моментов в α -, δ -фазах. В разделе 2

представлены результаты расчетов электронной структуры при $\delta-\gamma-\alpha$ переходе. В разделе 3 обсуждается вопрос о физической природе аномального теплового расширения δ - и γ -Pu².

1. Коллапс f -электронов и возникновение магнетизма при $\alpha-\delta$ переходе

Резкое изменение ширины f -зоны в ГЦК Pu при изменении объема от α - до δ -фазы обнаружено в зонных расчетах [3, 5]. Аналогичное явление имеет место при $\alpha-\gamma$ переходе в Ce [7]. Как показано в [8], физической предпосылкой резкого изменения ширины f -зоны при относительно небольшом изменении внешних параметров является известное в атомной физике явление коллапса f -электронов [8]. Атомные расчеты [8] показывают, что такой коллапс имеет место в Ce, Pr, U, Np, Pu при переходе от f^{n+1} к

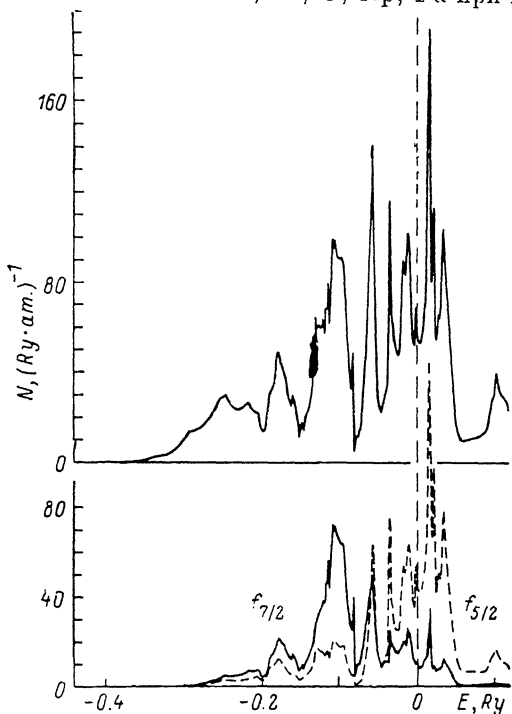


Рис. 1. Полная плотность состояний и парциальные релятивистские ($f_{5/2}$, $f_{7/2}$) вклады в $N(E)$ для α -фазы плутония.

f^n конфигурации, при этом он сопровождается значительным уменьшением ширины канонической f -зоны. Результаты зонных [7] и атомных [8] расчетов подтверждают старую идею Йоханссона [10] о делокализации f -электронов (без изменения их орбитального состояния) как причине $\gamma-\alpha$ перехода в Ce. Согласно [8], такой же может быть природа состояний с «промежуточной валентностью» в соединениях актиноидов.

Результаты зонных расчетов, выполненных нами в рамках релятивистского спин-поляризованного метода ASA—LMTO, показаны на рис. 1, 2 и в табл. 1. В согласии с [3] мы видим, что ширина f -зоны при переходе от δ -Pu к α -Pu увеличивается в 1.5 раз. Важно отметить, что при этом число f - и d -электронов практически не изменяется (табл. 1). Таким образом, делокализация f -электронов в Pu происходит не по механизму «promotion» ($f-d$ переход, как, скажем, в соединениях Sm), а по «механизму моттовского перехода» [10], физической основой которого, согласно [8], является возможность коллапса f -электронов в атоме Pu.

Сужение f -зоны может создавать предпосылки для формирования магнитных моментов (как известно, γ -Ce антиферромагнетик в отличие от не-

магнитного α -Ce). Видно, что при «растяжении» α -фазы на 10 % возникает (почти скачком) магнитный момент, так что в δ -фазе спиновый момент ($M_S = 4.5 \mu_B$, а орбитальный момент $M_L = -2.4 \mu_B$ (в соответствии с правилами Хунда расчет показывает, что M_S и M_L имеют разные знаки). Отметим, что при экспериментальном объеме решетки α -фазы скалярно-релятивистские расчеты дают сильномагнитное основное состояние ($M_S = 3 \mu_B$). Учет релятивистских эффектов приводит к тому, что при той же постоянной решетки магнитное решение не является устойчивым, и в ре-

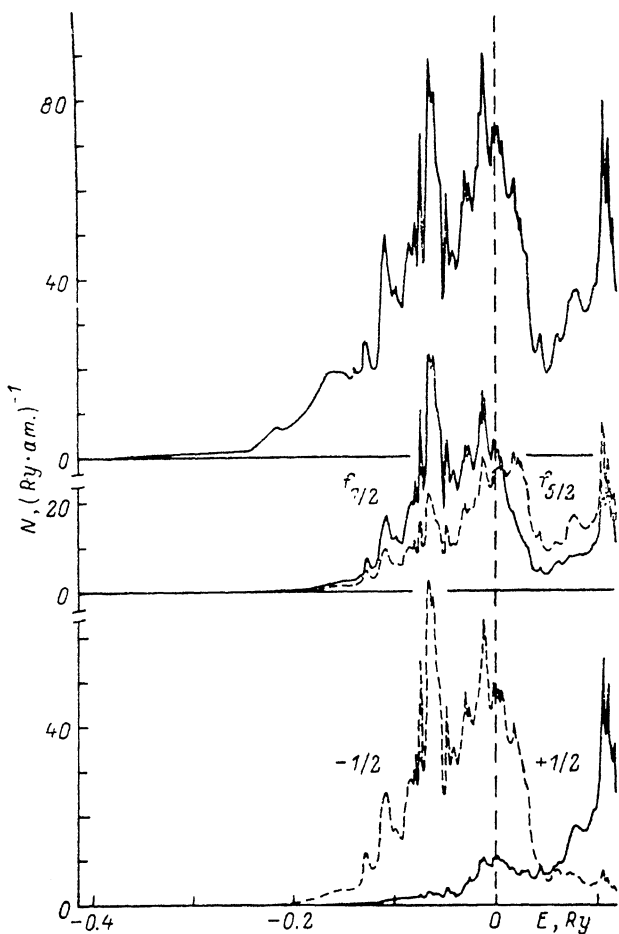


Рис. 2. Полная плотность состояний и парциальные релятивистские ($f_{5/2}$, $f_{7/2}$) и спиновые ($f_{+1/2}$, $f_{-1/2}$) вклады в $N(E)$ для δ -фазы плутония.

зультате процесса самосогласования магнитный момент исчезает. Таким образом, совместное влияние двух эффектов — релятивистская перенормировка параметров гамильтониана и соответственно сдвиг равновесной постоянной решетки и релятивистского эффекта Зеемана — существенным образом сказывается на улучшении сравнения экспериментальных результатов и наших расчетов. Подробнее вопрос о роли спин-орбитального взаимодействия рассмотрен в работе [11].

Таким образом, переход от делокализованного (и немагнитного) поведения f -электронов к локализованному (и магнитному) происходит в Pu при переходе от α - к δ -фазе. В этом смысле Pu как $5f$ -элемент является аналогом $4f$ -металла Ce (α - γ переход). Вывод о магнетизме δ -фазы Pu нуждается в экспериментальной проверке (разумеется, она может быть не ферромагнитной, а антиферромагнитной по аналогии с γ -Ce).

Таблица 1

Рассчитанные значения полных и парциальных (f) состояний на уровне Ферми, логарифмических производных плотности состояний по объему, полуширины f -зон w_f для ГЦК-фазы плутония при различных значениях объема

| V_{WS} (а. е.) ³ | N_R | $N(E_f), \frac{1}{Ry \cdot ат.}$ | $\frac{\partial \ln N(E_f)}{\partial \ln V}$ |
|-------------------------------|-------|----------------------------------|--|
| 102.11 | 95 | 31.27 | — |
| 113.04 | 95 | 26.52 | — |
| 124.725 | 95 | 1.14 | — |
| 134.76 | 95 | 11.799 | — |
| 153.763 | 95 | 24.03 | — |
| 168.062 | 95 | 32.36 | 6.22 |
| 169.391 | 95 | 34.65 | — |

Таблица 1 (продолжение)

| V_{WS} (а. е.) ³ | P , кбар | N_f | | w_f | |
|-------------------------------|------------|-------|-------|--------|--------|
| | | 5/2 | 7/2 | 5/2 | 7/2 |
| 102.11 | —92.5 | 3.20 | 2.158 | 0.1014 | 0.169 |
| 113.04 | —174.8 | 3.421 | 1.885 | 0.0822 | 0.1408 |
| 124.725 | —243.9 | 3.629 | 1.634 | 0.0672 | 0.1184 |
| 134.76 | —235.2 | 3.739 | 1.484 | 0.0570 | 0.1032 |
| 153.763 | —234.0 | 3.985 | 1.188 | 0.042 | 0.0816 |
| 168.062 | —201.6 | 4.149 | 0.983 | 0.0359 | 0.0696 |
| 169.391 | —192.6 | 4.205 | 0.961 | 0.0348 | 0.0680 |

$V_{WS} = 168.062$ (а. е.)³ соответствует экспериментальному значению объема в δ -фазе.

В этой связи отметим, что результат [5] о решающем вкладе теплового давления в α — δ переход в Pu может измениться при учете спиновой поляризации. Так, «магнитный» вклад в давление δ -Pu, по нашим данным, составляет величину порядка 200 кбар. Возможно, что при учете этого вклада скачок объема при α — δ переходе может быть объяснен без учета теплового расширения. Во всяком случае возможность появления локальных магнитных моментов при α — δ переходе может существенно изменить картину этого перехода.

2. Изменение электронной структуры при σ — η — ε переходе

Исследование полиморфизма Pu представляет собой существенный интерес для общей проблемы структурных превращений в металлах и сплавах. ОЦК—ГЦК переходы весьма распространены, и определение характера смещения атомов при этих переходах является классической задачей физического материаловедения. Наиболее традиционной моделью ОЦК—ГЦК перехода является бейновская деформация, когда ГЦК решетка рассматривается как объемцентрированная тетрагональная (ОЦТ) с параметром тетрагональной деформации $c/a = \sqrt{2} = 1.41$ [12]. Структурный δ — ε (ОЦК—ГЦК) переход в Pu имеет ту особенность, что идет через промежуточную η -фазу, которая (если не считать небольших изменений объема $\leq 1\%$ [1]) лежит точно «по пути» бейновской деформации и соответствует $c/a = 1.33$. Тем самым все три структуры δ , η и ε могут быть получены единым образом как ОЦТ структура с $c/a = \sqrt{2}$, 1.33, 1 соответственно. Существование промежуточной η -фазы в Pu, на наш взгляд, демонстрирует реальность бейновской деформации по пути ОЦК—ГЦК перехода. Возникает, однако, вопрос, почему в Pu в отличие от других металлов переход

«застревает» по дороге, т. е. идет через промежуточную η -фазу. Нами были выполнены зонные расчеты ОЦТ структуры Pu при разных объемах Ω_0 и $1 \leq c/a \leq \sqrt{2}$.

3. Результаты расчетов

Результаты представлены на рис. 3 и в табл. 2. Видна высокая чувствительность электронной структуры вокруг E_f , в частности $N(E_f)$, к значениям тетрагональной деформации c/a . Полная энергия $E(c/a)$ имеет минимум вблизи $c/a=1.33$, что, по-видимому, объясняет стабилизацию промежуточной η -фазы. Это коррелирует с понижением плотности состояний на уровне Ферми в η -фазе по сравнению с ϵ -фазой (табл. 2).

Таблица 2

Рассчитанные значения полных и парциальных (f) состояний на уровне Ферми, логарифмических производных плотности состояний по объему и параметру тетрагонального искажения, полусферы f -зон для различных фаз плутония

| Фаза | c/a | V_{WS} , (а. е.) ³ | N_K | $\frac{N(E_f)}{Ry \cdot ат.}$ | $\frac{\partial \ln N(E_f)}{\partial \ln V}$ |
|------------|--------|---------------------------------|-----------|-------------------------------|--|
| δ | 1.4142 | 168.062 | 95 (FCC) | 32.54 | 6.22 |
| η | 1.329 | 167.033 | 135 (BCT) | 38.12 | 0.02 |
| ϵ | 1.00 | 162.097 | 55 (BCC) | 40.41 | -1.335 |

Таблица 2 (продолжение)

| Фаза | $\frac{\partial \ln N(E_f)}{\partial \ln (c/a)}$ | P , кбар | N_f | | w_f | |
|------------|--|------------|-------|-------|--------|--------|
| | | | $5/2$ | $7/2$ | $5/2$ | $7/2$ |
| δ | — | -195.04 | 4.149 | 0.983 | 0.0359 | 0.0696 |
| η | -7.66 | -203.6 | 4.140 | 0.998 | 0.0363 | 0.0702 |
| ϵ | — | -270.0 | 4.086 | 1.067 | 0.0383 | 0.0728 |

Анализ парциальных плотностей состояний показывает практически одинаковое спин-орбитальное расщепление $5f$ -состояний плутония в различных фазах. Из табл. 2 хорошо видна тенденция к расщеплению и сужению f -зоны Pu при переходе от ОЦК к ГЦК решетке. Отметим также увеличение межатомного расстояния при таком $\epsilon-\delta$ переходе, что приводит к уменьшению гибридизации и образованию резких пиков от локализованных f -состояний вблизи уровня Ферми ГЦК плутония. Возможно, положение уровня Ферми в локальном минимуме плотности состояний η -фазы Pu является причиной стабилизации данной структуры.

Так как $N(E)$ вблизи E_f весьма чувствительна к c/a , можно ожидать существенных аномалий в электронных вкладах в модули упругости C_{ik} [13]. Последние были получены по формулам [14]

$$C(E) = \frac{3}{4} \int_{\Omega} \sum_n \{ (\partial^2 E_n(k) / \partial \gamma^2) \theta(E_n(k) - E) - (\partial E_n(k) / \partial \gamma)^2 \delta(E(k) - E) \} dk = C^o(E) + C^s(E), \quad (1)$$

где γ — параметр тетрагональной и тригональной деформаций для C' и C_{44} . Результаты расчетов для δ -фазы Pu приведены на рис. 3. Видно, что в модуле C' (тетрагональном модуле сдвига) особенности $N(E)$ вблизи E_f прорисовываются яснее, чем в тригональном модуле сдвига $C_{44}(E)$, что, по-видимому, означает более высокую чувствительность состояний, фор

мирующих пик $N(E)$ в δ -Pu, к тетрагональной деформации, чем к тригональной.

На рис. 4 изображены результаты расчетов $E_n(k)$ и групповая скорость $|V_n(k)| = |\partial E_n(k)/\partial k|$ для δ -Pu. Групповые скорости $V_n(k)$ находились

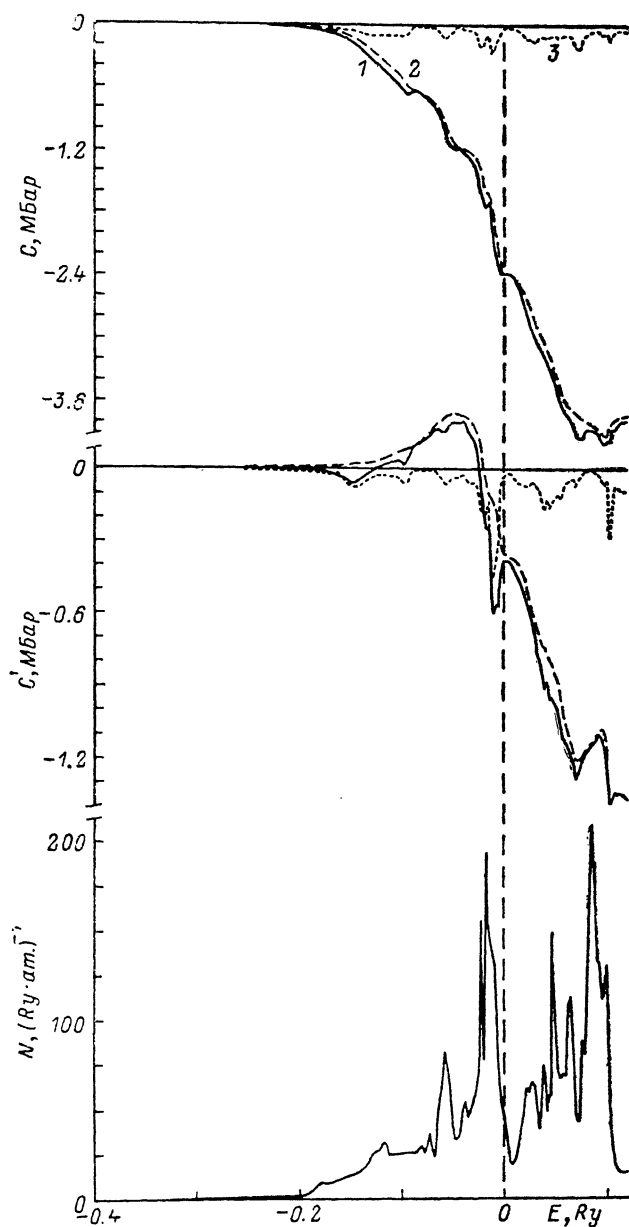


Рис. 3. Полная плотность состояний для немагнитного, релятивистского δ -плутония и зависимости зонного (1), «объемного» C_v (2) и поверхностного C_s (3) вкладов в $C'(E)$ и $C_{44}(E)$.

численным дифференцированием. Видно, что в немагнитном δ -Pu имеется довольно много особенностей Ван Хова ($V_n(k)=0$) вблизи E_F ; особенности в точках U и K находятся ближе всех остальных к E_F ($E_U - E_F \approx -0.0004$ Ry).

Как видно из рис. 5, поверхность Ферми хорошо вписывается в угол зоны Бриллюэна U, K , что должно приводить к усилению этих особенностей [15]. Однако обилие близко лежащих по энергии особенностей Ван Хова не

позволяет этой аномалии проявиться достаточно ярко в плотности состояний. Обращает на себя внимание обилие отрезков линий постоянной энергии ($V_n(\mathbf{k})=0$) приблизительно на $0.01 R_u$ ниже E_F в δ -фазе Pu. Соответственно особенности в $N(E)$, как подробно обсуждалось в [15], порядка

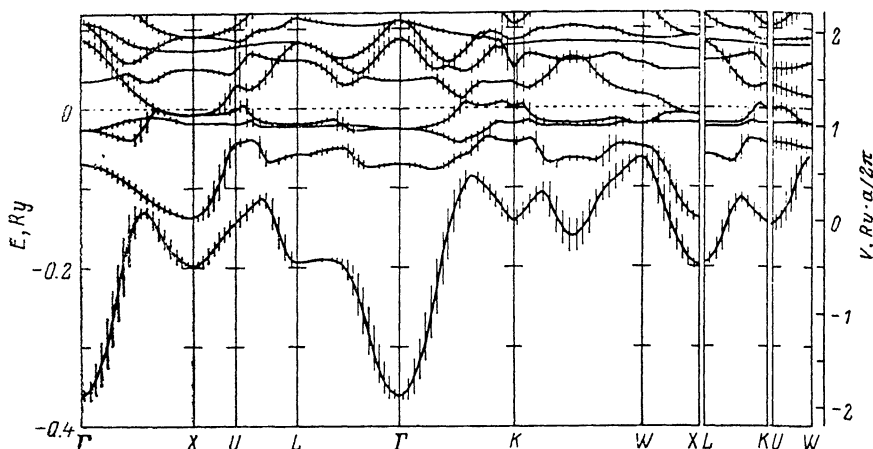


Рис. 4. Зависимости $E_n(\mathbf{k})$ (линии) и $|V_n(\mathbf{k})|$ (вертикальные штрихи) в соответствующих \mathbf{k} -точках; отложены на $|V_n(\mathbf{k})|$ вверх и вниз от соответствующей линии $E_n(\mathbf{k})$ в единицах, приведенных на шкале справа.

Исчезновение вертикальных штрихов на дисперсионных кривых соответствует появлению особенностей Ван Хова ($V_n(\mathbf{k})=0$) в соответствующих \mathbf{k} -точках.

$\ln |E - E_c|$. По-видимому, именно эти особенности формируют гигантский пик $N(E)$ в δ -Pu. Аналогичные «гигантские» особенности Ван Хова были обнаружены нами в Sr и Ca [15].

Расчет электронного вклада в C_{ik} проведен для $T=0$. Однако можно показать [17], что температурно-зависящая часть $C_{ik}(T)$ имеет особенности, более сильные (по параметру $E_c - E_F$, где E_c — особая точка электронного спектра), чем в $C_{ik}(T=0)$.

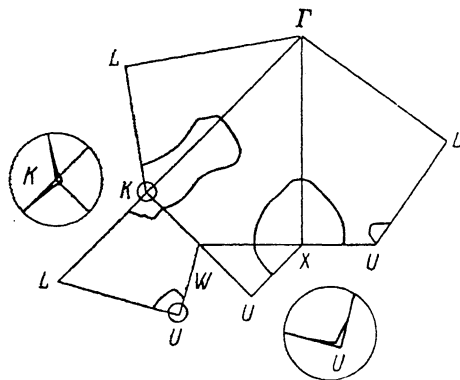


Рис. 5. Сечение поверхностью Ферми неприводимой части зоны Бриллюэна для δ -Pu.

Обращает на себя внимание окрестность точек U и K (даны в увеличенном масштабе), в которых поверхность Ферми почти точно вписывается в зону Бриллюэна.

4. О возможной природе аномального теплового расширения в δ - и η -фазах

Коэффициенты теплового расширения $\alpha_i = \partial u_i / \partial T$ некубического металла (u_i — различные деформации) могут быть представлены в виде

$$\alpha_i = \sum_j (C^{-1})_{ij} \partial S / \partial u_i,$$

где C_{ij} — модуль упругости, $(C^{-1})_{ij}$ — элементы обратной матрицы, S — энтропия [16]. В частности, для одноосного металла

$$\begin{aligned}\alpha_{\parallel} &= (1/3BB_{22}) [(B_{22} - 2B_{12}) \partial S/\partial u_1 + (2B_{11} - B_{12}) \partial S/\partial u_2], \\ \alpha_{\perp} &= (1/3BB_{22}) [(B_{22} - 2B_{12}) \partial S/\partial u_1 - (2B_{11} + B_{12}) \partial S/\partial u_2], \\ \beta &= (1/BB_{22}) [(B_{22}) \partial S/\partial u_1 - B_{12} \partial S/\partial u_2],\end{aligned}$$

где мы ввели объемные и тетрагональные деформации u_1 и u_2 , $du_1 = d \ln \Omega$, $du_2 = d \ln (c/a)$; соответствующие модули упругости обозначены через B_{ij} ; $B = B_{11} - B_{12}^2/B_{22}$ — модуль сжатия; α_{\parallel} , α_{\perp} — коэффициенты теплового расширения вдоль оси c и в перпендикулярном направлении; $\beta = \alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}$ — суммарный коэффициент теплового расширения. В зависимости от соотношений между коэффициентами перед $\partial S/\partial u_1$ и $\partial S/\partial u_2$ α_{\parallel} и α_{\perp} могут иметь разные знаки. В δ -Pu согласно [1], $\alpha_{\parallel} = -10^{-3}$, $\alpha_{\perp} = 4 \cdot 10^{-4}$, $\beta = -6 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Так как для всех известных кристаллов $2B_{11} - B_{12} > 0$, $B_{11} + B_{12} > 0$, то в выражении (2) знак от вкладов от $\partial S/\partial u_2$ в α_{\parallel} и α_{\perp} всегда положительны. Чтобы объяснить большие отрицательные значения α_{\parallel} и большие положительные значения α_{\perp} в γ -фазе Pu, необходимо показать, что $|\partial S/\partial u_2| \gg |\partial S/\partial u_1|$ и при этом $\partial S/\partial u_2 < 0$. На основе обычного зонного расчета можно найти электронные вклады в $\partial S/\partial u_i$,

$$S = (\pi^2/3) N(E_f) T, \quad \partial S/\partial u_i = S \gamma_{ei}, \quad \gamma_{ei} = \partial \ln N(E_f)/\partial u_i.$$

Логарифмические производные от $N(E_f)$ по u_1 и u_2 в γ -фазе, согласно расчету (табл. 1, 2), равны $\partial \ln N(E_f)/\partial \ln u_2 = -7.7$, $\partial \ln N(E_f)/\partial \ln u_1 = 0.02$; поэтому при низких температурах в γ -Pu мы имели бы $\alpha_{\parallel} < 0$, $\alpha_{\perp} > 0$. Хотя именно таково экспериментальное соотношение α_i в γ -Pu, на наш взгляд, проведенный расчет не имеет прямого отношения к высокотемпературному тепловому расширению, которое определяется не электронными, а фононными параметрами Грюнайзена

$$\gamma_{pi} \approx \sum (-\partial \ln \omega_i(T)/\partial u_i),$$

где $\omega_i(\mathbf{q})$ — фононная частота, $T \gg \Theta_D$ (Θ_D — температура Дебая). Однако характер особенностей в γ_{ei} и γ_{pi} может быть одинаковым. Так, если E_f приближается при температурном расширении ($u_2 > 0$) к узкому пику плотности состояний $N(E)$ ($\Delta = E - E \rightarrow 0$), то $\gamma > 0$. При этом [16, 17] фононная частота приобретает добавку $\delta \omega_i(\mathbf{q}) \approx \ln \Delta$ и $\gamma_{pi} \approx -\partial \Delta/\partial u_2/\Delta > 0$ и, таким образом, знаки сингулярных по Δ вкладов в низкотемпературные и высокотемпературные коэффициенты теплового расширения совпадают. Это и оправдывает использование результатов зонных расчетов электронных параметров Грюнайзена для анализа теплового расширения при высоких температурах.

К сожалению, такие простые соображения не позволяют объяснить знаки коэффициента β в ГЦК (δ) и ОЦК (ϵ) фазах: для δ -Pu из табл. 2 видно, что $\gamma_e = \partial \ln N(E_f)/\partial \ln \Omega > 0$ (в то время как экспериментально $\beta < 0$), а для ϵ -фазы Pu $\gamma_e < 0$ (в то время как экспериментально $\beta > 0$). Что касается ϵ -фазы, то она существует в относительно узком температурном интервале вблизи температуры плавления, где заведомо велики ангармонические и, возможно, вакансионные вклады в β , так что здесь трудно было рассчитывать даже на качественное совпадение с экспериментом.

Качественное несоответствие результатов спин-ограниченного расчета для δ -Pu с экспериментом ($\beta < 0$), по-видимому, связано с учетом магнетизма δ -Pu. Согласно приведенным выше результатам (раздел 2) δ -Pu близок к критерию исчезновения магнитного момента и в этом смысле является аналогом γ -Fe [18]. Не исключено поэтому, что отрицательное тепловое расширение δ -Pu имеет ту же природу, что и инвариные аномалии в сплавах Fe—Ni [19], т. е. связано с сильной чувствительностью величины магнитного момента к температуре и изменению объема.

В заключение сделаем замечание о возможной причине низкой температуры плавления T_m Pu. Как обсуждалось в [20], T_m понижается в силу

роста амплитуды тепловых колебаний атомов при попадании E_f на узкий пик $N(E)$. Из рис. 2 видно, что в ϵ -фазе Pu E_f действительно лежит на таком пике.

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что целый ряд аномальных свойств Pu (резко анизотропное тепловое расширение в γ -фазе, стабилизация промежуточной γ -фазы при δ - ϵ переходе и др.) обусловлен особенностями электронного спектра Pu . При рассмотрении аномальных свойств δ -фазы (отрицательный коэффициент теплового расширения, большой скачок объема при α - δ переходе), по-видимому, существен учет магнетизма δ -фазы.

Список литературы

- [1] Plutonium Handbook. A guide to the technology. V. 2 / Ed. O. K. Wiok. N. Y., 1967.
- [2] Fournier J. M., Troc R. // Handbook on the Physics and Chemistry of Actinides / Ed. A. J. Freeman and G. H. Lander. Chapt. 2. 1985. V. 2. P. 29—173.
- [3] Brooks M. S. S., Johansson B., Skriver H. L. // Ibid. 1984. V. 1. P. 153—269.
- [4] Weinberger, A. M. Boring, J. L. Smith. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 4. P. 1964—1971.
- [5] Brooks M. S. S., Johansson B., Eriksson O., Skriver H. L. // Physica B+C. 1986. V. 144. N 1. P. 1—13.
- [6] Eriksson O., Brooks M. S. S., Johansson B. // J. de Physique. 1988. Coll. 8. Suppl. N 12. V. 49. P. 695—696.
- [7] Podlousky R., Glotzel D. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 6. P. 3390—3399.
- [8] Камышенко В. В., Кацнельсон М. И., Лихтенштейн А. И., Трефилов А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 12. С. 3581—3585.
- [9] Каразия Д. И. // УФН. 1981. Т. 135. № 1. С. 79—115.
- [10] Johansson B. // Phil. Mag. 1974. V. 30. N 3. P. 469—480.
- [11] Соловьев И. В., Шик А. Б., Антропов В. П., Лихтенштейн А. И., Губанов В. А., Андерсен О. К. // ФТТ. 1989. Т. 31. N 8. С. 13—20.
- [12] Хачатурян Г. Н. // Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М., 1974. 384 с.
- [13] Кацнельсон М. И., Трефилов А. В. // УФН. 1988. Т. 154. № 3. С. 523—525; Антропов В. П., Вакс В. Г., Кацнельсон М. И., Корешков В. Г., Лихтенштейн А. И., Трефилов А. В. // УФН. 1988. Т. 154. № 3. С. 525—528.
- [14] Ohta Y., Shimizu H. // J. Phys. F. 1983. V. 13. N 4. P. 761—777.
- [15] Кацнельсон М. И., Песчанских Г. В., Трефилов А. В. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 345—354.
- [16] Antropov V. P., Katsnelson M. I., Koreshkov V. G., Liechtenstein A. I., Trefilov A. V., Vaks V. G. // Phys. Lett. 1988. V. 130A. N 2. P. 155—160.
- [17] Katsnelson M. I., Trefilov A. V. // Physica B. 1990. V. 12. N 1. P. 45—67.
- [18] Kubler J. // Phys. Lett. A. 1981. V. 81. N 1. P. 81—84.
- [19] Седов В. Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М., 1987. 286 с.
- [20] Кацнельсон М. И., Трефилов А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 43. № 10. С. 393—396.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
24 апреля 1990 г.