

УДК 538.945

ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ЭКРАНИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ БИНАРНЫХ СПЛАВОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

А.М. ВОРА

Пармешвари 165, Бхудж-Катч, Гуджарат, Индия

(Поступила в редакцию 25 марта 2008 г.)

С помощью модельного потенциала исследованы зависящие от экранирования параметры сверхпроводящего состояния бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов, а именно, константа электрон-фононной связи λ , кулоновский псевдопотенциал μ' , температура перехода T_C , показатель изотопического эффекта α и эффективное взаимодействие MbV . Обнаружено существенное влияние различных обменных и корреляционных функций на величины λ и μ' . Полученные результаты качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

1. Введение

В последние годы сверхпроводимость продолжает оставаться динамически развивающейся областью физики твердого тела; продолжают осваиваться новые материалы и растет спрос на новые приборы для тонких технических применений. Многие металлы и аморфные сплавы являются сверхпроводниками с критической температурой T_C в интервале 1–18 К. Даже у некоторых сильно легированных полупроводников были обнаружены сверхпроводящие свойства [1-13]. Многими авторами [1-13] для вычисления параметров сверхпроводящего состояния (ПСС) металлических комплексов успешно использовалась теория псевдопотенциала. Ряд авторов использовали известную модель псевдопотенциала для расчетов ПСС металлических комплексов. В последнее время, с помощью формализма однопараметрического модельного потенциала [3-11], нами изучались ПСС некоторых металлов, бинарных сплавов индия, щелочных металлов, медно-циркониевых металлических стекол, сплавов переходных $5d$ -металлов и ряда других металлических стекол. Изучение ПСС бинарных сплавов на основе сверхпроводников может значительно способствовать определению их применений; исследование зависимости температуры перехода T_C от состава металлических элементов полезно для разработки новых высокотемпературных сверхпроводников. При применении псевдопотенциалов к бинарным сплавам предполагается наличие псевдоионов с усредненными свойствами, которые заменяют три типа ионов в бинарных системах, и газа свободных электронов, находящегося между ними. Взаимодействие электрона с псевдо-ионом учитывается псевдопотенциалом, а взаимодействие между электронами включается в функцию

диэлектрического экранирования. Для правильного предсказания сверхпроводящих свойств сплавов очень существенен подходящий выбор псевдопотенциала и экранирующей функции [3-11].

Для изучения ПСС бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов, а именно, константы электрон-фононной связи λ , кулоновского псевдопотенциала μ , температуры перехода T_c , показателя изотопического эффекта α и эффективного взаимодействия N_0V , мы используем в данной работе известный модельный потенциал пустого ядра (ПЯ) Ашкрофта [14]. Для выяснения влияния различных обменных и корреляционных функций на вышеотмеченные свойства мы использовали пять различных видов локально-полевых поправочных функций, предложенных Хартри (Х) [15], Тейлором (Т) [16], Ичимару-Уцуми (ИУ) [17], Фаридом и др. (Ф) [18] и Саркарсом и др. (С) [19]. При исследованиях ПСС бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов мы впервые используем более эффективные, недавно развитые локально-полевые поправочные функции, т.е. функции ИУ, Ф и С. Здесь мы используем однопараметрический локальный модельный потенциал ПЯ Ашкрофта для описания электрон-ионных взаимодействий. Форм-фактор $W(q)$ модельного потенциала ПЯ определяется в пространстве волновых чисел (в ат. ед.) как [14]

$$W(q) = \frac{-8\pi Z}{\Omega_0 q 2\varepsilon(q)} \cos(qr_c), \quad (1)$$

где через Z , Ω_0 , $\varepsilon(q)$ и r_c обозначены соответственно валентность, атомный объем, диэлектрическая функция Хартри и параметр модельного потенциала для бинарных сплавов на основе $3d$ -переходных металлов.

2. Техника вычислений

Константа электрон-фононной связи λ вычисляется в настоящей работе из соотношения [3-11]

$$\lambda = \frac{m_b \Omega_0}{4\pi^2 k_F M \langle \omega^2 \rangle} \int_0^{2k_F} q^3 |W(q)|^2 dq. \quad (2)$$

Здесь m_b – зонная масса, M – ионная масса, k_F есть фермиевский волновой вектор и $W(q)$ – экранированный псевдопотенциал. Эффективный средний квадрат фононной частоты $\langle \omega^2 \rangle$ вычисляется с помощью соотношения Батлера [20] $\langle \omega^2 \rangle^{1/2} = 0.69\theta_n$, где θ_n – дебаевская температура бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов.

Вводя обозначение $X = q/2k_F$ и учитывая, что $\Omega_0 = 3\pi^2 Z / (k_F)^3$ получим уравнение (2) в следующем виде:

$$\lambda = \frac{12m_b Z}{M \langle \omega^2 \rangle} \int_0^1 X^3 |W(X)|^2 dX, \quad (3)$$

где $W(X)$ экранированный псевдопотенциал ПЯ [13] бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов.

Кулоновский псевдопотенциал μ^* дается выражением [3-11]

$$\mu^* = \frac{\frac{m_b}{\pi k_F} \int_0^1 \frac{dX}{\varepsilon(X)}}{1 + \frac{m_b}{\pi k_F} \ln\left(\frac{E_F}{10\theta_D}\right) \int_0^1 \frac{dX}{\varepsilon(X)}}. \quad (4)$$

Здесь E_F – энергия Ферми, $\varepsilon(X)$ – модифицированная диэлектрическая функция Хартри, которая записывается в виде [15]

$$\varepsilon(X) = 1 + (\varepsilon_H(X) - 1)(1 - f(X)), \quad (5)$$

где $\varepsilon_H(X)$ – статическая диэлектрическая функция Хартри [15], а $f(X)$ – локально-полевая поправочная функция. В настоящем исследовании для выяснения влияния обменных и корреляционных эффектов используются локаль-но-полевые поправочные функции (X) [15], (T) [16], (ИУ) [17], (Ф) [18] и (С) [19].

После вычисления λ и μ^* , точка перехода T_C и показатель изотопического эффекта исследуются по формулам Макмиллана [3-11]

$$T_C = \frac{\theta_D}{1.45} \exp\left[\frac{-1.04(1+\lambda)}{\lambda\mu^*(1+0.62\lambda)}\right], \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\mu^* \ln \frac{\theta_D}{1.45T_C} \right)^2 \frac{1+0.62\lambda}{1.04(1+\lambda)} \right]. \quad (7)$$

Эффективное взаимодействие N_0V изучается по формуле [3-11]

$$N_0V = \frac{\lambda - \mu^*}{1 + \frac{10}{11}\lambda}. \quad (8)$$

3. Результаты и обсуждение

Исходные параметры и константы, использованные в наших вычислениях, приведены в таблице 1. В таблицу 2 сведены вычисленные значения ПСС, а именно, константа электрон-фононной связи λ , кулоновский псевдопотенциал μ^* , температура перехода T_C , показатель изотопического эффекта α и эффективное взаимодействие N_0V , для бинарных сплавов 3d-переходных металлов при различных концентрациях; приведены также имеющиеся экспериментальные результаты [21-23].

Табл.1. Исходные параметры и другие константы.

Сплавы	Z	r_C , а.у.	Ω_0 , (а.у.) ³	k_F , а.у.	M , а.м.у.	θ_D , К	$\langle \omega^2 \rangle^2$ (а.у.) ² x 10 ⁰⁶
Ti _{0.80} V _{0.20}	4.20	0.7116	113.11	1.0321	48.51	403.60	3.13218
Ti _{0.70} V _{0.30}	4.30	0.6880	110.68	1.0478	48.81	395.40	3.00620
Ti _{0.50} V _{0.50}	4.50	0.7135	105.83	1.0798	49.42	379.00	2.76199
Ti _{0.25} V _{0.75}	4.75	0.7692	99.77	1.1213	50.18	358.50	2.47128
Ti _{0.15} V _{0.85}	4.85	0.7987	97.34	1.1384	50.48	350.30	2.35952
V _{0.90} Cr _{0.10}	5.10	0.6402	92.43	1.1778	51.05	370.00	2.63237
V _{0.90} Cr _{0.10}	5.20	0.6386	91.16	1.1909	51.15	400.00	3.07655
V _{0.90} Cr _{0.10}	5.25	0.6270	90.53	1.1975	51.2	425.00	3.47314
V _{0.80} Cr _{0.20}	5.40	0.6584	88.62	1.2174	51.36	450.00	3.89376
V _{0.75} Cr _{0.25}	5.50	0.6790	87.35	1.2308	51.47	470.00	4.24756
V _{0.60} Cr _{0.40}	5.60	0.6628	86.08	1.2442	51.57	513.20	5.06428
V _{0.50} Cr _{0.50}	5.80	0.7170	83.54	1.2715	51.78	571.60	6.28244
V _{0.40} Cr _{0.60}	5.90	0.6913	82.27	1.2853	51.89	600.80	6.94071
V _{0.20} Cr _{0.80}	5.95	0.6813	81.70	1.2919	51.93	613.94	7.24763
V _{0.10} Cr _{0.90}	4.20	0.7116	113.11	1.0321	48.51	403.60	3.13218
V _{0.055} Cr _{0.945}	4.30	0.6880	110.68	1.0478	48.81	395.40	3.00620

Табл.2. Параметры сверхпроводящего состояния сплавов 3d-переходных металлов.

Сплавы	ПСС	Настоящие результаты					Эксперимент	Процентное влияние (%) [*]	Отклонение (%) ^{**}
		χ	T	ИУ	Φ	C			
Ti _{0.80} V _{0.20}	λ	0.53	0.71	0.74	0.74	0.63	0.54 [21]	18.55–39.95	1.69–37.59
	μ^*	0.13	0.14	0.14	0.14	0.13	–	7.64–8.84	–
	T_C (К)	3.50	8.82	9.83	9.90	6.33	3.5 [21]	–	0.14–182.74
	α	0.37	0.41	0.42	0.42	0.40	–	–	–
	N_0V	0.27	0.35	0.36	0.36	0.32	–	–	–
Ti _{0.70} V _{0.30}	λ	0.61	0.82	0.86	0.86	0.73	0.62 [21]	18.07–39.82	0.94–38.52
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.14	0.13	–	7.56–8.69	–
	T_C (К)	6.14	12.79	13.96	14.04	9.71	6.14 [21]	–	0.03–128.68
	α	0.41	0.43	0.44	0.44	0.43	–	–	–
	N_0V	0.31	0.39	0.41	0.41	0.36	–	–	–
Ti _{0.50} V _{0.50}	λ	0.65	0.86	0.89	0.89	0.76	0.65 [21]	17.24–37.11	–
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.13	–	7.31–8.46	–
	T_C (К)	7.31	13.78	14.86	14.91	10.90	7.30 [21]	–	0.08–104.28
	α	0.42	0.44	0.44	0.44	0.44	–	–	–
	N_0V	0.33	0.41	0.42	0.42	0.38	–	–	–
Ti _{0.25} V _{0.75}	λ	0.65	0.84	0.86	0.87	0.76	0.65 [21]	16.12–32.79	0.12–37.28
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.12	–	7.08–8.18	–
	T_C (К)	7.16	12.69	13.54	13.56	10.39	7.16 [21]	–	0.05–89.33
	α	0.43	0.44	0.45	0.45	0.44	–	–	–
	N_0V	0.33	0.40	0.41	0.41	0.38	–	–	–

$Ti_{0.15}V_{0.85}$	λ	0.65	0.82	0.85	0.85	0.75	0.65 [21]	15.46–13.99	0.23–33.09
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.12	–	6.90–8.01	–
	T_C (K)	7.02	12.15	12.89	12.91	10.05	7.02 [21]	–	0.06–83.93
	α	0.43	0.44	0.45	0.45	0.44	–	–	–
	N_0V	0.33	0.40	0.41	0.41	0.37	–	–	–
$V_{0.90}Cr_{0.10}$	λ	0.51	0.66	0.69	0.69	0.59	0.53 [21], 0.28 [22]	14.60–34.75	0.08–30.89
	μ^*	0.12	0.12	0.13	0.13	0.12	0.20 [22]	6.80–7.84	–
	T_C (K)	3.21	7.41	8.18	8.22	5.21	3.21 [21], 3.21 [22], 2.6 [23], 2.5 [23]	–	0.07–156.07
	α	0.39	0.42	0.42	0.42	0.41	–	–	–
	N_0V	0.27	0.34	0.35	0.35	0.30	–	–	–
$V_{0.80}Cr_{0.20}$	λ	0.45	0.58	0.61	0.61	0.52	0.48 [21], 0.26 [22]	14.29–34.19	3.30–30.30
	μ^*	0.12	0.12	0.13	0.13	0.12	0.19 [22]	6.78–7.81	–
	T_C (K)	1.90	5.21	5.85	5.89	3.40	1.90 [21], 1.90 [22]	–	0.03–209.87
	α	0.36	0.40	0.40	0.40	0.38	–	–	–
	N_0V	0.24	0.30	0.31	0.31	0.27	–	–	–
$V_{0.75}Cr_{0.25}$	λ	0.42	0.55	0.57	0.57	0.48	0.45 [21], 0.32 [22]	14.06–34.29	5.69–26.56
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.12	0.19[22]	6.84–7.86	–
	T_C (K)	1.36	4.23	4.81	4.85	2.60	1.36 [21], 1.36 [22]	–	0.07–256.60
	α	0.33	0.38	0.39	0.39	0.36	–	–	–
	N_0V	0.22	0.28	0.29	0.29	0.25	–	–	–
$V_{0.60}Cr_{0.40}$	λ	0.35	0.45	0.46	0.46	0.40	0.38 [21], 0.38 [22]	13.83–32.35	7.68–22.18
	μ^*	0.12	0.12	0.13	0.13	0.12	0.19 [22]	6.86–7.88	–
	T_C (K)	0.37	1.69	2.00	2.01	0.91	0.37 [21], 0.37 [22]	–	0.03–443.27
	α	0.23	0.32	0.33	0.33	0.29	–	–	–
	N_0V	0.18	0.23	0.24	0.24	0.20	–	–	–
$V_{0.50}Cr_{0.50}$	λ	0.31	0.39	0.40	0.40	0.35	0.33 [21], 0.43 [22]	13.61–31.03	6.94–21.94
	μ^*	0.12	0.12	0.13	0.13	0.12	0.18 [22]	6.77–7.80	–
	T_C (K)	0.10	0.69	0.84	0.85	0.32	0.10 [21]	–	0.30–747.40
	α	0.11	0.25	0.26	0.26	0.20	–	–	–
	N_0V	0.15	0.20	0.20	0.20	0.17	–	–	–
$V_{0.40}Cr_{0.60}$	λ	0.28	0.36	0.37	0.37	0.32	0.28 [21], 0.46 [22]	13.25–31.06	0.04–31.11
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.12	0.18 [22]	6.74–7.85	–
	T_C (K)	0.03	0.33	0.43	0.43	0.13	<0.025 [21], <0.015 [22]	–	–
	α	-0.03	0.17	0.19	0.19	0.10	–	–	–
	N_0V	0.13	0.17	0.18	0.18	0.15	–	–	–
$V_{0.20}Cr_{0.80}$	λ	0.20	0.25	0.26	0.26	0.23	0.20 [21], 0.56 [22]	12.59–28.14	0.05–28.20
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.12	0.18 [22]	6.82–7.84	–
	T_C (K)	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	<0.015 [22]	–	–
	α	-1.58	-0.57	-0.50	-0.50	-0.85	–	–	–
	N_0V	0.07	0.10	0.11	0.11	0.09	–	–	–
$V_{0.10}Cr_{0.90}$	λ	0.20	0.25	0.26	0.26	0.22	0.20 [21], 0.63 [22]	12.45–28.50	0.00–28.50
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.12	0.18 [22]	6.73–7.84	–
	T_C (K)	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	<0.015 [22]	–	–

	α	-1.58	-0.57	-0.49	-0.49	-0.86	–	–	–
	N_0V	0.07	0.10	0.11	0.11	0.09	–	–	–
$V_{0.055Cr_{0.945}}$	λ	0.20	0.25	0.26	0.26	0.22	0.20 [21], 0.88 [22]	12.30–28.55	0.00–28.55
	μ^*	0.12	0.13	0.13	0.13	0.12	–	6.73–7.76	–
	T_C (K)	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	<0.015 [22]	–	–
	α	-1.58	-0.57	-0.49	-0.49	-0.86	–	–	–
	N_0V	0.07	0.10	0.11	0.11	0.09	–	–	–

*
П
Р
О
Ц

ентильное влияние различных локально-полевых поправочных функций по отношению к статической экранирующей функции Хартри.

*Отклонение от экспериментальных данных.

Вычисленные значения константы электрон-фононной связи - для бинарных сплавов 3d-переходных металлов с использованием пяти различных локально-полевых поправочных функций и модельного потенциала ПЯ приведены в табл.2 вместе с экспериментальными данными [21,22]. Как видим, X-экранирование дает наименьшее значение λ , в то время как значения, полученные с Φ -функцией, наибольшие. Из табл.2 видно также, что λ постепенно убывает от 0.8651 до 0.5309 при увеличении концентрации ванадия от 0.20 до 0.75, а при увеличении концентрации хрома от 0.20 до 0.945 λ все еще уменьшается. Рост или убывание μ с концентрацией хрома или ванадия указывает на постепенный переход от слабой к умеренной связи при взаимодействии электронов и фононов, что может быть отнесено на счет увеличения гибридизации sp-d электронов ванадия и хрома при увеличении концентрации (x). Это может быть также обусловлено увеличением роли ионных колебаний в области, обогащенной 3d-переходными металлами. Эти результаты находятся в качественном согласии с имеющимися экспериментальными данными [21,22]. В табл.2 дано также процентильное влияние на λ различных локально-полевых поправочных функций по отношению к функции X-экранирования и процентное отклонение от экспериментальных данных [21,22].

Далее в таблице 2 представлены вычисленные величины кулоновского псевдопотенциала μ^* , ответственного за кулоновское взаимодействие между электронами проводимости, полученные с различными локально-полевыми поправочными функциями. Видно, что в бинарных сплавах 3d-переходных металлов значения μ^* лежат в интервале между 0.11 и 0.14, что согласуется с работой Макмиллана [21], где получено $\mu^* \approx 0.13$. Такие значения μ^* свидетельствуют о слабом экранирующем воздействии. В этом случае также наименьшие значения μ^* получаются с экранирующей X-функцией, а наибольшие – с Φ -функцией. В литературе отсутствуют данные по μ^* . Сравнение величины μ^* с теоретическими или экспериментальными данными не приводятся, поскольку такие данные в литературе практически отсутствуют. Для этой величины приведены также процентильные влияния по отношению к экранирующей X-функции. Результаты наших вычислений величины μ^* качественно согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными [22].

Табл.2 содержит также расчетные значения температуры перехода T_c для бинарных сплавов 3d-переходных металлов с различными локально-полевыми поправочными функциями и экспериментальными результатами [21-23]. Можно отметить, что экранирующая X-функция дает наинизшую, а Φ -функция – наивысшую температуру

перехода. Наши результаты с X-функцией хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными из работ [21-23]. В табл.2 приведены также процентные отклонения от данных [21-23].

Показатель изотопического эффекта α для бинарных сплавов 3d-переходных металлов, вычисленный нами, приведен в табл.2. Расчетные значения α проявляют слабую зависимость от диэлектрического экранирования, при этом наименьшее значение получается для X-функции, а наибольшее – для Φ -функции. Поскольку в литературе пока нет экспериментальных значений α , вычисленные нами значения могут использоваться для исследования ионных колебаний в сверхпроводящих сплавах. Они могут происходить из-за магнитных взаимодействий атомов в таких металлокомплексах. Константа электрон-фононной связи λ зависит от $D(E_F)$ – полной плотности состояний с энергией Ферми. Фотоэмиссионные измерения в бинарных металлических стеклах показывают, что d-полоса расщепляется на две компоненты: одна из них пересекает уровень Ферми и возникает от A-элемента сплава, а другая, от B-элемента, находится ниже уровня Ферми. Относительные интенсивности этих двух компонент сильно меняются с концентрацией. Такое расщепление полосы – хорошо известное явление в концентрированных сплавах, в которых ядерные заряды компонент либо их обменные поля существенно отличаются. В этом случае каждая компонента сплава имеет свою d-полосу, минимально перекрывающуюся с 3d-полосой других компонент. Важно, что B-элемент сплава дает основной вклад в плотность состояний с энергией Ферми [24]. Поэтому с ростом концентрации B-элемента сплава магнитные взаимодействия атомов металлокомплекса усиливаются. Это может быть причиной отрицательных значений α в наших расчетах. Кроме того, взаимодействие электронов с решеткой рассмотрено в нашем случае не полностью, что также может обусловить отрицательность α . Поскольку локально-полевая поправочная X-функция дает наилучший результат для λ и T_c , то можно считать, что значения α , полученные с таким экранированием, наилучшим образом учитывают роль ионных колебаний в сверхпроводящем поведении рассматриваемых систем. Отрицательные значения α получаются в сплавах $V_{0.20}Cr_{0.80}$, $V_{0.10}Cr_{0.90}$, и $V_{0.055}Cr_{0.945}$, что свидетельствует о том, что электрон-фононная связь в этих металлокомплексах не объясняет полностью все особенности сверхпроводящего поведения этих систем. Других теоретических или экспериментальных данных для α , для проведения дополнительных сравнений, в литературе не имеется.

Значения эффективного взаимодействия N_0V приведены в таблице 2 с различными локально-полевыми поправочными функциями. Полученная величина N_0V показывает, что исследуемые бинарные сплавы 3d-переходных металлов относятся к сверхпроводникам со слабой связью. Эта величина также проявляет слабую зависимость от диэлектрического экранирования и имеет наименьшее значение с экранирующей X-функцией и наибольшее – с Φ -функцией. В литературе отсутствуют теоретические либо экспериментальные данные по N_0V , поэтому в таблице нет соответствующих сравнений.

Из табл.2 видно, что из пяти функций экранирования X-функция (статическая, без обмена и корреляций) [15] дает наименьшие значения ПСС, а Φ -функция [18] – наибольшие. Наши результаты с локально-полевыми поправочными T-, IU- и C-функциями находятся

между вышеотмеченными значениями. ИУ-, Φ - и С-функции могут давать разумные результаты для ПСС бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов, также как и более часто используемые Х- и Т-функции. Эффект от локально-полевых поправочных функций играет важную роль в вычислениях μ , что резко меняет T_c , α и N_0V . Таким образом, мы доказали возможность использования этих более перспективных локально-полевых поправочных функций. Вычисленные величины α и N_0V не дают каких-либо аномальных значений для бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов.

Подчеркнем, наконец, важность привлечения точной формы псевдо-потенциала. Надо признать, что хотя эффект от псевдопотенциала велик также в сверхпроводниках с сильной связью, он играет решающую роль в сверхпроводниках со слабой связью, т.е. в тех веществах, которые принадлежат к границе раздела между сверхпроводящей и несверхпроводящей областями. Другими словами, малые изменения величины электрон-ионного взаимодействия могут приводить к резким изменениям сверхпроводящих свойств рассматриваемого материала. В связи с этим важность точной формы псевдопотенциала представляется очевидной.

4. Заключение

Сравнение результатов наших вычислений с имеющимися экспериментальными данными является весьма обнадеживающим в случае бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов, что подтверждает применимость модельного потенциала. Какие-либо специальные рекомендации затруднены, т.к. отсутствуют экспериментальные измерения по ПСС большей части бинарных сплавов $3d$ -переходных металлов. Однако, сравнение с другими теоретическими данными подтверждает наши вычисления ПСС. В настоящее время нами проводятся подобные исследования других бинарных сплавов и металлических стекол.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.V. Narlikar, S.N. Ekbote.** Superconductivity and Superconducting Materials. New Delhi–Madras, South Asian Publishers, 1983.
2. **P.B. Allen.** Handbook of Superconductivity, ed. C.P. Poole, Jr. New York, Academic Press, 1999, p.478.
3. **A.M. Vora, M.H. Patel, S.R. Mishra, P.N. Gajjar, A.R. Jani.** Solid State Phys., **44**, 345 (2001).
4. **P.N. Gajjar, A.M. Vora, A.R. Jani.** Mod. Phys. Lett. B, **18**, 573 (2004).
5. **A.M. Vora.** Physica C, **450**, 135 (2006); Physica C, **458**, 21 (2007); Physica C, **458**, 43 (2007).
6. **A.M. Vora.** J. Supercond. Novel Magn., **20**, 355 (2007); J. Supercond. Novel Magn., **20**, 373 (2007); J. Supercond. Novel Magn., **20**, 387 (2007); Phys. Scr., **76**, 204 (2007).
7. **A.M. Vora.** Comp. Mater. Sci., **40**, 492 (2007); Chinese Phys. Lett., **24**, 2624 (2007); J. Optoelec. Adv. Mater., **9**, 2498 (2007); Front. Phys. China, **2**, 430 (2007).
8. **A.M. Vora, M.H. Patel, P.N. Gajjar, A.R. Jani.** Pramana-J. Phys., **58**, 849 (2002).
9. **P.N. Gajjar, A.M. Vora, M.H. Patel, A.R. Jani.** Int. J. Mod. Phys., **B17**, 6001 (2003).
10. **P.N. Gajjar, A.M. Vora, A.R. Jani.** Indian J. Phys., **78**, 775 (2004).
11. **A.M. Vora.** J. Tech. Phys., **48**, 3 (2007); J. Contemp. Phys. (Armenian Acad. Sci.), **43**, 42 (2008).
12. **V.Singh, H.Khan, K.S. Sharma.** Indian J. Pure & Appl. Phys., **32**, 915 (1994).
13. **R.C. Dynes.** Phys. Rev. B, **2**, 644 (1970).
14. **N.W. Ashcroft.** Phys. Lett., **23**, 48 (1966).
15. **W.A. Harrison.** Elementary Electronic Structure. Singapore, World Scientific, 1999.

16. **R. Taylor**. J. Phys. F: Met. Phys., **8**, 1699 (1978).
17. **S. Ichimaru, K. Utsumi**. Phys. Rev. B, **24**, 7386 (1981).
18. **B. Farid, V. Heine, G. Engel, I.J. Robertson**. Phys. Rev. B, **48**, 11602 (1993).
19. **A.Sarkar, D.Sen, H.Haldar, D.Roy**. Mod. Phys. Lett. B, **12**, 639 (1998).
20. **W.H. Butler**. Phys. Rev. B, **15**, 5267 (1977).
21. **W.L. McMillan**. Phys. Rev., **167**, 331 (1968).
22. **K. Anders, E. Bucher, J.P. Maita, R.C. Sherwood**. Phys. Rev., **178**, 702 (1969).
23. **F. Brouers, J. Van der Rest, H.R. Khan**. J. Phys. F: Met. Phys., **14**, 2625 (1984).
24. **R. Hasegawa**. Glassy Metals: Magnetic, Chemical and Structural Properties. Florida, CRC Press, 1980.

SCREENING-DEPENDENT SUPERCONDUCTING STATE PARAMETERS OF TRANSITION METALS BASED BINARY ALLOYS

A.M. VORA

Study of the screening-dependent superconducting state parameters viz. electron-phonon coupling strength λ , Coulomb pseudopotential μ^* , transition temperature T_C , isotope effect exponent α and effective interaction strength N_0V of 3d-transition metals-based binary alloys is made extensively using a model potential. A considerable influence of different exchange and correlation functions on λ and μ^* is found. The obtained results are in qualitative agreement with the available experimental data wherever exist.