

非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 和声子谱参量

曹 效 文

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥)

1985 年 1 月 29 日收到

提 要

提出了能够很好地描述非过渡金属无序和非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 与声子谱参量之间关系的一个公式:

$$2\Delta_0/(k_B T_c) = 4.95 \left[1 - \frac{T_0 \langle \omega \rangle^{\frac{1}{2}}}{A} \left(\frac{1}{\lambda \omega_0} + \frac{1}{20 \lambda \langle \omega \rangle} + \frac{1}{20 \langle \omega \rangle} \right) \right].$$

计算了大量已知声子谱的非晶和无序超导体的能隙 $2\Delta_0$ 对 T_c 的比, 结果表明在百分之几的范围内与实验值符合。指出了非过渡金属和合金的非晶态超导体, 既可以是一个 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 值远大于 BCS 理论值 (3.53) 的强耦合超导体, 也可以是一个 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 值比 BCS 理论值还要小得多的弱耦合超导体。

一、引 言

$2\Delta_0/(k_B T_c)$ 是超导体的电-声子耦合强度的一个量度。按照 BCS 理论, 它是一个常数, 即

$$2\Delta_0/(k_B T_c) = 3.53. \quad (1)$$

Гейликман 和 Кресин^[1] 考虑了 Pb 和 Hg 超导体对 BCS 理论值的强烈偏离, 提出了一个修正公式:

$$2\Delta_0/(k_B T_c) = 3.53 [1 + 5.3(k_B T_c/Q)^2 \ln(Q/(k_B T_c))]. \quad (2)$$

式中 Q 是声子频率, 但是它是一种什么声子频率是不清楚的。Mitrovic 等人^[2]认为用

$$\langle \omega \rangle = \frac{2}{\lambda} \int \alpha^2 F(\omega) d\omega$$

或 $\omega_{\log} = \frac{2}{\lambda} \int \alpha^2 F(\omega) \omega^{-1} (\ln \omega) d\omega$ 代替 (2) 式中的 Q 是一个较好的选择。Kihlstrom 等人^[3]所完成的高 T_c 超导体 Nb_3Ge 的隧道实验表明, 用 $\langle \omega \rangle$ 比用 $\omega_{\log}$ 与实验结果符合得更好一些。

Fedotov 等人^[4]提出了一个 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 与声子谱参量 λ 之间的半经验公式:

$$2\Delta_0/(k_B T_c) = \lambda - 2\mu^* + 3.17 \pm 0.06. \quad (3)$$

这个关系式的适用范围是 $(\lambda - 2\mu^*)$ 在 0.5—1.5 范围内。式中 λ 是电-声子耦合常数, μ^* 是库仑赝势。

超导体的点阵无序强烈地影响着超导转变温度 T_c , 能隙 $2\Delta_0$ 和上临界场 H_{c_1} 等超导参量, 同时也影响着声子谱参量. 特别是对于非过渡金属及其合金的超导体, 上述影响最为显著. 对于这类金属和合金的无序及非晶态超导体, $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 与声子谱参量之间是一种什么样的关系就成了我们关注的一个问题.

二、结 果

1. 无序和非晶态超导体的 $2\Delta_0$ 和 T_c .

作者对无序和非晶态非过渡金属和合金超导体的转变温度 T_c 和能隙 $2\Delta_0$ 进行系统的分析研究后, 得出了一个经验关系^[5]:

$$\frac{2\Delta_0}{k_B T_c} = 4.95 \left(1 - \frac{T_0}{T_c} \right). \quad (4)$$

式中 $T_0 = 0.66\text{K}$. 为了便于后面的比较和讨论, 我们把 (4) 式的理论值给在图 1, 如虚线所示. 图 1 还给出了 BCS 理论值, 如点画线所示. 图中黑圆点是各种无序和非晶态超导体的实验值(另见表 1 和表 2).

由图 1 可以看出, 无序和非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 的实验值和 (4) 式近似一致, 并且表明了, 非过渡金属和合金的非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 非但不是等于 4.5 的常数, 而且还可能等于或小于 BCS 理论值. 换句话说, 非过渡金属和合金的非晶态超导体并非总是强耦合超导体. 非晶态超导体 $\text{Ge}_{50}\text{Au}_{50}$ 的 $2\Delta_0/(k_B T_c) = 3.75^{[6]}$, $\text{Cd}_{90}\text{Ge}_{10}$ 的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 为 2.7—3.0^[7] 是两个有说服力的例子, 并和 (4) 式符合较好. 另一有说服力的例子是无序态 Zn 膜^[8], 它是淀积在 1.1K 的冷底板上形成的, 其 $2\Delta_0/(k_B T_c) = 3.19$, 和 (4) 式基本符合. 更有意思的是, 无序 Zn 膜结晶退火以后, 其 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 增加到 3.53, 即恢复到了 BCS 理论值, 这表明低的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 的确是点阵无序所引起的. 上述问题将在后面仔细讨论.

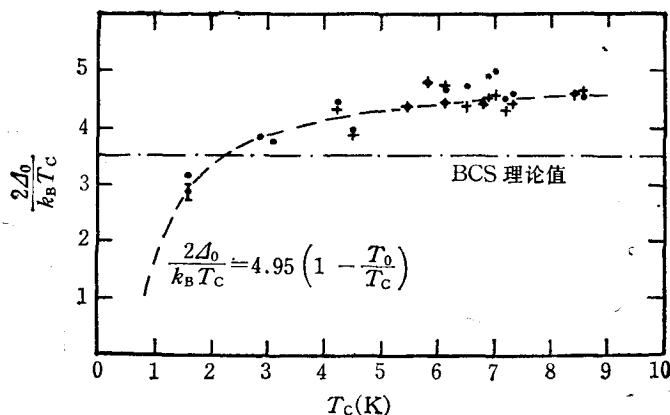


图 1 非过渡金属和合金的无序和非晶态超导体的 $\frac{2\Delta_0}{k_B T_c}$.

+ 为 (6) 式计算值; ● 为实验值

2. T_c 经验公式的倒数

作者在文献 [9] 中,研究了无序和非晶态超导体的 T_c 与声子谱参量之间的关系,并得出了一个 T_c 经验公式:

$$T_c = A\lambda\langle\omega\rangle^{\frac{1}{2}} / \left(\frac{\langle\omega\rangle}{\omega_0} + \frac{1+\lambda}{20} \right). \quad (5a)$$

式中 $A = \frac{1}{5} K^{\frac{1}{2}}$, $\langle\omega\rangle$ 是平均声子频率, ω_0 是有效声子谱 $\alpha^2 F(\omega)$ 的高频截止. 为了更明瞭地表示出 T_c 与声子谱参数之间的关系和后面关系式的推导,我们这里对 (5) 式取倒数得

$$\frac{1}{T_c} = \frac{\langle\omega\rangle^{\frac{1}{2}}}{A} \left(\frac{1}{\lambda\omega_0} + \frac{1}{20\lambda\langle\omega\rangle} + \frac{1}{20\langle\omega\rangle} \right). \quad (5b)$$

表 1 非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 的实验和理论值

样 品	λ	$\langle\omega\rangle$ (mev)	ω_0 (mev)	$2\Delta_0$ (mev)	T_c (K)	实验 $2\Delta_0/k_B T_c$	本工作 $2\Delta_0/k_B T_c$
Ga ^[10]	1.94	5.9	25	3.32	8.4	4.58	4.56
Ga ^[11,12]	2.25	5.47	25	3.36	8.53	4.56	4.63
In + 10% Sb ^[13]	1.69	3.94	15.4	2.05	5.44	4.37	4.39
Tl + 10% Te ^[14]	1.72	3.12	10.94	1.61	4.2	4.45	4.33
Sn + 10% Cu ^[15,16]	1.82	3.92	17	2.58	6.8	4.40	4.45
Pb + 10% Cu ^[13,14]	2.01	3.03	11	2.66	6.5	4.75	4.37
Pb + 10% SiO ^[15,16]	2.16	3.06	11	2.62	6.5	4.68	4.40
Pb + 5% Bi ^[10]	2.42	3.4	11	2.88	7.3	4.58	4.43
Bi ^[16]	1.85	2.98	12	2.44	6.1	4.64	4.78
Bi ^[16]	1.89	2.95	12	2.44	6.1	4.64	4.78
Bi ^[16]	2.19	2.86	12	2.44	6.1	4.64	4.80
Bi + 10% Cu ^[16]	2.13	2.77	12	2.40	5.8	4.80	4.80
Bi + 3% Pb ^[10]	2.16	3.4	12	2.48	6.1	4.64	4.42
Bi ^[11,12]	2.46	2.86	12	2.42	6.1	4.59	4.48
Pb ₇ Bi ₂ ^[11]	2.76	3.04	11	2.94	6.9	4.94	4.49
Pb ₅₀ Bi ₅₀ ^[11]	3.00	2.87	11	3.02	6.99	5.00	4.52
Pb ₂ Bi ₇ ^[11]	2.78	2.88	11.6	2.92	6.85	4.94	4.51
Ge ₅₀ Al ₅₀ ^[6]	—	—	—	1.00	3.1	3.75	—
Cd ₉₀ Ge ₁₀ ^[7]	—	—	—	0.37—0.42	1.6	2.7—3.0	—

3. $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 与声子谱参量之间的关系公式

由 (4) 和 (5a) 式(或 (5b) 式), 我们能得出非过渡金属和合金的无序和非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 与声子谱参量之间的关系公式:

$$\frac{2\Delta_0}{k_B T_c} = 4.95 \left[1 - \frac{T_c \langle\omega\rangle^{\frac{1}{2}}}{A} \left(\frac{1}{\lambda\omega_0} + \frac{1}{20\lambda\langle\omega\rangle} + \frac{1}{20\langle\omega\rangle} \right) \right]. \quad (6)$$

由 (6) 式对各种无序和非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 的计算值分别给在表 1 和表 2. 为了和实验值及 (4) 式进行直观的比较, 也把它们画在图 1 中, 如符号“+”所示. 为了说

明 (6) 式的适用性, 表 1 和表 2 给出了尽可能多的作者所发表的具有声子谱数据的实验结果。

计算值和实验结果的比较表明, 它们之间的相对差别都在百分之几的范围内。其中偏离较大的都是 Pb 合金。考虑到声子谱参量的取值误差^[9], 应该说上述计算值与实验值之间的符合是很好的。

无序态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 的实验值和计算值给在表 2。可以看出, 两者之间符合得也很好。

表 2 无序超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 的实验值与理论值

样 品	λ	$\langle\omega\rangle(\text{mev})$	$\omega_0(\text{mev})$	$2\Delta_0(\text{mev})$	$T_c(\text{K})$	$\frac{2\Delta_0}{k_B T_c}$ 实验	$\frac{2\Delta_0}{k_B T_c}$ 本工作
Pb ^[15,16]	1.91	3.74	10.5	2.78	7.2	4.48	4.30
Sn ^[15,16]	0.84	7.9	18	1.54	4.5	3.79	3.87
Tl ^[17]	—	—	—	0.95	2.9	3.8	—
In ^[18]	—	—	—	1.45	4.15	4.05	—
Zn ^[8]	—	—	—	—	1.524	3.19	—
Zn ^[17]	—	—	—	0.40—0.43	1.43—1.48	3.22—3.35	—

三、结 论 和 讨 论

从上一部分的计算值和实验值的比较可以看出, 本文所提出的无序和非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 与声子谱参量之间的关系式 (6), 是能很好地描述非过渡金属及其合金的无序和非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 行为的。并且, (6) 和 (4) 式都表明了非过渡金属非晶态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 不是一个等于 4.5 的常数, 而是一个因材料不同而不同的物理量。其基本趋势是, T_c 较高, $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 较大; T_c 较低时, $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 也较小。但是, 由图 1 和 (4) 式可看出, 在高 T_c 端, $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 变化较缓慢, 而在低 T_c 端, $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 变化较快。

由上述计算和实验结果, 我们可以得出如下重要结论: 非过渡金属及其合金的非晶态超导体, 可以是一个 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 值远大于 BCS 理论值 (3.53) 的典型的强耦合超导体, 也可以是一个 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 值等于或明显的大于 BCS 理论值的弱耦合超导体。如果我们仅以 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 作为电-声子耦合强度的量度, 某些非晶态超导体 (例如非晶态 $\text{Cd}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$, $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 为 2.7—3.0) 应属甚弱耦合超导的。换句话说, 非过渡金属及其合金的非晶态超导体, 并非总是强耦合超导体, 以上事实还表明了, 对于某些超导体, 无序和非晶化不仅提高了超导体的 T_c 和 $2\Delta_0$, 而且也增大了 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 值, 这意味着, 晶格点阵的无序和声子谱软化, 对 $2\Delta_0$ 的影响比对 T_c 更强烈, 反应出显著的强耦合效应^[22]; 但是对于另一些超导体, 无序和非晶化虽然也提高了 T_c 和 $2\Delta_0$, 但却降低了 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 值, 这意味着, 晶格点阵的无序和声子谱软化, 对 T_c 的影响比对 $2\Delta_0$ 更强烈。

某些非晶态和无序态超导体的 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 近似于 BCS 理论值 (例如 $\text{Au}_{50}\text{Ge}_{50}$, 见表 1), 某些小于 (如无序 Zn, 见表 2) 或远小于 (例如非晶 $\text{Cd}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$, 见表 1) BCS 理论值, 那么它们的电-声子耦合常数 λ 又如何呢? 到目前为止缺乏这方面的实验数据。但是 λ 值

又是区分超导体属于强耦合或弱耦合的重要判据, 因此作进一步讨论是必要的. 我们先以金属 Cd 为例. 液态 Cd 的霍尔系数 $R_{HL} = -7.2 \times 10^{-11} \text{m}^3/\text{A} \cdot \text{s}$, 按照 λ 与 R_{HL} 的经验关系^[19], 其非晶态超导体的 λ 会比其他非过渡金属非晶态超导体的 λ 值小得多; 从 Fedotov^[4] 的半经验公式(见本文(3)式), 也可以定性地说明非晶态 $\text{Cd}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$ 的 λ 值是很小的; 非晶态超导体 $\text{Cd}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$ 的 $T_c = 1.60 \text{K}$ ^[7], 结晶 Cd 的德拜温度 $\theta_D = 209 \text{K}$ ^[20], 点阵的无序通常导致 θ_D 的降低, 例如假设非晶态的 θ_D^* 为结晶态 θ_D 的 0.8, 即 $\theta_D^* = 167 \text{K}$, 结晶态 Cd 的库仑赝势 $\mu^* = 0.08$ ^[21], 一般说来, 非晶态 μ^* 值约为结晶态的 $\frac{1}{2}$ 左右, 故取为 0.04, 由上述实验和假设参数, 用 McMillan^[20] 公式可以求得非晶态 $\text{Cd}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$ 超导体的 $\lambda \simeq 0.38$. 这个结果和结晶态值^[20]近似一致. 对于无序 Zn, 我们按照同样方法试算得 $\lambda \simeq 0.28$, 比结晶态 $\lambda = 0.38$ 还要小, 自然, 它们的真实 λ 值有待于实验测量. 但由这些结果, 我们有理由认为, 无序和非晶态超导体 Zn 和 $\text{Cd}_{0.9}\text{Ge}$ 的 λ 值会相当低, 因而不可能成为强耦合超导体. 对于非过渡金属, 点阵无序所产生的低的 λ 和 $2\Delta_0/(k_B T_c)$ 值是一个有待研究的问题. 这一现象可能与 Cd 和 Zn 的 d 带电子参与超导电性有关.

参 考 文 献

- [1] Б. Т. Гейликман и В. З. Кресин, *Физика Твёрдого Тела*, **7**(1965), 3294.
- [2] B. Mitrovic, C. R. Leavens and J. P. Carbotte, *Phys. Rev. B***21**(1980), 5048.
- [3] K. E. Kihlstrom, D. Mael and T. H. Geballe, *Phys. Rev. B***29**(1984), 150.
- [4] V. Yu. Fedotov and E. M. Savitsky, *Phys. Lett.*, **100A** (1984), 372.
- [5] 曹效文, 科学通报, **26**(1981), 1151;
Cao Xiao-wen, *Kexue Tongbao*, **27**(1982), 573.
- [6] C. G. Granqvist and T. Claeson, *Phys. Lett.*, **39A**(1972), 271.
- [7] C. G. Granqvist and T. Claeson, *J. Low Temp. Phys.*, **10**(1973), 735.
- [8] B. D. Terris and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. B*, **29**(1984), 2503.
- [9] 曹效文, 物理学报, **34**(1985), 706.
- [10] J. E. Jackson, C. V. Briscoe and H. Wühl, *Physica*, **55**(1971), 447.
- [11] J. D. Leslie, J. T. Chen and T. T. Chen, *Can. J. Phys.*, **48**(1970), 2783.
- [12] T. T. Chen, J. T. Chen, J. D. Leslie and H. S. T. Smith, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(1969), 526.
- [13] S. Ewert, A. Comberg and H. Wühl, *Solid State Commun.*, **18**(1976), 923.
- [14] H. Wühl, A. Comberg and S. Ewert, *Z. Physik*, **38B**(1980), 83.
- [15] K. Knorr and N. Barth, *Solid State Commun.*, **8**(1970), 1085.
- [16] K. Knorr and N. Barth, *J. Low Temp. Phys.*, **4**(1971), 469.
- [17] A. Comberg, S. Ewert and G. Bergmann, *Z. Physik*, **271**(1974), 317.
- [18] G. Bergmann, *Z. Physik*, **228**(1969), 25.
- [19] 曹效文, 物理学报, **31**(1982), 1130;
Cao Xiao-wen, *Chin. Phys.*, **3**(1983), 23.
- [20] W. L. McMillan, *Phys. Rev.*, **167**(1968), 331.
- [21] J. W. Garland, K. H. Bennemann and F. M. Mueller, *Phys. Rev. Lett.*, **21**(1968), 1315.
- [22] 曹效文, 物理学报, **33**(1984), 639.

THE $2\Delta_0/(k_B T_c)$ AND THE PARAMETERS OF THE PHONON SPECTRUM FOR AMORPHOUS SUPERCONDUCTORS

CAO XIAO-WEN

(*Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei*)

ABSTRACT

In this paper, we propose a formula

$$\frac{2\Delta_0}{k_B T_c} = 4.95 \left[1 - \frac{T_0 \langle \omega \rangle^{\frac{1}{2}}}{A} \left(\frac{1}{\lambda \omega_0} + \frac{1}{20\lambda \langle \omega \rangle} + \frac{1}{20\langle \omega \rangle} \right) \right],$$

it can describe well the relations between $2\Delta_0/(k_B T_c)$ and the parameters of the phonon spectrum of disordered and amorphous superconductors for the non-transition metals and their alloys. Here $T_0 = 0.66\text{K}$, $A = \frac{1}{5} \text{K}^{\frac{1}{2}}$, λ is electron-phonon coupling constant, $\langle \omega \rangle$ is the average phonon frequency and ω_0 the high frequency cutoff of the effective phonon spectrum $\alpha^2 F(\omega)$. The values of $2\Delta_0/(k_B T_c)$ of disordered and amorphous superconductors which have the known parameters of the phonon spectrum have been calculated. Agreement with experiment is within a few percent. We show that the amorphous superconductor of non-transition metals and alloys is either a strong coupling superconductor which has a $2\Delta_0/(k_B T_c)$ value much larger than the BCS theory value or a weak coupling superconductor which has a considerable smaller one than the BCS theory value.