

外籍学者来所报告集

COLLECTED PAPERS OF FOREIGN SCIENTISTS

VOL. 5 NO. 2

1990

第5卷 第2期

编辑
出版

中国科学院物理研究所图书情报室

外籍学者来所报告集

COLLECTED PAPERS OF FOREIGN SCIENTISTS

(Germany) H.Kronmüller

(USA). T.D.Lee

(Germany) J.Geerk

(Japan) T.Tanikawa

(USSR). V.I.Kirko

(France) J.C.Launay

(USSR). A.S.Ermolenko

(USA). Gary T.Forrest

中国科学院物理研究所图书情报室编辑出版

外籍学者来所报告集

第5卷 第2期

1990年12月

目 录

无序系统中的磁相变	[德] H. Kronmüller	
	杨林原 整理 郭慧群 校审	(1)
超导 s -通道理论的新进展	[美] 李政道	
	金荣英 整理 初大平 校审	(19)
高温超导薄膜的制备和分析	[德] J. Geerk	
	易怀仁 整理 李宏成 校审	(31)
丝等离子体和片等离子体	[日] 谷川隆夫	
	王 龙 整理	(45)
非晶合金的冲击压实	[苏] V. I. Kirko	
	孙帽显 整理 姚玉书 校审	(57)
空间材料研究	[法] J. C. Launay	
	许应凡 整理 王文魁 校审	(62)
金属物理研究所的磁性材料研究	[苏] A. S. Ermolenko	
	张寿恭 整理	(68)
激光光束分析系统	[USA] Gary T. Forrest	
	朱化南 整理	(79)

访问学者论文及报告

质子同惰性气体, O_2 及 CO_2 碰撞电离所产生的电子的能量分布与角度分布	程文芹	(84)
非线性光学方法对高压物性研究的应用	俞祖和	(88)
高压研究国外工作进展简略	陈良辰	(93)

讲 座

高温超导体的缺陷	赵忠贤	(98)
----------------	-----	------

动 态

中国科学院物理研究所科研成果简介	刘立正	(104)
中国科学院物理研究所科研“七五”期间获院级奖励的科研成果项目	刘立正	(108)

COLLECTED PAPERS OF FOREIGN SCIENTISTS

Vol. 5, No. 2

Dec. 1990

Contents

Magnetic Phase Transition in Disordered Systems.....	(Germany) H.Kronmüller	(1)
Advances in S-Channel Superconducting Theory.....	(USA). T.D.Lee	(19)
Synthesis and Analysis of High Temperature Superconducting Thin Films.....	(Germany) J.Geerk	(31)
String Plasma and Sheet Plasma.....	(Japan) T.Tanikawa	(45)
Shock Compacting of Amorphous Alloys.....	(USSR). V.I.Kirko	(57)
Space Materials.....	(France) J.C.Launay	(62)
Studies on Magnetic Materials in the Institute of Metal Physics, Sverdlovsk, USSR.....	(USSR). A.S.Ermolenko	(68)
An Analysis System for Laser Beams.....	(USA). Gary T.Forrest	(79)

Overseas Works of Home Scientists

Energy and Angular Distributions of Electrons from Ionization by Collisions of Proton with Rare Gases O ₂ and CO ₂	Cheng Wen-chin	(84)
Applications of Nonlinear Optics to Studies of Materials under High Pressure.....	Yu Zu-he	(88)
Progress of Overseas Research on High Pressure.....	Chen Liang-chen	(93)

Lecture

Defect Problems in High T _C Superconductors.....	Zhao Zhong-xian	(98)
---	-----------------	------

Brief Communications

Research Achievements of the Institute of Physics, Academia Sinica.....	Liu Li-zheng	(104)
Institute of Physics Research Programs of the 11th "Five-Year Plan" Win Awards from the Academy.....	Liu Li-zheng	(108)

无序系统中的磁相变

H. Kronmüller

(西德马普金属物理研究所)

今天, 我们讨论一个很多年以前人们就开始研究的问题——磁相变, 即磁化强度与温度的关系。

磁相变从零 K 以上开始, 直至无限高温结束。因此磁相变是一个始于很低温度而终于很高温度的问题。

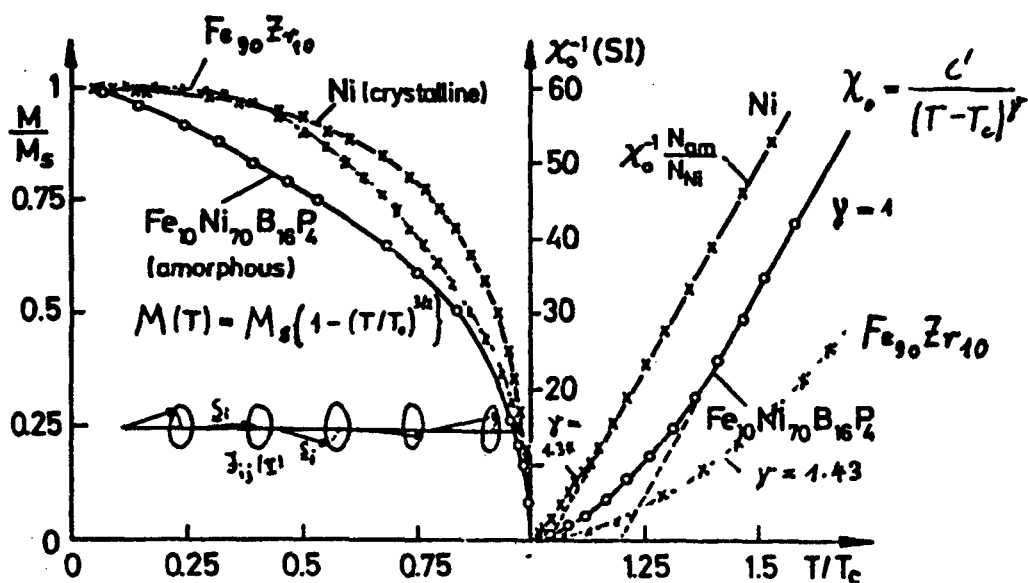


图1

在这样宽的温度范围内, 我们对居里温度 T_c 附近温区内的临界行为有特殊的兴趣。图1、表示不同材料 (如: a- $Fe_{10}Ni_{70}B_{16}P_4$, c- Ni , a- $Fe_{90}Zr_{10}$) 的比磁化强度的温度关系。磁化强度随温度的升高而降低。人们通常认为这种降低是由于自旋波激发。其温度关系可用 Bloch 的 $T^{3/2}$ 定律来描述。在居里温度以上, 我们画出了磁化率倒数 χ^{-1} 与温度 T 的关系。磁化率符合 $\chi = C / (T - T_c)^\gamma$ 其中 $\gamma = 1$ 。这就是著名的居里-外斯定律。但是从图上可以看出, 在居里温度以上, 不同的材料的磁化率的行为非常不同, Ni 与居里-外斯定律符合的很好, 但非晶合金则不然。我们将在本报告的后半部分讨论这种趋近居里-外斯定律的行为。下面, 我们首先讨论低温磁相变行为。

低温的磁相变行为是由自旋系统的热激发所决定的。通常有两种形式的热激发。其中一种就是自旋波激发。

Thermal excitations

1. Spin - waves
(Heisenberg)

2. Single particle
excitations
(Stoner)

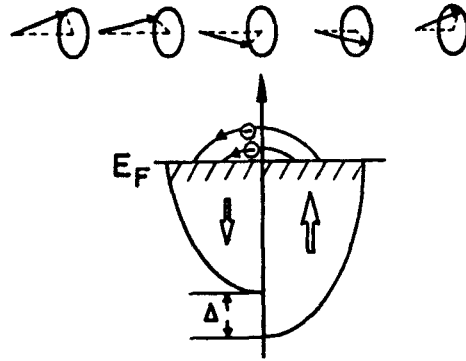
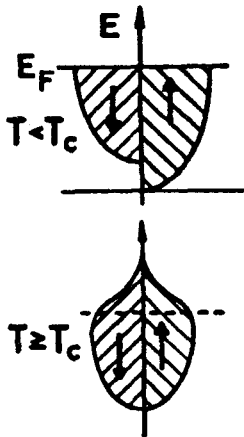


图2

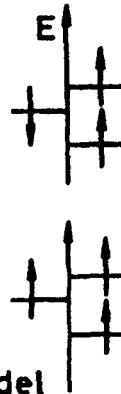
Stoner - Model



$S_{loc}(0)$

$S_{loc}(T_c) = 0$

Heisenberg - Model



$S_{loc}(0)$

$S_{loc}(T_c) = S_{loc}(0)$

Unified - Model

$S_{loc}(0)$

$S_{loc}(T) < S_{loc}(0)$

图3

从图2, 3中, 可以看到自旋波激发的 Heisenberg模型。这是一种长程激发, 自旋波穿过所有自旋。第二种激发是单粒子激发, 图2, 3中是单粒子激发的 Stoner模型, 更恰当地应该称它为能带模型。磁化强度由自旋从向上到向下的反转来描写, 因此能带就具有了自旋变量, 当一个在向上自旋能带的电子转移到向下能带, 磁化强度就发生了变化。因此, 自旋波模型涉

及到所有电子，而能带模型仅涉及单个电子，称为单粒子模型。在这两个模型之间有一个基本的差别，对于Stoner模型，当温度升高时，电子从自旋向上的能带向自旋向下的能带转移。最后在居里温度 T_c 发生相变时，两个能带是对称的。这意味着，根本没有局域磁化强度，所以在Stoner模型中，由于平均自旋分量为零，而磁化强度消失。而在Heisenberg模型中，则有局域的自旋分量，它来源于所有的自旋分量取向的统计分布。这就是这两个模型的一个基本差别，在Stoner模型中，局域自旋分量的时间平均值为零；而在Heisenberg模型中，则依然有局域的自旋，仅仅是其取向变为统计分布，自旋分量的大小则与低温时相同。

图3中第三个是复合模型，它介于两者之间。在零K时，它具有确定的局域自旋分量；在较高温度，部分自旋分量降低了一些，但是仍然具有统计分布的自旋取向。通常，在实验上来区别这不同的模型是很困难的。我们可以预计对这些模型将有不同的磁化强度与温度的关系。对于能带模型，我们可以得到通常的由于自旋波激发的 $T^{3/2}$ 项，加上由于单粒子激发的 T^2 项。它有时还会依赖于能带结构。如图4，

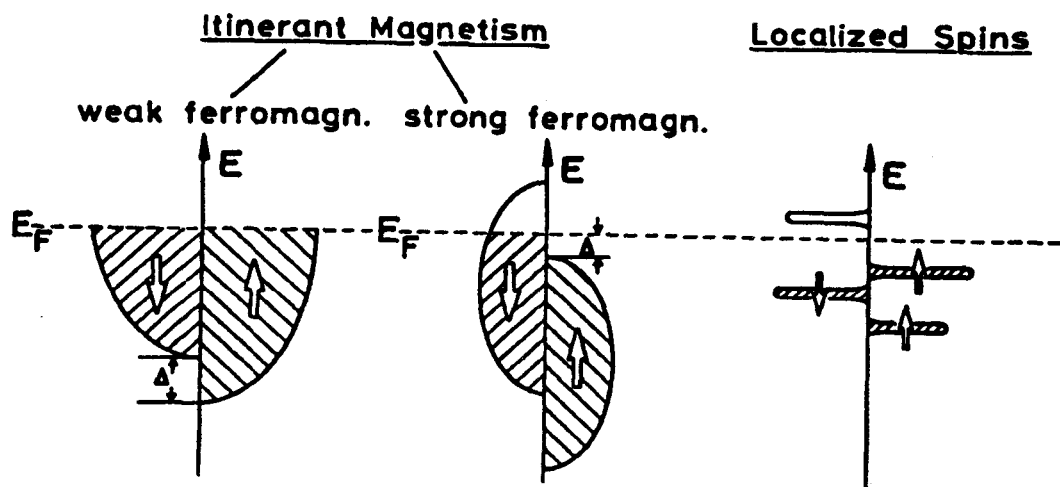


图4

当自旋向上的能带被全部充满了，而自旋向下的能带只部分填满时，在这两个能带之间就出现了一个能隙，这样我们就得到了一个指数项 $T^{3/2} e^{-\Delta/KT}$ ， Δ 为能隙宽度。如果仅仅有局域的磁矩，则会有 $T^{3/2}$ 项，以及由于偶极作用的 $T^{5/2}$ 和 T^4 项。我们发现这是很复杂的，因此我们做了很多努力去研究这些项是否可以描述非晶态材料。这是一个很困难的实验问题。首先我们要确定自发磁化强度，画出磁化强度和磁场的关系。我们希望所用的磁场可以使样

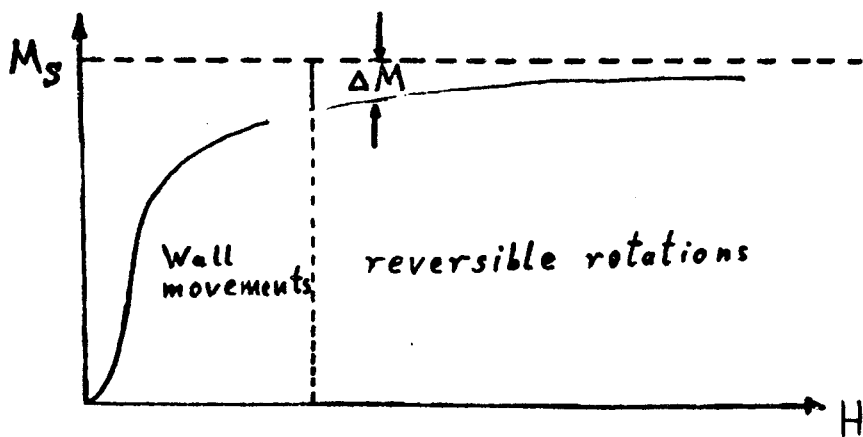


图5

我们可从理论上采用下面的概念:

$$M(H, T) = M_s(T) - \Delta M_{\text{structure}}(H, T)$$

其中 $\Delta M_{\text{structure}}(H, T)$ 为与饱和值的偏离。通常, 这种偏离可以用 $1/H^{1/2}$, $1/H$, $1/H^2$ 和 $(\alpha T \sqrt{H})$ 来描写即有,

$$\Delta M_{\text{structure}}(H) = \frac{a_0}{H^{1/2}} + \frac{a_1}{H^{1/2}} + \frac{a_2}{H^2} + \alpha T \sqrt{H}$$

以上这些项来源于非晶材料中不同类型的应力, 点缺陷和位错。

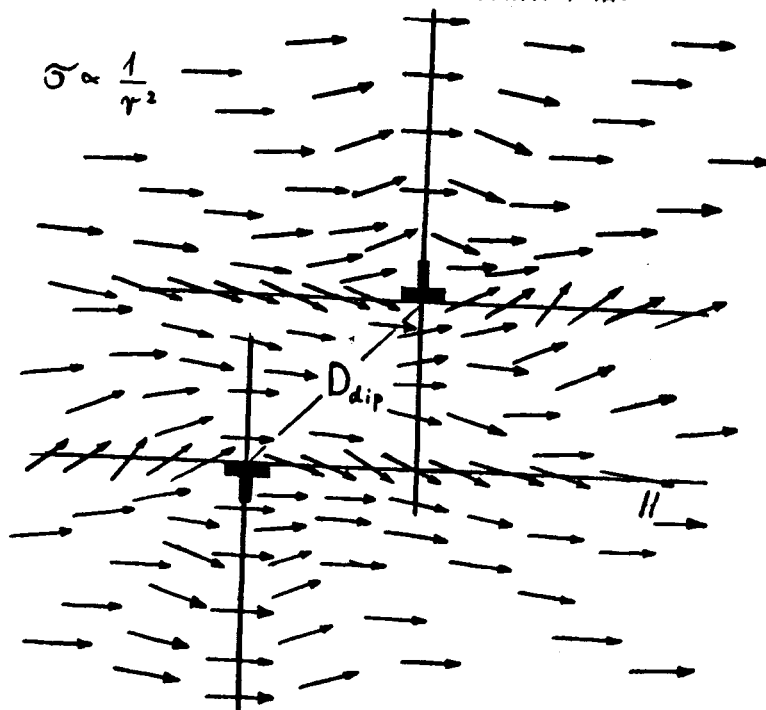


图6

在图6中，是在均匀磁化中的偶极子。它导致的与饱和磁化强度的偏离 ΔM 具有如下形式：

$$\begin{aligned} (\Delta M)_{Dp} &\propto \left\{ \frac{1}{H} N_{Dp} b^2 D_{Dp}^2 + \dots \right\}; & D_{dp} < l_H \\ (\Delta M)_{Dp} &\propto \left\{ \frac{1}{H^2} N_{Dp} b^2 + \dots \right\}; & D_{dp} > l_H \end{aligned}$$

所以，我们必须首先确定是那种缺陷机制导致与饱和磁化的偏离，才能确定自发磁化强度。我们将磁化强度 M 对 $1/H^{1/2}$ 和 $1/H$ 作图，如果我们找到了其中的线性关系，我们就能确定其磁化的规律。

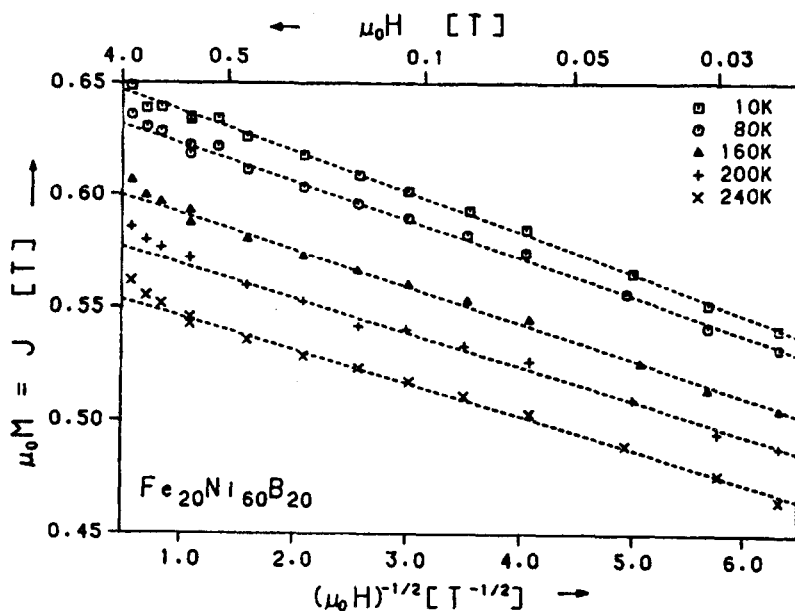


图7

图7就是对一些材料的实验结果。如溅射的非晶态 $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{60}\text{B}_{20}$ 薄膜的实验结果。图中磁化强度按 $1/H^{1/2}$ 作图，画出在不同温度下的结果。可以看出在很宽的磁场范围内，符合与 $1/H^{1/2}$ 的线性关系。在高场时，与线性关系发生偏离，这是由于顺磁贡献结果。另一个样品是急冷的 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ 非晶薄带，见图8。

我们在图中画出其磁化强度与 $1/H$ 的关系。为了得到自发磁化强度，我们将曲线外推到 H 等于无穷大，这样才能确定正确的自发磁化强度值。将上述方法应用于不同的温度，就可以得到样品的自发磁化强度与温度的关系。我们已经分析了 $\text{Fe}_{90-x}\text{Ni}_x\text{B}_{20}$ 合金系列样品见图9。

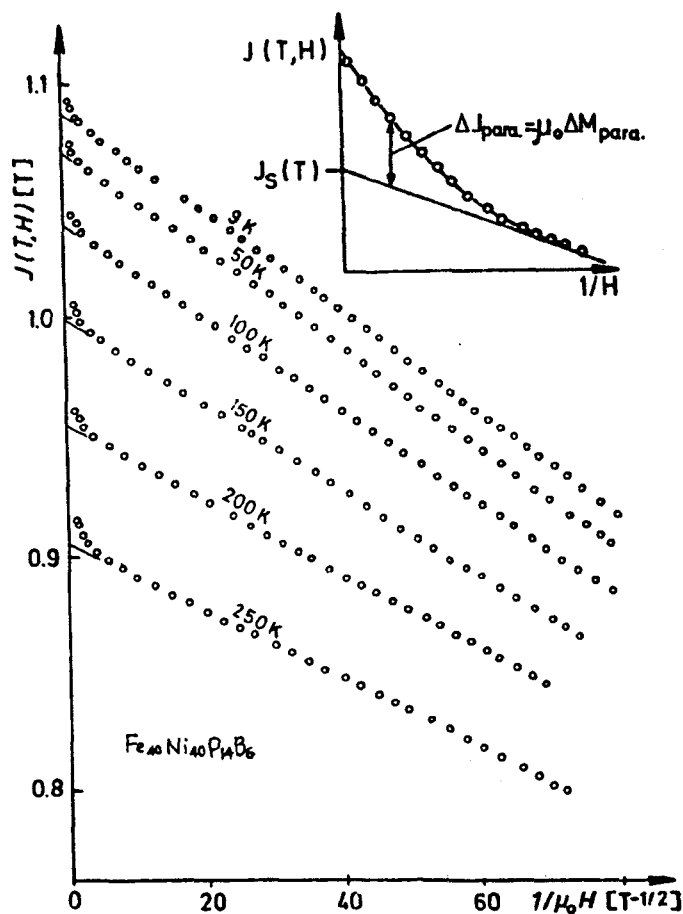


图8

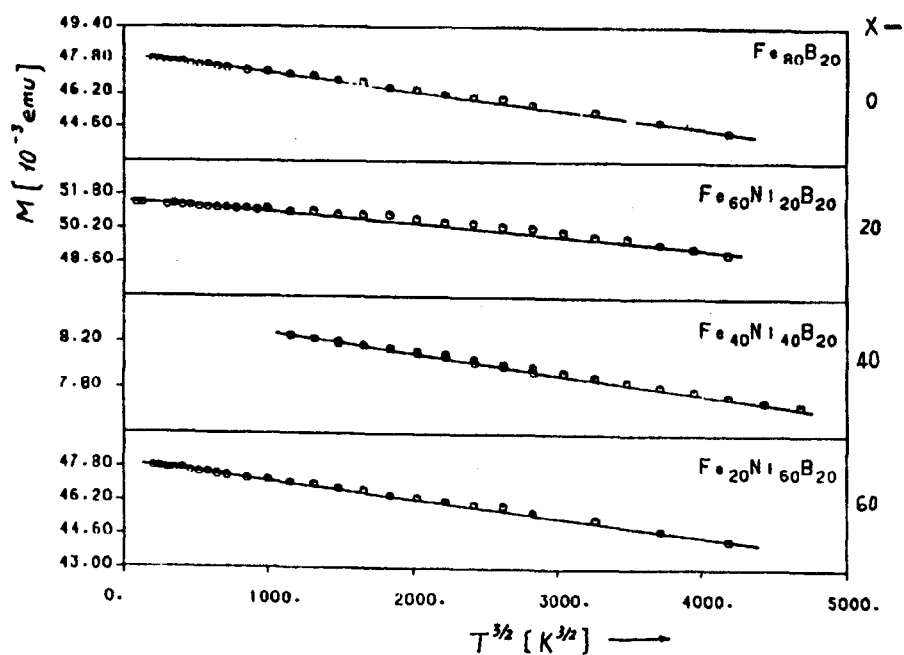


图9

我们改变了Fe和Ni的相对成分,发现对于所有这个系列的合金,都符合 $T^{3/2}$ 定律。我们没有发现 T^2 的关系,这可能是由于在这些材料中,Fe的磁矩是非常局域的。对于Fe₉₁Zr₉合金,情况就很不同,在图10中我们画出了M与 $T^{3/2}$ 和 T^2 的关系曲线,其中 $M \sim T^2$ 的关系非常接近直线。因此我们认为,这种二元非晶合金可以用单粒子激发的能带模型来描写。

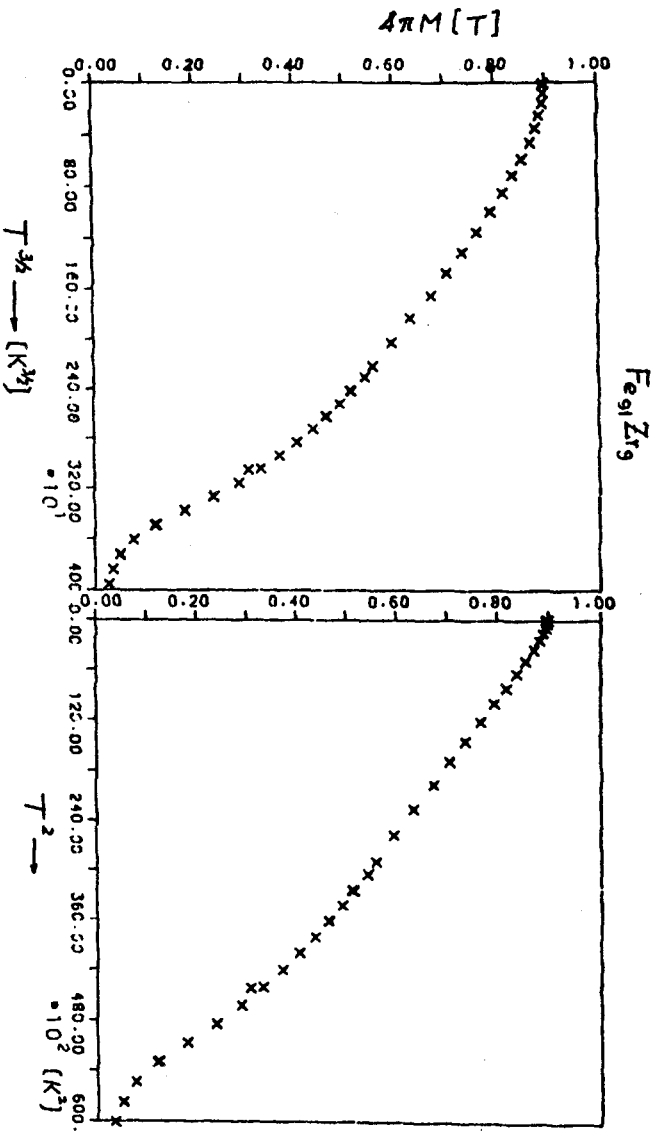


图10

以上就是我今天要讲的关于低温磁相变的问题。在讨论中,我们可以看出,为了确定材料的自发磁化强度,始终需要计入材料微结构的影响。

现在我来讨论在临界温度附近的温度效应。在临界温度附近的温区称为临界区域。在临界区域,材料发生磁相变从铁磁状态变为顺磁状态。在此转变区域内,居里-外斯定律不再有效。居里-外斯区域是 $1/\chi$ 与 T 成线性的区域,并且临界指数 $\gamma=1$ 。临界区域的磁相变由一些特殊的物质规律来描写,这里我们写出其中最重要的几个:

$$1. \quad T < T_c: \quad M(T) = \text{Const}(T_c - T)^{\beta}$$

$$2. \quad T = T_c: \quad M(H) = \text{Const } H^{1/8}$$

$$3. \quad T > T_c: \quad \chi_0 = \frac{C}{(T - T_c)^\gamma}$$

这第三个公式就是广义的居里-外斯定律 ($\gamma \neq 1$)。这样我们就有了三个关于材料临界行为由临界指数 β, γ, δ 描述的定律。这三个临界指数之间存在着如下的标度关系,

$$\gamma = \beta (\delta - 1)$$

这些临界指数的值依赖于所采用的理论模型。如果采用分子场理论, 则有: $\beta = 1/2$, $\gamma = 1$, $\delta = 3$; 而对于三维 Ising 模型 (自旋有两个取向, 正的或负的), 则有 $\beta = 0.325$, $\gamma = 1.24$, $\delta = 4.82$ 。对于三维 Heisenberg 模型 (自旋可以在空间中取任何取向), 则有: $\beta = 0.365$, $\gamma = 1.38$, $\delta = 4.80$ 。大家或许还记得几年以前, 威尔逊就是由于计算这些临界指数而获诺贝尔物理奖。

人们感兴趣的是对于非晶态或是无序系统是否还服从这样的规律, 它如何影响这些临界指数。

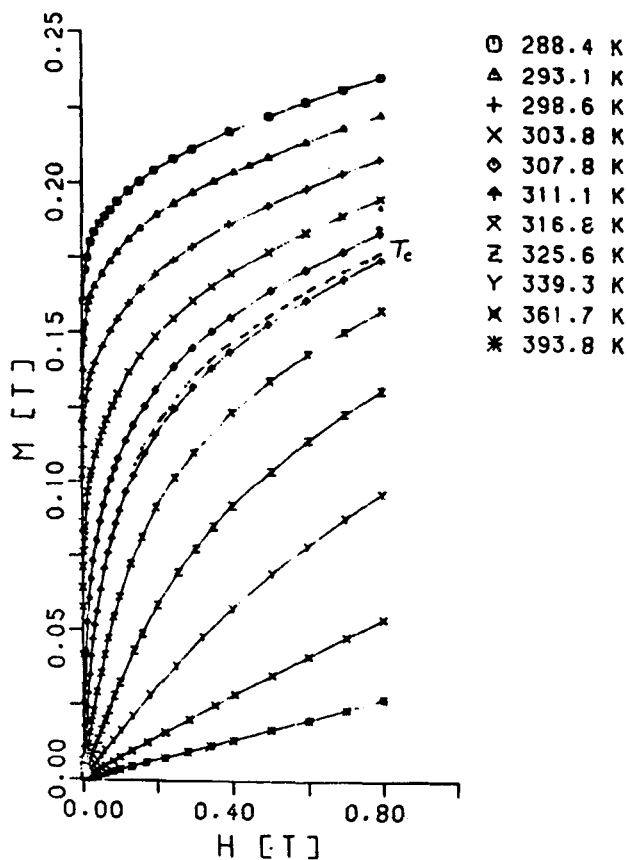


图11

下面，我要告诉大家如何确定这些临界指数。首先要做的测量是在不同温度下磁化强度的温度关系曲线。图11中所示非晶态 $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{56}\text{B}_{24}$ 薄带的磁化曲线，温度范围从 288.4 K 直至 393.8 K，这通过了铁磁态区域直至顺磁区域。从图可以看出在 T_c 附近的磁化曲线是非常弯曲的。现在的问题是如何从这种测量结果来确定 β, γ, δ 。我们知道我们不能很容易地从这种曲线确定临界指数，我们必须发展一种特殊的技术来确定这些临界指数数值。

在均匀的铁磁体中，我们可以把吉布斯自由能表示成如下的级数，

$$\phi = 1/2 AM^2 + 1/4 BM^4 - H \cdot M$$

这就是很多年以前 Landau 所提出的吉布斯自由能的表达式。我们通过取吉布斯自由能最小值的办法 $\delta_M \phi = 0$ ，而得到状态方程。我们得到： $A + BM^2 = (H/M)$ ，这样我们就可以画出 M^2 vs. H/M 的曲线，这样磁化曲线就成为线性的。

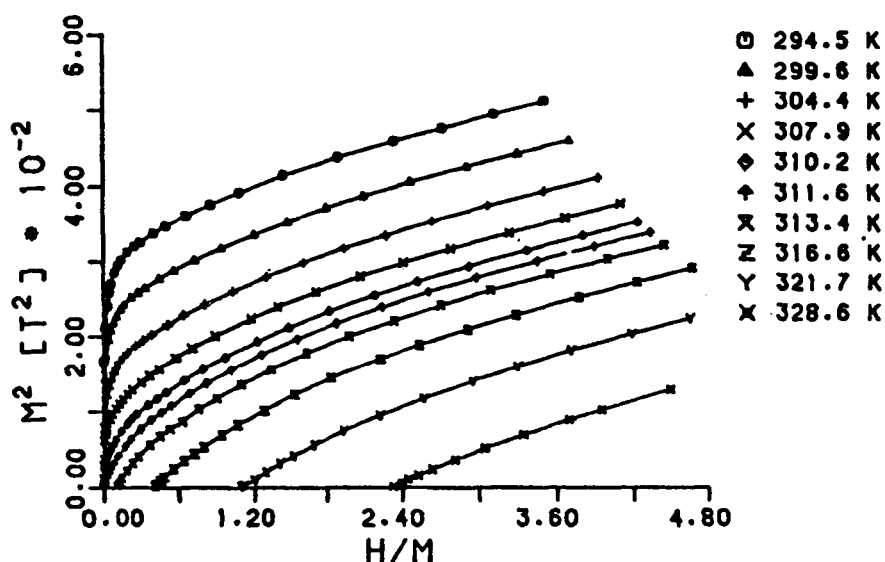


图12

在图12中，我们画出了 $M^2 \sim (H/M)$ 的关系曲线，我们可以发现这仍然有些弯曲。很明显这简单的 Landau 理论在 T_c 附近不再适用，它一定更复杂些。下面的问题是如何修正简单的 Landau 理论。

我们对 Landau 方程进行修正以后，得到了以下形式：

$$\frac{T-T_c}{T_1} + \left[\frac{J}{J_1} \right]^{1/\beta} = \left[\frac{\mu_0 H}{J} \right]^{1/\gamma}$$

这是简单的 Landau 状态方程的自然推广。下一步，我们将 $M^{1/\beta}$ 对 $(H/M)^{1/\gamma}$ 作图，并且我们选择 β 和 γ 的数值，以得到最佳的线性关系。我们比较原先的和经过修正的曲线，前者我们按 $M^2 \sim (H/M)$ 来作图，而后者则按照 $M^{1/\beta} \sim (H/M)^{1/\gamma}$ 作图。我们选择这样的 β 和 γ 的数值，

以使得在 $M^{1/\beta} \sim (H/M)^{1/\gamma}$ 图中得到直线。因此这样，我们便唯一确定了 β 和 γ 的值。

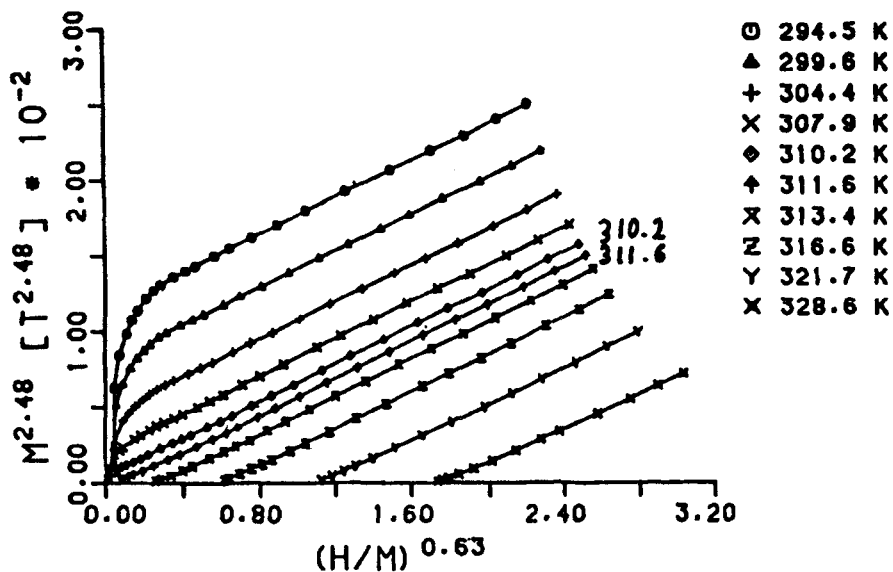


图13

图13上的结果是: $1/\beta = 2.48$, $1/\gamma = 0.63$ 。这是确定 β 和 γ 这两个临界指数的第一种方法。

下面，让我们来看在 $T - T_c$ 时的定律，这时，我们有这样的关系，磁化强度 M 与磁场强度 H 的 $1/\delta$ 次方成正比。由于通常，我们不是严格地在 T_c 附近测量的，我们要考虑在 T_c 附近的磁化曲线。如果我们取对数，则得到 $\ln M \sim 1/\delta \ln H$ 。因此如果我们将 $\ln M$ 对 $\ln H$ 作图，得到的直线斜率就是 $1/\delta$ 。而对于温度高于居里温度的曲线具有负的曲率，对于温度低于居里温度的曲线具有正的曲率。而在其间具有零曲率的曲线恰好对应于居里温度 T_c 。

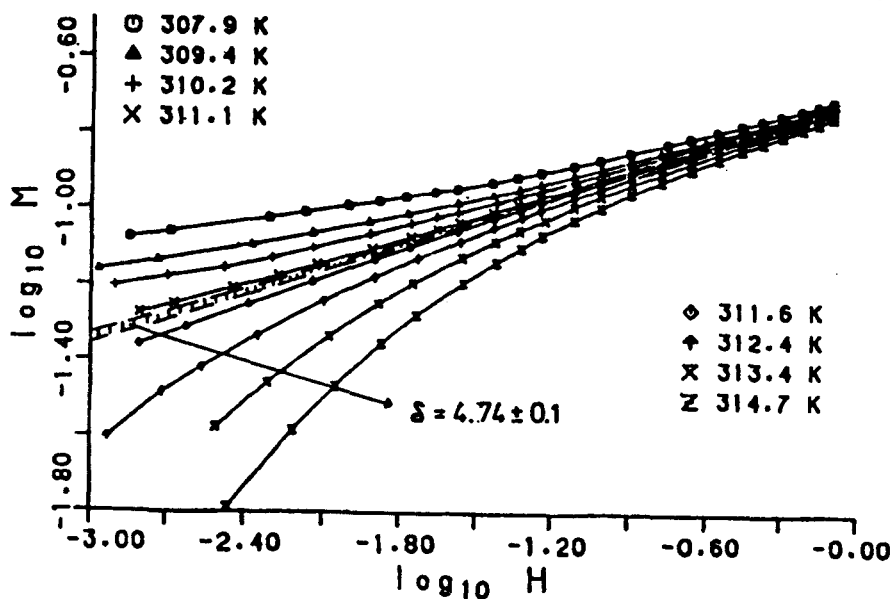


图14

在这个例子中(图14), 我们得到 $\delta=4.74$ 。这同样是一个精确决定居里温度的方法。大家可以看到, 在这个例子中, 临界的磁化曲线介于这两条曲线之间, 这两条曲线分别对应于311.1K和311.6K, 这样我们得到, $T_c=311.3\text{K}$ 。采用这种方法, 我们可以把居里温度确定到1/10度。

接下来, 我们讨论 $T > T_c$ 时的定律, 这时 $\chi_0 = c' / (T - T_c)^{\gamma}$, 其中 χ_0 是零磁场时的磁化率。如果磁场不为零, 这将是一个一级相变, 因此这个临界指数仅当磁场接近零时才成立。如何外推到零磁场正是我们确定零场磁化率所需要的技术。我们得到零场磁化率以后, 可以将 χ_0^{-1} 对 T 作图。

图15中你看到的是材料 $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}\text{B}_{20}$ 的零场磁化率的倒数与温度的关系和简单的居里外斯关系。 $\chi_0^{-1} \sim T$ 曲线存在很大的弯曲, 可能在高温区它是居里-外斯型关系。现在我们可以从这样的温度关系得到不同的临界指数, 这要看我们是取某一点的斜率, 还是取某一点与原点间联线的斜率。由于这个定义不需要临界温度本身, 因此这个定义是普遍适用的。这里我们不必知道临界温度, 这种方法叫做 Kouvel-Fisher 方法。这种方法与居里温度无关, 我们仅需取斜率来确定临界指数与温度的关系。

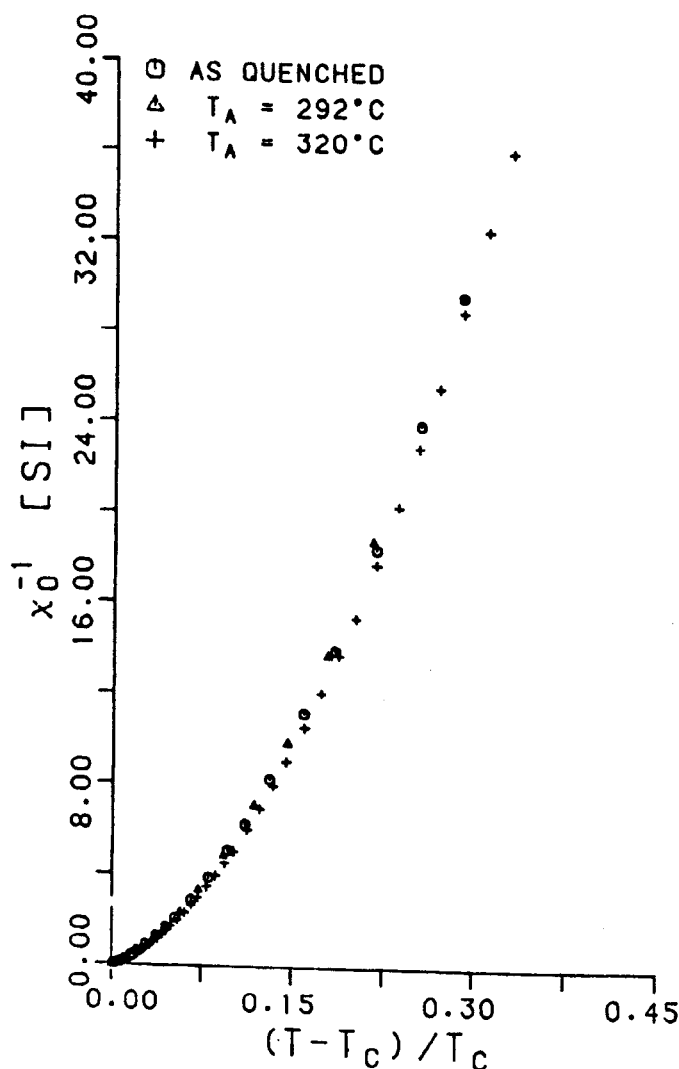


图15

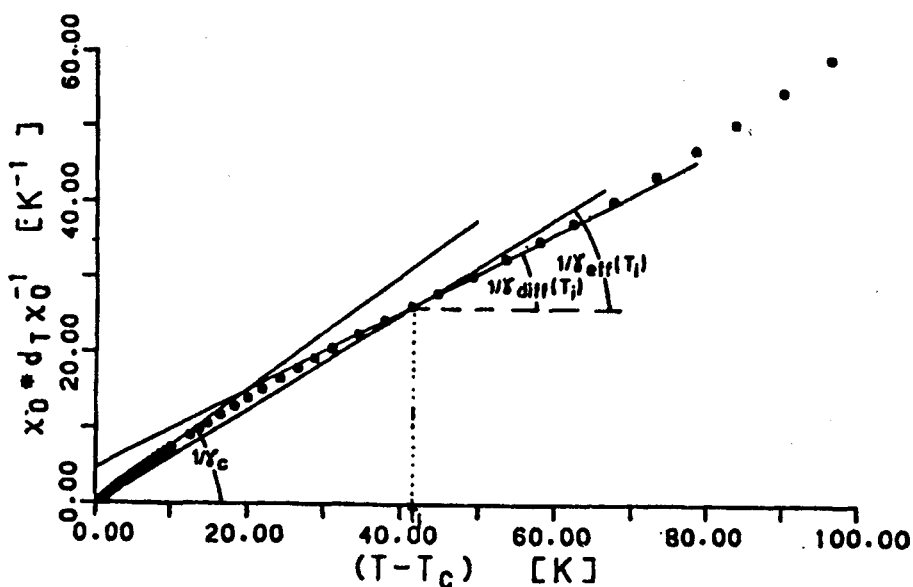


图16

图16所示，即为K-F方法，我们需要一些实验点来确定 T_c 附近的临界指数，当温度离开居里点40K，我们可以看出临界指数已经有不同的值，斜率随着温度的改变而变化。

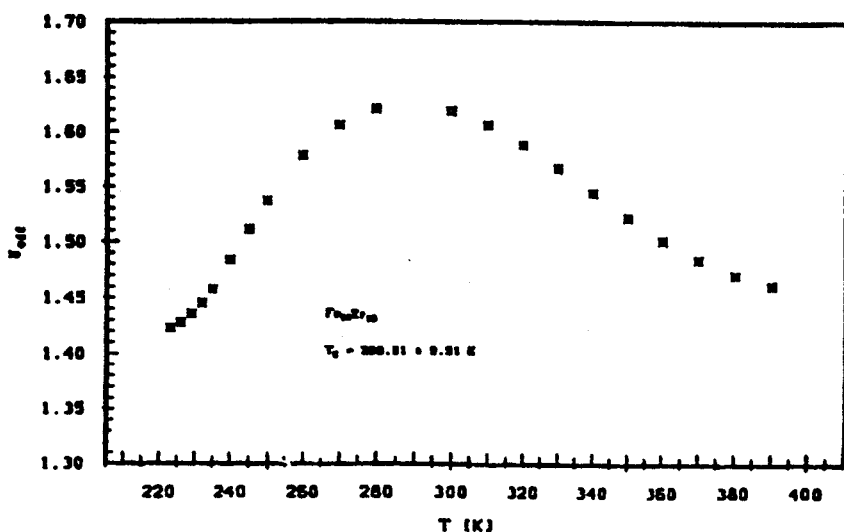


图17

图17是 $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}\text{P}_4\text{B}_{16}$ 材料 γ 的温度关系，它起始于1.4或1.3左右，经过一个极大值，然后慢慢减少。对于 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ (图18)，我们得到同样的临界指数 γ 的行为：起始于1.3或1.4之间，经过一个极大值，然后慢慢降低，这是一个普遍结果。

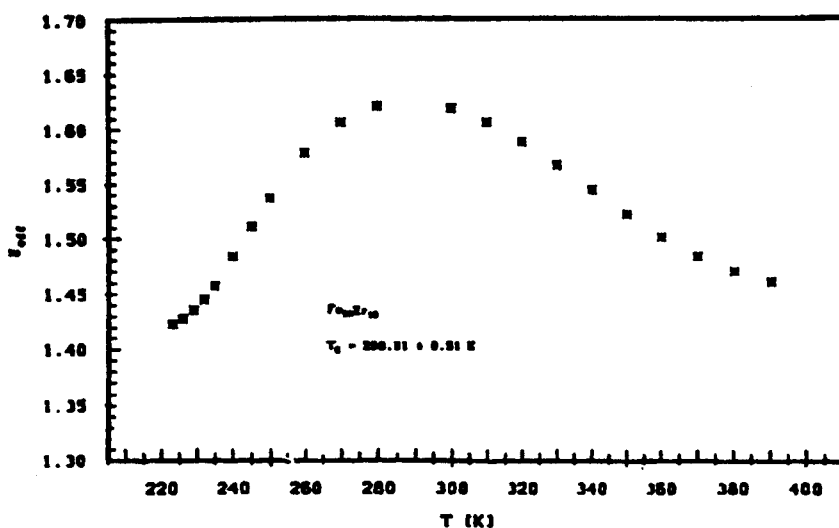


图18

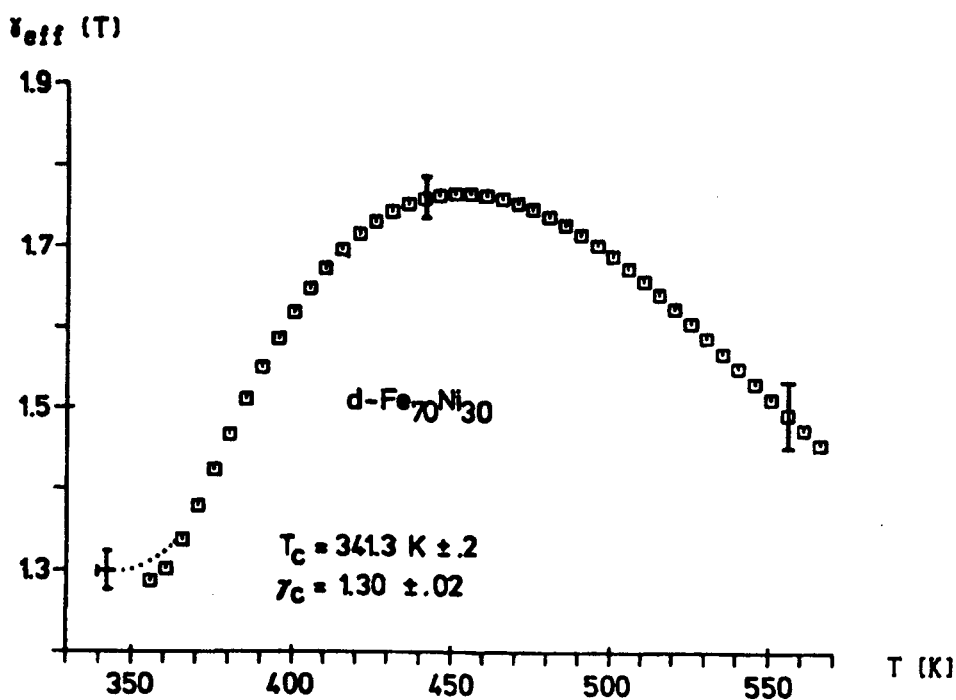


图19

对无序 $\text{Fe}_{70}\text{Ni}_{30}$ (图19)晶态合金, 我们得到与非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 同样的行为, 临界指数的温度关系有一极大值。