

# 无扩散相变中界面动力学的 唯象理论及其应用

张 进 修    李 燮 均

(中山大学物理系)

1985年12月31日收到

## 提    要

固态相变中相界面或畴界面的平均运动速度  $V$  与有效相变驱动力  $\Delta G'$  (相变驱动力  $\Delta G$  与相界面运动阻力  $\Delta G_R$  之差) 之间的关系可表示为  $V = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$ . 当有单向变化的外场(场强为  $\xi$ , 变化速率为  $\dot{\xi}$ ) 作用于相变系统并能诱导相界面运动时, 就会产生母相/新相间的转变. 在相变过程中同时叠加一个交变应力时, 则可计算得界面动力学关系  $V = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$  与相变过程内耗  $Q^{-1}$ 、相关的模量亏损  $(\Delta M/M)$ 、相变速率  $dF/d\xi$ 、相变应变  $\varepsilon_0$  间的关系为

$$\begin{aligned} [d \ln \varphi(\Delta G - \Delta G_R) / d(\Delta G - \Delta G_R)] &= Q^{-1} \omega / n^2 M (dF/d\xi) \dot{\xi} \\ &= (\Delta M/M) \omega / n M \varepsilon_0 (dF/d\xi) \dot{\xi}, \end{aligned}$$

以及

$$(\Delta M/M) / Q^{-1} = \varepsilon_0 / n.$$

此处  $\omega$  为交变应力的圆频率,  $M$  为与振动模式有关的弹性模量,  $n$  为应力与界面运动的耦合因子. 因此, 界面动力学关系式的通解为

$$\begin{aligned} V &= \sum_{\alpha=1}^{\pm n} A_{\alpha} \cdot \exp\{[(\Delta G - \Delta G_R) / \Delta G_{\alpha}^*]^{\alpha+1} / (\alpha+1)\} \\ &\quad + \sum_{\beta=0}^m A_{\beta} [(\Delta G - \Delta G_R) / \Delta G_{\beta}^*]^{\beta}. \end{aligned}$$

此处  $n, m$  为正整数. 上式中的各项参数可由实验数据确定. 此外,  $(\Delta M/M) / Q^{-1}$  的等式还可用于判别相变过程的模量亏损中无声子模软化的贡献.

## 一、引    言

研究固态相变中界面动力学的重要性来源于理论和应用两个方面. 因为在一级固态相变中不存在有序度变化的确定方向, 因而不存在第二类相变中普遍存在的序参量, 因此对一级相变的理论处理中所要考虑的参数比第二类相变还要多, 如潜热、滞后、晶体缺陷、相变应变, 有时还有原子的迁移、扩散以及成份的变化等. 其中有些因素, 如相界面与晶体缺陷的近程交互作用, 目前还很难定量描述, 因此, 严格的理论是十分复杂而困难的, 有时甚至在目前还是不可能的. 由于这一原因, 除了某些条件下的 Landau 理论<sup>[1]</sup>和 Spinodal 分解的统计热力学理论<sup>[2]</sup>较为成功之外, 即使从平均场理论的观点来看, 目前关于一级相变的理论都还处在非常初级的阶段. 在这种情况下, 人们当然会期望先发展一种基于实验结果唯象理论. 界面动力学就是从一级相变中两相能够共存并存在可动相界面这一

基本共性出发,试图建立一级相变中界面运动规律的唯一理论.此外,这一理论还可用于研究铁磁体、铁电体以及马氏体等中畴界的运动以及位错动力学<sup>[3]</sup>.

另一方面,一级相变过程中两相间可动界面的形成和运动以及相变产物中畴界的运动规律本身就具有重要的应用价值<sup>[4]</sup>.如铁磁体、铁电体中的畴界运动规律与磁化或极化曲线的关系,各种热弹性马氏体相变中的界面运动与形状记忆及超弹性效应间的关系等<sup>[5-8]</sup>.这些具有相界或畴界的固体材料,在实际使用中,都受到一种或多种能引起相变或畴界运动的外场(温度、应力或电场、磁场等的变化)的作用,因此将有广义力作用于界面上,并使它在力的方向上运动.只有建立了界面在外场作用下运动的规律,研究其中有关唯象参数和宏观规律间的关系,才能阐明各种宏观物性的微观本质和进一步提高这些材料的使用性能.这也是界面动力学所需解决的、与实际应用密切相关的问题.

由于文献中尚未报道过一级相变的统一理论,本文作为一种尝试,研究无扩散相变过程中界面在外场作用下的运动规律,亦即界面运动的平均速度  $V$  和外场提供的有效相变驱动力  $\Delta G'$  之间的函数关系  $V = \varphi(\Delta G')$ ,下面简称界面动力学关系.试图给出这一唯象关系的普遍表达式,并提供用实验来测定这一唯象关系以及其中的唯象参数的方法,然后讨论它的一些应用.

## 二、界面动力学关系式的通解以及从实验求出动力学关系式的方法

由于一级相变中存在滞后(过热、过冷、过压、欠压等),因此,只有当外场的驱动力或化学驱动力  $\Delta G$  增加到某一临界值  $\Delta G_R$  后,相变才能进行,亦即界面才开始运动(这里不考虑成核过程,例如热弹性马氏体相变).在  $\Delta G$  增大的过程中,界面的平均运动速度  $V$  并不总是增大,有时还可减小甚至为零,例如,变温转变的相变突然进入等温状态时,  $\Delta G$  不变,但相变不再进行,所以平均界面速度  $V$  为零.这说明  $V$  不仅与  $\Delta G$  有关,而且还与界面的分布状态、界面间的交互作用以及界面与其它晶体缺陷间的交互作用有关.这意味着存在一个与上述因素有关的临界阻力  $\Delta G_R$ ,它既作用于运动界面,也作用于静止界面;只有当  $\Delta G > \Delta G_R$  时,  $V$  才不为零.所以运动界面的平均速度  $V$  应该是净驱动力,亦即有效驱动力  $\Delta G' = \Delta G - \Delta G_R$  的函数,可写为  $V = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$ .这就是我们要求解的界面动力学关系式.

现在考察一个单向运动的界面上叠加一个交变运动时运动界面的能量耗散行为.假定引起相变的外场使界面获得的平均速度为  $V_0$ ,附加的交变场使界面获得的简谐运动为  $V'_0 \sin \omega t$ ,且  $V_0 \gg V'_0$ .界面的简谐运动可以由交变的应力场(机械振动)、电场、磁场来提供;使用何种外场则取决于界面运动与何种外场的耦合特性来确定.当使用交变电场或交变电流提供的交变磁场来获得界面的简谐运动时,可由测量交变电压和交变电流间的相角或线路的  $Q$  值来求得界面简谐运动部分所引起的能量损耗率.当采用交变力场时,则可直接测量试样的内耗.测量内耗所用的交变应力为  $\tau = \tau'_0 \sin \omega t$ ,此时界面的平均速度可写为<sup>[9]</sup>

$$\begin{aligned} V &= \varphi(\Delta G' + n\tau) \simeq \varphi(\Delta G') + [d\varphi(\Delta G')/d\Delta G']n\tau \\ &= V_0 + [d\ln\varphi(\Delta G')/d\Delta G']V_0n\tau. \end{aligned}$$

此处  $n$  为耦合因子,  $V_0 = \varphi(\Delta G')$  为未加交变应力时相界的平均运动速度. 假定时刻  $t$  试样单位体积的运动相界总面积为  $A$ , 则  $AV_0 = dF/dt = (dF/dT)\dot{T}$ . 此处  $F$  为新相的体积分数,  $\dot{T}$  为匀速变温速率. 因此, 试样单位体积中运动相界在匀速变温实验时每个振动周期  $p$  所消耗的振动能

$$\begin{aligned} \Delta W &= \int_0^p An\tau' [V_0 + (d \ln(\Delta G')/d\Delta G') \cdot V_0 n\tau] dt \\ &= \int_0^{2\pi} (dF/dT)n\tau'_0(\dot{T}/\omega) \cdot \sin \omega t d(\omega t) \\ &\quad + \int_0^{2\pi} (dF/dT) [d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G'] n^2 \tau_0'^2 (\dot{T}/\omega) \cdot \sin^2 \omega t d(\omega t) \\ &\simeq [d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G'] \pi n^2 (dF/dT) (\dot{T}/\omega) \tau_0'^2. \end{aligned} \quad (1)$$

由于  $(dF/dt)$  在一个振动周期  $p$  中随时间的变化远小于  $\sin \omega t$  的变化(在通常边测内耗边变温的相变实验中, 相变过程在  $10^3-10^4$  秒中完成, 而测量内耗的周期则为 1 秒的量级)<sup>1)</sup>, 因此上式中等号右端第一项的贡献远小于第二项. 作为近似计算, 由于  $dF/dT$  及  $[d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G']$  随  $t$  的变化都较小而可用其平均值替代, 这样就得到了(1)式的结果. 试样单位体积的振动能  $W = \tau_0'^2/2 M$ ,  $M$  为与振动模式有关的模量. 试样的内耗为

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= \Delta W / 2 \pi W \\ &= (n^2) [d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G'] (dF/dT) M (\dot{T}/\omega). \end{aligned} \quad (2)$$

当以任意外场  $\xi$  诱导相变时, 可改写为

$$Q^{-1} = n^2 [d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G'] (dF/d\xi) M (\dot{\xi}/\omega). \quad (2a)$$

(2)式还可以改写为

$$\begin{aligned} \Phi(\Delta G') &= [d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G'] \\ &= Q^{-1} \omega / n^2 M (dF/dT) \dot{T}. \end{aligned} \quad (3)$$

由于耦合因子  $n$  是个无量纲的系数(通常其数量级为  $10^{-1}-10^{-2}$ ), 所以(3)式等号右方的量纲为  $[\Delta G]^{-1}$  或  $[\text{应力}]^{-1}$ . 因此, 这个简单的线性微分方程的通解为

$$\begin{aligned} V &= \varphi(\Delta G - \Delta G_R) \\ &= \sum_{\alpha \rightarrow -1}^{\pm m} A_\alpha \cdot \exp\{[(\Delta G - \Delta G_R)/\Delta G_\alpha^*]^{\alpha+1}/(\alpha+1)\} \\ &\quad + \sum_{\beta=0}^m A_\beta [(\Delta G - \Delta G_R)/\Delta G_\beta^*]^\beta. \end{aligned} \quad (4)$$

此处  $m$  为正整数,  $\Delta G_\alpha^*$ ,  $\Delta G_\beta^*$  为界面的特征速度阻力参数,  $A_\alpha$ ,  $A_\beta$  为系数. 当  $\alpha \rightarrow -1$  时,  $V \rightarrow \infty$ , 这对应于二级相变的情形, 所以不应包括在以界面运动为特征的一级相变之内.

由于(3)式等号右端均为实验可测得的物理量, 因此, 通过适当的实验程序和数据处理方法, 即可定出(4)式中有关的参数  $\alpha$  或  $\beta$ , 以及  $\Delta G_R$  等动力学或热力学参数. 利用上

1) 实验结果表明, 热弹性马氏体相变的  $(dF/dt)_{\max}$  为  $10^{-2}$  秒<sup>-1</sup>的数量级, 而其它相变的  $(dF/dt)_{\max}$  值均比此值要小. 所以  $(dF/dt)$  随  $t$  的变化远慢于  $\sin \omega t$  的变化.

述方法已求得了 NiTi 合金中热弹性马氏体相变<sup>[6,10]</sup>, 预马氏体相转变<sup>[7,11]</sup>以及 FeNiPB 金属玻璃的非晶态/晶态转变<sup>[12]</sup>, 和铁磁体中磁畴壁运动中<sup>[13]</sup>的界面动力学表达式。理论和实验的对比情况,将在下节讨论。

此外,由于无扩散相变过程中相界面的应力诱导可动性,还将产生一种与内耗密切相关的模量亏损效应。这是由于在交变应力作用下界面的运动导致了附加的非弹性形变  $\varepsilon''$  所引起的。假定在交变应力作用下相界面移动的最大平均距离为  $L$ , 可得

$$L = \int_0^{p/\omega} [d\varphi(\Delta G')/d\Delta G'] n \tau' dt \\ = [d\varphi(\Delta G')/d\Delta G'] n \tau' / \omega. \quad (5)$$

此处  $p$  为振动周期,由此引起的非弹性形变  $\varepsilon'' = AL\varepsilon_0$ , 其中  $\varepsilon_0$  为相变引起的应变,所以

$$\varepsilon'' = [d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G'] \varepsilon_0 n \tau'_0 (dF/dT) \dot{T} / \omega \quad (6)$$

所引起的模量亏损为<sup>[14]</sup>

$$\Delta M/M = \varepsilon''/\varepsilon' \\ = [d \ln \varphi(\Delta G')/d\Delta G'] M n \varepsilon_0 (dF/dT) \dot{T} / \omega. \quad (7)$$

因此,当相变中没有声子模软化时有

$$(\Delta M/M)/Q^{-1} = \varepsilon_0/n. \quad (8)$$

这是一个与变温速率  $\dot{T}$  及频率  $\omega$  无关的常数。测得相变应变即可由(8)式求得耦合因子  $n$ 。而当存在软模效应时,  $(\Delta M/M)/Q^{-1}$  的数值将随着  $\dot{T}/\omega$  的增大而下降。由  $[(\Delta M/M)/Q^{-1}]-\dot{T}/\omega$  曲线的外推渐近值,亦可求得  $n$  并可分辨出声子模软化及界面动性引起的模量亏损在模量极小值中各自所占的份额。

### 三、与实验结果的对比和应用

#### 1. 相界面动力学关系式和相变过程中内耗

(2)式右端诸物理量中,  $dF/dT$  及  $M$  均是温度的函数,  $d[\ln \varphi(\Delta G')]/d\Delta G'$  中因  $\Delta G'$  与温度有关也可能其数值随温度而变(但  $\varphi(\Delta G')$  的函数形式不变), 且  $dF/dT-T$  曲线一般都有峰值,因此相变过程中一般都出现温度内耗峰(但内耗峰的位置不一定总是与  $dF/dT-T$  峰相同)<sup>[15-17]</sup>。实验结果表明,该内耗峰有下述特点: 1)在低频范围内,内耗峰高  $Q_p^{-1}$  与  $\dot{T}/\omega$  有正变关系; 2)一旦  $\dot{T} = 0$ , 变温相变停止进行,变温相变过程的特征内耗立即消失; 3)内耗与应变振幅无关<sup>[9,15]</sup>。这三个特征均与(2)式所预期的结果相符。

当  $\dot{T}$  增大时,内耗峰所处的温度  $T_p$  也随着变化。可见,不同  $\dot{T}$  时,  $T_p$  处所对应的驱动力  $\Delta G$  也不同,可由不同  $\dot{T}$  时的扫描差热分析(DSC)数据求得  $\Delta G$  随  $\dot{T}$  的变化。因此,利用不同  $\dot{T}$  时的  $Q_p^{-1}$  及  $\Delta G$  数据,可由迭代法用计算机解出  $V = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$  的具体表达式并确定  $\Delta G_R$  的值。如果  $\ln \Phi(\Delta G - \Delta G_R) - \ln(\Delta G - \Delta G_R)$  为线性关系,由其斜率可得  $\alpha$  值; 如果  $\Phi(\Delta G - \Delta G_R) - \ln(\Delta G - \Delta G_R)$  为线性关系,由其斜率可得  $\beta$  值,并可求得它们所对应的  $\Delta G_R$  值。

用这一方法已求得了 Ti-50.3 at% Ni 合金变温马氏体相变时的界面动力学关系<sup>[10]</sup>及 FeNiPB 金属玻璃晶化时非晶态/晶态界面的动力学关系式<sup>[12]</sup>(其  $\alpha$  值均为  $-1$ )为

$$V = V^* \exp[-\Delta G^*/(\Delta G - \Delta G_R)]. \quad (9)$$

反马氏体相变时的  $\Delta G_R \approx 10 \text{ cal/mol}$ ;  $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{10}\text{B}_{10}$  晶化时的  $\Delta G_R = 0.006 \Delta H \sim 20 \text{ cal/mol}$  ( $\Delta H$  为转变焓).

如果相变是在应力诱导下发生, 则(2)式和(3)式中的  $dF/dT$  及  $\dot{T}$  可用  $dF/d\sigma$  及  $(d\sigma/d\varepsilon)\dot{\varepsilon}$  来替代. 在 Ti-51 at% Ni 合金中进行应力诱导预马氏体相变(即无公度  $I$  相到公度  $C$  相转变)的研究表明<sup>[11]</sup>, 此时的  $\beta = 1$ ,  $\Delta G_R \approx 1 \text{ cal/mol}$ , 其  $I/C$  界面的动力学关系式为

$$V = V_0[(\Delta G - \Delta G_R)/\Delta G^*]. \quad (10)$$

以上给出的  $\Delta G_R$  值均对应于出现内耗峰处的温度范围内或应力范围内界面运动的临界阻力.

## 2. 成核、软模和界面运动

实验结果表明, 许多一级相变过程中均出现模量极小值<sup>[6,7,10-12,16,17]</sup>. 有些作者认为这是声子模软化的表现<sup>[6]</sup>, 因而有利于新相的成核<sup>[9]</sup>. (8)式表明, 对于一个不伴随软模效应的一级相变来说,  $(\Delta M/M)/Q^{-1}$  应为与  $\dot{T}/\omega$  无关的常数.  $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{10}\text{B}_{10}$  金属玻璃的结果已证实了这一结论<sup>[12]</sup>. 这种金属玻璃在晶化过程中虽出现明锐的、且其幅度随  $\dot{T}/\omega$  的增大而加大的模量极小值, 其位置也与内耗峰相同, 但由(8)式算得的比值与  $\dot{T}/\omega$  无关<sup>[12]</sup>. 这说明这种金属玻璃晶化过程的明锐极小值完全是由界面的运动来提供的、是与内耗相关的模量亏损而非声子模的软化效应. 对于一个母相是无规排列的相变来说, 不出现起源于晶格动力学的声子模软化是合理的. 这一结果既说明了非晶合金晶化过程可用界面动力学的(2)式及(4)式来描述, 也说明了(8)式的可用性.

对于一个伴随着局部软模过程的一级相变来说, 由于软模效应的大小仅与  $T$  有关而与  $\dot{T}$  或  $\dot{\varepsilon}$  无关; 因此, 由(8)式算得的比值将随  $\dot{T}/\omega$  (或  $\dot{\varepsilon}/\omega$ ) 的增大而减小. 超弹性状态的 NiTi 合金中应力诱导的  $I/C$  转变和形状记忆态 NiTi 合金中的变温  $I/C$  转变及马氏体转变均有明锐的模量极小值出现, 且  $\Delta M/M$  亦随  $\dot{T}/\omega$  或  $\dot{\varepsilon}/\omega$  的增大而增大; 但由(8)式算出的  $[(\Delta M/M)/Q^{-1}]$  值却随  $\dot{T}/\omega$  或  $\dot{\varepsilon}/\omega$  的增大而减小并趋于一个常数; 加上模量极小值在内耗峰之前出现<sup>[10,11]</sup>, 这说明 NiTi 合金中的马氏体相变及  $I/C$  转变是由局部软模帮助成核(模量并未下降至零, 所以是局部软模). 由于模量极小值仍随  $\dot{T}/\omega$  或  $\dot{\varepsilon}/\omega$  的增大而变得更为明锐, 说明其中有一部分模量下降是来源于运动界面引起内耗的相关模量亏损效应.

## 3. $\Delta G_R$ 与双程形状记忆及超弹性间的关系

双程形状记忆效应是指具有热弹性马氏体相变的合金(如 NiTi, CuZnAl 等)在应力、温度多次复合作用(“训练”)之后, 能在多次反复的热循环中记住它在母相(高温)和马氏体相(低温)时形状的功能. 如果变形温度及热处理条件合适而能使上述合金在应力作用下诱导出可逆相变, 则此时的相变应变能提供自协作变形; 卸载时, 可逆相变朝相反方向进行而使相变应变减小直至零应力时的应变为零<sup>[18,19]</sup>. 此时, 试样的长度或形状均恢复至加载前的值, 这叫做超弹性或伪弹性. 可见, 不论是应力诱导产生的超弹性, 还是应力、

温度复合诱导的双程形状记忆性能,都与材料在相变时界面的动力学性质密切相关。

研究结果还表明<sup>[19]</sup>,未经充分训练试样的形状记忆功能会随时间或热循环而衰退,其超弹性功能也会出现应力不稳定等现象而影响使用功能。以往关于这些问题的研究主要着重在相变晶体学和晶体缺陷等方面。我们的研究表明<sup>[10,11]</sup>,材料中界面运动的阻力  $\Delta G_R$  越小,双程形状记忆或超弹性功能就越佳;超弹性和双程形状记忆的训练过程,都是使  $\Delta G_R$  逐渐减小直至稳定的过程。而且还据此获得了  $I/C$  转变的双程形状记忆效应和超弹性功能<sup>[20-22]</sup>。这对进一步阐明形状记忆和超弹性训练工艺的实质以及进一步改进这两种功能都有实际的意义。

$I/C$  转变具有形状记忆和超弹性功能还进一步证明了  $I/C$  界面可在自协作变形过程中运动。所以,大块试样中的  $I/C$  转变像其它马氏体相变一样都是通过界面的运动来完成的,这一点与薄膜试样中通过公度错的消失来完成是有很大的不同<sup>[18]</sup>。

#### 四、 讨 论

1. 本文在分析相界面运动速度  $V$  和相变驱动力  $\Delta G'_R$  间的关系时没有考虑界面两边成份的差异,亦即没有考虑原子的扩散,因此,所得结果只能用于非扩散相变。由于没有考虑成核过程,所以,在把它用于等温转变时也应注意其局限性。

在讨论界面动力学关系式的实验方法时使用了固体内耗的方法,这一方法主要是用于应力能诱导界面运动的场合,例如各种马氏体型相变(包括  $I/C$  转变)、磁畴、电畴、马氏体畴界的运动等。用交变磁场、交变电场来测量铁磁体在磁化过程中、铁电体在极化过程中的畴界运动时也可以应用本文的计算结果。

金属玻璃的晶化过程涉及到无规排列原子的重排甚至众多原子的短程扩散。但本文的结果能适用于金属玻璃的晶化过程表明,金属玻璃晶化过程的第一个晶化内耗峰所涉及的扩散过程也许像马氏体相变一样,其距离只有平均原子间距的数量级。这个问题还值得进一步研究。

2. 相变过程中内耗的界面动力学模型所得的结果((2)式)与 Delorme 等人的结果<sup>[23]</sup>在定性上十分相似,但在定量上有下述不同之处: 1) 按 Delorme 等人的结果,相变过程内耗  $Q^{-1}$  与  $\dot{T}/\omega$  有线性关系,但本文的结果只要求正变关系(由于  $\Delta G'$  与  $\dot{T}$  有关),因此能更好地解释实验中所观测到的非线性关系<sup>[5,6,12]</sup>。 2) 本文的结果包含了更多的物理内容和能解释更多的实验结果。例如,能计算界面运动导致的模量亏损以及计算界面效应和局部软模各自对模量极小值的贡献,求得界面运动的临界阻力  $\Delta G_R$  等。

Delorme 模型<sup>[23]</sup>和 Postnikov 模型<sup>[17]</sup>一样,其实质都是体内内耗的涨落,是一种体积效应;界面动力学模型则认为相变过程内耗主要来源于相变的动性和粘滞性运动,是一种界面效应,因此更便于处理有关界面的动性、运动阻力等问题。

#### 五、 结 语

无扩散相变中相界面的运动动力学关系可以表示为

$$\begin{aligned}
 V &= \varphi(\Delta G - \Delta G_R) \\
 &= \sum_{\alpha=1}^{+n} A_\alpha \exp\{[(\Delta G - \Delta G_R)/\Delta G_\alpha^*]^{\alpha+1}/(\alpha+1)\} \\
 &\quad + \sum_{\beta=0}^m A_\beta [(\Delta G - \Delta G_R)/\Delta G_\beta^*]^\beta.
 \end{aligned}$$

相变过程中的内耗和模量亏损为

$$\begin{aligned}
 Q^{-1} &= n^2 [d \ln \varphi(\Delta G') / d \Delta G'] (dF/dT) M \dot{T} / \omega, \\
 \Delta M / M &= [d \ln \varphi(\Delta G') / d \Delta G'] M n \varepsilon_0 (dF/dT) \dot{T} / \omega.
 \end{aligned}$$

由相变过程内耗的数据可计算出界面动力学关系式  $V = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$ .

本文得到中山大学高等学术研究中心(香港)部分资助。与南京大学王业宁教授、武汉大学田德诚教授进行过有益的讨论。在此一并致谢。

### 参 考 文 献

- [1] Л. Д. 郎道、E. M. 栗弗席兹, 统计物理学, 杨训恺等译, 人民教育出版社, (1964), 第十四章.
- [2] J. E. Hilliard, Phase Transformation (ed. H. I. Aaronson), ASM (1970), p. 497.
- [3] 张进修, 中山大学学报(自然科学版), (3)(1982), 1; *J. de Physique*, **42**(1981), C5-399.
- [4] J. B. Goodenough, Phase Transitions (ed. L. E. Cross), Pergamon, (1973), p. L
- [5] Luo Laizhong and Zhang Jinxiu, *J. de Physique*, **46**(1985), C10-649.
- [6] Li Jianghong and Zhang Jinxiu, *ibid.*, **46**(1985), C10-637.
- [7] 罗来忠, 中山大学硕士论文(1985年4月).
- [8] 李江宏, 中山大学硕士论文(1985年4月).
- [9] 张进修、李燮均, 中山大学学报(自然科学版), (2)(1985), 45; *J. de Physique*, **46**(1985), C10-617.
- [10] 张进修、罗来忠, 已投物理学报.
- [11] 张进修、李江宏, 已投物理学报.
- [12] Lin Deming *et al.*, *J. de Physique*, **46**(1985), C10-477.
- [13] 曾文光等, 物理学报, **36**(1987), 37.
- [14] 冯 端、王业宁、丘第荣, 金属物理, 科学出版社, (1975), 第十三章.
- [15] 王业宁等, 南京大学学报(自然科学版), **7**(1963), 3; 高等学校自然科学学报(物理学报), 试刊(5)(1965), 352.
- [16] 夏伍戎、水嘉鹤、王子孝、周如松, 武汉大学学报(自然科学版), (3)(1983), 41.
- [17] V. S. Postnikov *et al.*, *Nuovo Cim.*, **33B**(1976), 324.
- [18] C. M. Hwang *et al.*, *Phil. Mag.*, **A47**(1983), 9; 31; 177.
- [19] 徐祖耀, 马氏体相变和马氏体, 科学出版社, (1980), 第十章.
- [20] Luo Laizhong and Zhang Jinxiu, *Proceedings of the International Symposium on Shape Memory Alloys* (ed. Y. Y. Chu, T. Y. Hsu and T. Ko), China Academic Pub., (1986), p. 115.
- [21] Luo Laizhong, Li Jianghong and Zhang Jinxiu, *ibid.*, p. 120.
- [22] Lin Guangming *et al.*, *ibid.*, p. 159.
- [23] J. F. Delorme *et al.*, *J. de Physique*, **32**(1971), C2-101.

## A PHENOMENOLOGICAL THEORY OF INTERFACE DYNAMICS IN THE PROCESS OF DIFFUSIONLESS PHASE TRANSFORMATION AND ITS APPLICATIONS

ZHANG JIN-XIU      LI XIE-JUN

(Department of Physics and Institute of Material Science Research, Zhongshan University Guangzhou)

### ABSTRACT

The relationship between average velocity of phase and/or domain interface  $V$  and the effective phase transformation (PT) driving force in the process of diffusionless (DL) PT  $\Delta G'$  (the difference between PT driving force  $\Delta G$  and the resistance  $\Delta G_R$ ,  $\Delta G' = \Delta G - \Delta G_R$ ) can be expressed as  $V = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$ . Consider a monodirectional varying external field (intensity is  $\xi$  and varying rate is  $\dot{\xi}$ ) exerted on a DLPT system, the phase interface moves and then the DLPT takes place when  $\Delta G$  provided by the external field increases to a critical value  $\Delta G_R$ . If a harmonic external stress  $\sigma = \sigma_0 \sin \omega t$  which can interact with the moving interface exerts on the system and the coupling factor is  $n$ , an expression between dynamic relation of interface  $V = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$  and the internal friction in the DLPT process  $Q^{-1}$ , related modulus defect  $\Delta M/M$ , PT rate  $dF/d\xi$  and the PT strain  $\varepsilon_0$  can be derived as

$$\begin{aligned} d \ln \varphi(\Delta G') / d \Delta G' &= Q^{-1} \omega / n^2 M (dF/d\xi) \dot{\xi} \\ &= (\Delta M/M) \omega / n M \varepsilon_0 (dF/d\xi) \dot{\xi}, \end{aligned}$$

or

$$\text{and } (\Delta M/M) Q^{-1} = \varepsilon_0 / n.$$

where  $\omega$  is frequency of harmonic stress,  $M$  is modulus related to vibration mode. A general solution of the interface dynamic equation can be obtained as

$$\begin{aligned} V &= \sum_{\alpha \neq -1}^{\pm n} A_\alpha \exp [ ((\Delta G - \Delta G_R) / \Delta G_\alpha^*)^{\alpha+1} / (\alpha + 1) ] \\ &+ \sum_{\beta=0}^m A_\beta ((\Delta G - \Delta G_R) / \Delta G_\beta^*)^\beta, \end{aligned}$$

where  $A_\alpha, A_\beta$  are coefficient,  $\Delta G_\alpha^*$  and  $\Delta G_\beta^*$  are resistance parameters related to the high velocity interface. The specific solution and the value of  $\Delta G_R$  can be determined by the experimental data of the internal friction in the DLPT with different  $\dot{\xi}$ .

The equation of  $(\Delta M/M)/Q^{-1}$  can be used to determine whether the soft mode contributes in the process of DLPT.