

颗粒物质的堵塞行为与非晶相变

欧阳鸿武, 黄誓成, 刘卓民, 王 琼

(中南大学 粉末冶金国家重点实验室, 湖南 长沙 410083)

摘 要: 近年来研究发现, 颗粒物质堵塞(Jamming)和非晶相变(Glass-transition)这两个看似毫不相干的体系之间有着密切关联: 颗粒物质的堵塞与非晶相变、颗粒堆积与非晶结构之间有着惊人的相似性, 对颗粒物质堵塞过程的研究被认为是微观非晶转变的宏观化研究。本文概述了颗粒物质堵塞行为的基本特征和颗粒堆积结构等问题的重要研究进展, 阐述了颗粒物质堵塞临界行为与非晶相变的内在联系和相互借鉴的科学意义。

关键词: 颗粒物质; 堵塞; 非晶相变

中图分类号: TF 123.1

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2009)07-1310-07

堵塞现象时有发生, 但直到 20 世纪 90 年代初人们才开始用科学方法来研究颗粒的堵塞问题^[1]。10 多年来, 颗粒物质被当作一种有别于固体、液体和气体的新型物态成为物理学的一个热点研究对象, 其中, 有关颗粒物质堵塞时的临界行为和特征的实验^[2-6]及计算机模拟研究^[7-12]不断取得新的进展; 与此同时, 在新材料的研发中, 非晶合金材料因其优异物性更引起人们高度关注和深入研究, 非晶材料形成过程中玻璃相变的谜团成为固态理论中最深刻而又悬而未决的难题^[13]。近年来发现颗粒堵塞与玻璃相变之间存在很多类似的特性^[4,10,14-16]。如在接近非晶转变时, 熔体粘性激增(发散)(图 1a), 颗粒物质粘性在固-液转变点同样出现发散^[14](图 1b), 这两类系统的临界转变行为非常相似。因此, 对颗粒物质堵塞过程的研究可能极大地促进非晶材料的研究, 并有望成为探明非晶相变本质的一条重要途径。

堆积问题, 如致密物质怎样充填一个容器, 在数学上属于最古老、长期未能解决的问题之一^[17]。硬颗粒堆积被认为是研究不同体系(包括液体、活细胞、颗粒介质、玻璃态和粉体)结构的起点^[18-21], 早期就有人应用随机硬球堆积来研究颗粒材料, 并发现颗粒的堆积结构和密度极大影响或决定颗粒物质的宏观特性^[22,23]。非晶材料的组织结构不同于晶体结构(可以用很好定义的长程有序来表征), 它既不能取一个晶胞为结构模式, 且其周围原子结构也不确定, 故测定和描述非晶结构均属难题, 一般只用统计方法表达, 非晶合金原子排列仍充满奥秘^[24]。处于堵塞状态的颗粒

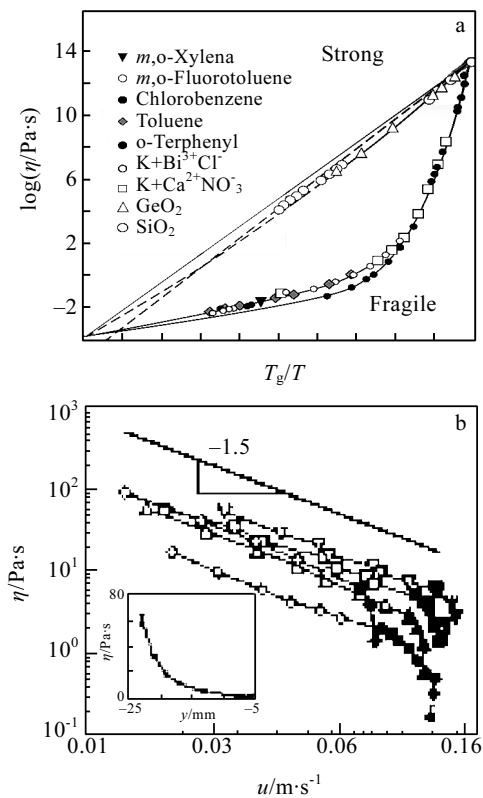


图 1 不同熔体的粘性与温度的变化关系(a)和转鼓中颗粒表观粘性与颗粒流速之间的关系(b)

Fig.1 Variation of viscosity with temperature for different molten-fluids(a); relationship of apparent viscosity and granular flowing velocity in rotating drum(b)

收到初稿日期: 2008-06-21; 收到修改稿日期: 2009-06-03

基金项目: 国家自然科学基金委员会创新研究群体科学基金(50721003); 国家自然科学基金资助项目(50574103 和 10476034)

作者简介: 欧阳鸿武, 男, 1964 年生, 博士, 教授, 中南大学 粉末冶金国家重点实验室, 湖南 长沙 410083, 电话: 0731-8877192, E-mail: oyhw@mail.csu.edu.cn

物质的堆积结构与非晶合金的原子排列均为无序结构(如图 2)。因此,人们相信对堵塞颗粒的堆积构形的研究将有助于对非晶材料结构的深入认识和描述。

基于两者之间的相似性,颗粒物质堵塞时的临界转变行为以及堵塞结构特征的研究,对阐明非晶相变的本质、非晶形成能力及非晶结构特征都将具有重要的科学意义。

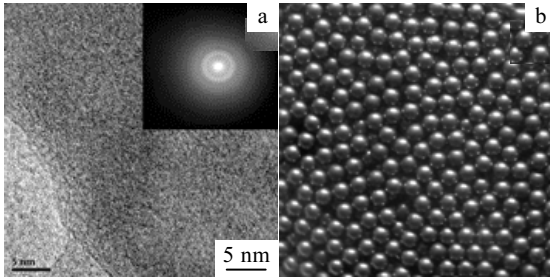


图 2 非晶合金 TEM 明场像及其衍射花样(a)和颗粒物质堵塞堆积结构(b)

Fig.2 TEM bright image and diffraction pattern of amorphous alloy (a); packing configuration of jammed granular matter (b)

1 颗粒物质堵塞行为与玻璃相变

1.1 堵塞相图

颗粒物质宏观上表现为“非晶”结构,处于静止和致密流动状态的颗粒结构看起来没有差别,可直观地认为都是“非晶态”。著名物理学家 Nagel 教授提出图 3 所示的颗粒系统相图^[17],用温度、密度和载荷 3 个参数一起描述颗粒系统状态,形成了目前对颗粒系统和非晶相变研究的基本框架。这对于颗粒物质和玻璃态物质的研究都是极大的推进。进入 21 世纪,人们发现两者道同殊途,具有本质的相似性。基于描述颗粒固体与玻璃材料的理论开始相互融合和统一^[15],并成为一个新的研究途径和充满活力的研究领域。

处于堵塞态的球体堆积结构极其复杂,堆积状态与密度的关系一直未得到满意的描述和解释^[19]。研究表明,球形颗粒松装堆积的最低密度大约为 0.55,用 RLP(Random Loose Packing)表示^[20]。球形颗粒两种有序排列(面心立方 fcc 和密排六方 hcp)的最大密度为 0.74。不过 fcc 的自由能比 hcp 低 0.005RT(R 为普通气体常数, T 为绝对温度),即两者的构形熵存在微小差异^[21]。通常情况下,球形颗粒经摇晃振动或在橡皮气球中揉捏等方法得到的随机紧密堆积密度 ϕ 几乎都接近一个可以反复出现的数值,即 $\phi = 0.64 \pm 0.006$ ^[19],用 RCP(Random Close Packing)表示。对这一现象,人

们尝试了用多种方法进行解释。最近, Song 等人^[20]根据球体系统中单元体积的压实性(compactivity) X 确定系统的宏观状态,推算出系统几何配位数 Z 与系统密度 ϕ 之间的关系: $\phi \approx Z / (Z + 2\sqrt{3})$, 构建出新的颗粒介质堵塞相图(如图 4 所示)。研究表明:摩擦系数对堆积特性有重要影响,即在不同的摩擦系数下球体堆积可能处于 RCP 和 RLP 之间的某一状态。对于非常粗糙的颗粒有 $Z=4$,用“granular line”标识,而对于无摩擦颗粒有 $Z=6$,用“RCP line”标识最大堆积密度状态,处于最小堆积密度的状态则用“RLP line”标识。因而,RCP 和 RLP 都应该是一条状态线而非一个状态点。同时,压实性 X 控制了每种状态的几率,即决定了图 4 中所示的从 RCP 线到 PLP 线之间的密度的变化。该相图更好地描述了从随机松装堆积(RLP)到紧密堆积(RCP)时系统的密度变化规律。

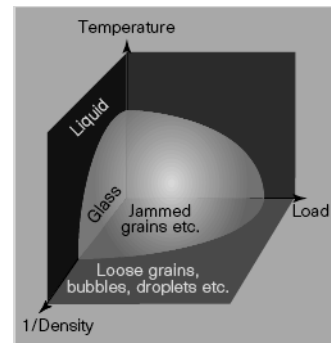


图 3 堵塞相图

Fig.3 Jamming phase diagram

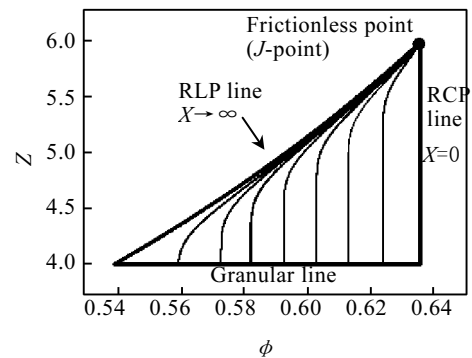


图 4 系统几何配位数 Z 与系统密度 ϕ 之间的变化关系

Fig.4 Phase diagram of jamming for Z vs ϕ

1.2 颗粒物质临界堵塞转变与玻璃相变的相似性

1.2.1 正应力分布概率

对过冷液体和泡沫模型的研究^[10]发现,接近堵塞相变时内部颗粒正应力分布 $P(f)$ (图 5)在接近玻璃相变时出现了一个峰,而且峰的高度随温度降低、剪切应

力降低和堆积密度提高而增高,表明玻璃态的 $P(f)$ 与颗粒材料的实验结果定量相似。还有人^[18]对软球体玻璃相变与颗粒静态堆积时的力分布进行模拟分析,同样得到颗粒堵塞与玻璃相变之间的相似性^[5,23]。

为了更好地将颗粒材料的堵塞与液体玻璃相变进行类比, Silbert 等^[16]研究了粉体颗粒沿粗糙斜面的流动来探寻非热大尺寸颗粒体系的动力学堵塞相变,并以倾斜角 θ 为参数控制颗粒从流动到静止状态(即休止角 θ_r)的相变。研究发现,当 θ 降低到小于 θ_r 时,从流动到静止状态的相变具有与热驱动玻璃相变相类似的特性:正应力分布概率 $P(f)$ 在静止状态形成一个稳定区,如图 6 所示。流态时 $P(f)$ 在大应力状态表现为幂指数尾迹,而静态体系 $P(f)$ 在大应力状态更多地表现为高斯函数下降^[23]。当 θ 降低到 θ_r 以下时,在接近 $f=1$ 时形成一个平台(见图 6 中插图),这与文献[10]中观测到的行为类似。将 θ 减小到 0,使应力进一步松弛,得到的 $P(f)$ 与其它方法得到颗粒堆积的实验结果^[18]定量一致。

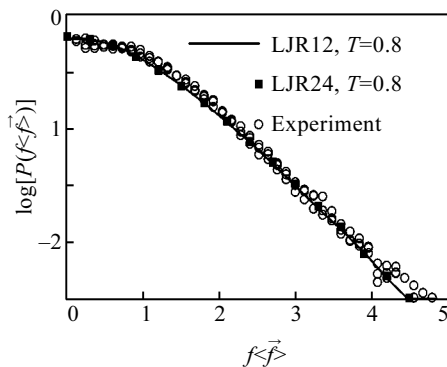


图 5 不同作用势下玻璃态的力分布与实验结果的对比

Fig.5 Comparison between force distribution of glass state under different potential energy and experiment result

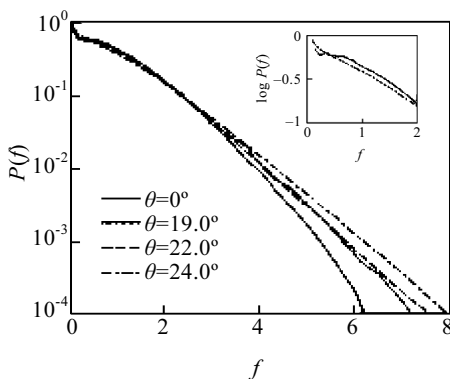


图 6 不同角度的正应力分布 $p(f)$ (插图对比了 24° 和 0° 时的情形)

Fig.6 Distribution of normal force $p(f)$ at different angles. Inset shows comparison between 24° and 0°

1.2.2 偶关联函数 $g(r)$

偶关联函数 $g(r)$ 用来描述非晶结构,在接近相变时该函数出现一个分离的二次峰。颗粒从流动到静止的转变,与过冷液体接近玻璃相变时的结果类似。计算^[15]得到的 $g(r)$ (如图 7 所示)表明体系接近堵塞状态时局部结构的变化。尽管颗粒剪切体系的 $g(r)$ 是不均匀的,但这种不均匀性与流体相比是很微弱的(峰的位置不随角度而变化)。因此,通过研究 $g(r)$ 来研究短程有序的变化是合理的。从图 7 的插图中可以看到当 θ 减小时第 2 个峰的形成和逐渐分离。

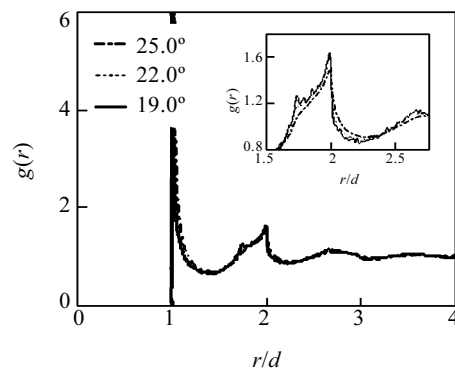


图 7 不同角度的对分布函数 $g(r)$ (插图显示了接近第 2 次峰的区域)

Fig.7 $g(r)$ for different angles, inset shows the area near the second peak

对颗粒体系的模拟^[15]中同样观测到偶关联函数 $g(r)$ 第 1 个峰在点 J (发生堵塞的临界转变点)处发散,而且根据这个现象同样可得到已经在玻璃相变研究中得出的两条重要推论:(1)静态结构因子 $S(k)$ [由 $g(r)$ 经傅里叶变换得到]发生振荡。 $S(k)$ 在不同的矢量波 k 下不会发散,而在二阶相变中可观测到静态结构因子出现发散现象。因此, J 点不同于一般二阶相变点。当经过点 J 进入堵塞区域后, $S(k)$ 的振荡继续保持,如图 8 所示。这与较大 k 值时的实验结果^[25]定性类似;(2)正应力分布 $P(f)$ 峰的出现。很早以前人们就认识到温度降低临近玻璃转变点时 $g(r)$ 的第 1 个峰将上升并变得更陡,但在越过玻璃转变点后这一行为仅发生量变。在早先的研究^[10]中,得出正应力分布 $P(f)$ 的变化与 $g(r)$ 密切相关: $P(f)df \propto r^{d-1}g(r)dr$, d 为体系的维数, r 为颗粒间距。从式中可看出, $P(f)$ 只有在 $g(r)$ 的第 1 个峰足够高和窄时才能形成一个峰。这在颗粒和胶体中已经观测到,并在玻璃形成液体的模拟^[10]研究中也观测到类似现象。

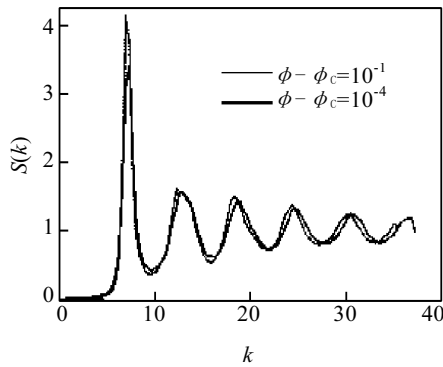


图 8 三维静态结构因子在接近 J 点时的变化
Fig.8 Static structure factor $S(k)$ near the J point

此外, Donev 等^[26]通过对硬球堆积进行理论和模拟计算深入研究了偶关联函数, 得到偶关联函数 $g(r)$ 与颗粒内部应力分布概率 $P(f)$ (计算测得)之间的理论关系:

$$g(r) = \frac{p}{4\phi} L_{l/\Delta D} [fP(f)] \quad (1)$$

式中, p 为压力, ϕ 为体系密度, $L_{l/\Delta D}$ 为对变量 $l/\Delta D$ 的拉普拉斯变换, l 为颗粒间隙, ΔD 为模拟中球体的直径变化率。

1.2.3 过低频状态密度

在 O'Hern 等人^[15]进行的堵塞模拟中还观测到另外一个重要特征是状态密度低频模态。也许在物理学上点 J 与玻璃及玻璃相变本质相关的最显著的证据是在低频时振动状态的存在。在晶体中, 低频振动模态为长声波, 一般会认为状态密度在低频时会按照 $D(\omega) \propto \omega^2$ 的规律变化, 而模拟结果发现, 在点 J 时当 $\omega \rightarrow 0$ 状态密度为非零常数, 如图 9 所示。

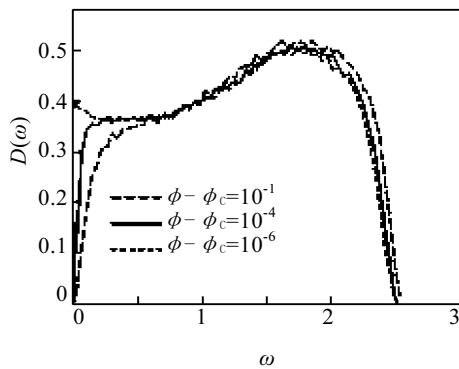


图 9 堆积密度 ϕ 接近临界堵塞密度 ϕ_c 时振动状态密度 $D(\omega)$ 变化规律

Fig.9 Density of states $D(\omega)$ vs ω when ϕ is close to ϕ_c .

这些观测结果为深入认识真实玻璃体系的行为变化提供了重要线索。认识到颗粒物质的堵塞与玻璃转变过程诸多相似性, 人们自然会提出能否通过认识颗粒物质堵塞的本质来更深入地认识玻璃转变甚至非晶材料? 这个问题引起了人们更加深入的研究。

1.2.4 相关特征长度

早在 20 世纪 90 年代初, 英国剑桥大学 Edwards 教授大胆推测^[27], 如果假设每个颗粒落入颗粒堵塞构形的几率相同, 将得出描述颗粒系统的精确理论。初看这一假设很荒唐, 但最近的研究却发现, 颗粒流体与液体具有本质的相似性: 实验^[28]测得振动颗粒流体的扩散(diffusivity)和迁移 (mobility)的比值 T_{eff} (有效温度)同样符合爱因斯坦的温度定义。这与 Edwards 预测的结果一致, T_{eff} 可以作为描述颗粒流体的热力学参数^[29]。并且, 振动颗粒流体的摩擦系数 λ 、颗粒粘性 μ 、 T_{eff} 和振动强度 Γ 之间直接相关: $\lambda \propto \mu \propto 1/\Gamma$, $T_{\text{eff}} \propto \Gamma^2$ 。由此, 建立起颗粒流体有效温度与粘性的对应关系。

深入研究发现, 当缓慢降低振动强度, 使颗粒物质由动态向静态转变的过程与玻璃物质的凝固过程(前的变化)极其相似(形成无序结构)^[10,16]; 颗粒物质在围限压力接近零时堵塞-屈服转变与固体-液体的相变如出一辙。两类转变中也发现同样存在一个决定系统转变过程、微结构和物性的重要参数: 相关特征长度^[15,30]。

当接近玻璃转变时为什么玻璃形成液体的粘性增加得那么剧烈? 这个现象虽然没有得到清楚地解释^[30], 但大量实验^[31-34]和模拟^[35-37]研究表明, 玻璃体系粘性的快速增长与其动力学相关特征长度的增长密切相关。由于液体玻璃在温度下降时, 发生协同运动的快速移动颗粒形成团簇, 表征团簇大小的参量就是协同特征长度。过冷液体分子运动速度的快速下降与协同特征长度增长相关的观点追溯到 Adam 和 Gibbs^[31], 但近年来的实验^[32]、模拟^[35-37]和微结构模型^[38,39]研究才开始得以证实。

目前经常使用平均场 p-spin 玻璃模拟^[40,41]中的四点密度关联子(correlator) 来表征相关特征长度:

$$G_4(\vec{r}, t) = [\rho(0, 0)\rho(0, t)\rho(\vec{r}, 0)\rho(\vec{r}, t)] - [\rho(0, 0)\rho(0, t)][\rho(\vec{r}, 0)\rho(\vec{r}, t)] \quad (2)$$

式中, $\rho(\vec{r}, t)$ 代表位置 \vec{r} 和时间 t 处的密度涨落。 $G_4(\vec{r}, t)$ 测量了在时间间隔为 t 及距离为 \vec{r} 的范围内发生类似事件的概率, 即动力学非均匀性和协同性。极化率(susceptibility) $\chi_4(t)$ 定义为 $G_4(\vec{r}, t)$ 的体积积分且等于关联函数的变化^[40]。实验^[33]发现, 在接近玻璃转变时动力学相关长度只微弱增大, 一般为 10~20 个

颗粒。在略高于玻璃相变温度 T_g 的数值模拟^[42]和实验研究^[32]中发现, 在 T_g 时出现一个大约为 5 到 20 个分子直径的特征长度, 但特征长度与时间和温度之间的相关性仍未确定, 但将特征长度与玻璃相变联系起来至关重要。为此, 有人^[30]引入实验上易获得的多点动力学极化率来对玻璃形成体的动力学相关本质进行定量化, 从而得到分子液体和胶体的玻璃形成过程中存在动力学特征长度的增长, 直接提供了定量实验证据。

在 O'Hern 等^[15]对颗粒物质的模拟中得到在接近堵塞转变时, 有限尺寸系统条件下的相关特征长度关系为:

$$L \sim (\phi - \phi_c)^\nu \quad (3)$$

式中 $\nu = 0.71 \pm 0.08$, 由上式可知 L 与维数无关。然而, 无限大体系在 $\phi < \phi_c$ 时, 特征长度 $L \sim (\phi_c - \phi)^{-1/(d-1)}$, 其中 d 是维数, 显然这个相关长度的指数与从有限尺寸分析得到的结果并不一致, 这可能是耗散体系较强的尺寸效应所引起的。尽管如此, 这却表明了堵塞颗粒体系中可能也存在相关特征长度。最近 Keys 等^[34]实验研究了二元钢珠在二维容器中空间分布的不均匀特性, 通过空气驱动容器为颗粒体系施加能量并追踪钢珠的运动路径, 发现了临近堵塞转变时特征时间和特征长度的快速增长, 直接测量到动力学特征长度, 并证实了颗粒材料的堵塞转变与过冷液体之间的密切联系。

1.3 堵塞堆积构形与非晶合金结构

颗粒的堆积, 尤其是随机堆积问题一直是一个疑难问题^[43]。虽然 40 多年前已发现了非晶合金材料^[44], 但至今在商业和科技上具有重要应用价值的金属玻璃(MG)仍然没有一个完善的原子结构模型^[24], 对 MG 内部原子真实排列特性也未得到清晰的认识。

早些年, Bernal 的硬球致密随机堆积结构模型^[45]被广泛应用于 MG。目前已证实 Bernal 的模型适用于均匀原子体系模型^[46], 但是不能用来描述二元 MG。对中程有序(MRO)^[47]的认识更少, 在 MG 研究中 MRO 的特性仍然是一个最重要的而又悬而未决的问题之一。早期结构模型都是基于随机性^[45,46], 但经过改进后的模型证实了最邻近原子环境存在与晶体结构中相类似的有序^[47], 并提出了一些基于最邻近原子框架的局部结构模型^[48,49]。

后来, Miracle 等^[24]提出描述 MG 原子结构的新模型, 该模型建立在原子团簇致密堆积的基础上, 其原理为空间的有效堆积^[48], 首次超越最邻近原子框架范围为 MG 提供一个描述结构的模型, 即将这些团簇理想化为球体, 通过这些类球体团簇的有效堆积来充填空间而得到一个扩展的结构。尽管 MG 可以有很多

数量的不同溶质原子种类, 但这个模型仅得出包含不超过 3 种拓扑结构的溶质原子, 即构成团簇的溶质原子 α , 八面体团簇溶质原子 β , 四面体团簇溶质原子 γ (如图 10), 且这些溶质原子相对于溶剂原子有明确并可预测的尺寸。该模型还准确预测了典型溶剂原子的第 1 个配位框架中的溶质原子数, 且准确地预测到一系列复杂的合金成分, 为块状 MG 的开发和形成提供明确的指导, 对于非均匀球体有效堆积空间等科学问题的深入认识也非常重要。

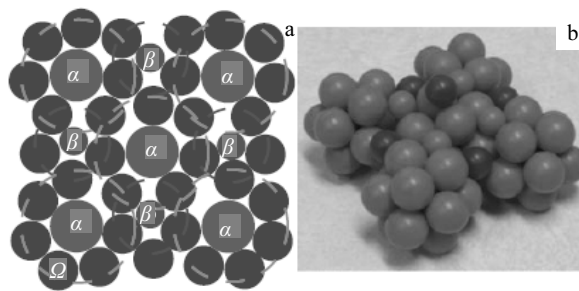


图 10 (a)二维致密团簇堆积(α 、 β 为溶质原子, Ω 为溶剂原子)和(b)三维Zr-(Al,Ti)-(Cu,Ni)-Be合金的致密团簇堆积(α 、 β 及 γ 位置被不同颜色及不同大小的球占据)

Fig.10 (a) two-dimensional representation of dense cluster-packing structure, α and β are solutes, Ω is solvent atom; (b) Model system representing a Zr-(Al,Ti)-(Cu,Ni)-Be alloy. α , β and γ sites are occupied by different spheres

最近有人^[50]运用实验和计算技术相结合的方法获得非晶合金中原子水平的结构。通过分析具有不同化学成分和原子尺寸比的一系列二元体系模型, 阐明不同类型的短程有序和中程有序的本质。结果证实早先关于有效堆积等一些观点的适用性, 尤其是类团簇体的特殊拓扑结构, 并提出由 MRO 构成的一种新的团簇堆积模式, 同时也阐明具有高浓度溶质合金中溶质原子的排列情况。其结果为早先提出的原子结构模型提供一个真实的检验, 并且为认识 MG 的本质、形成能力和特性提供了线索。

这些结构模型不仅仅在描述非晶的原子排列有重要意义, 而且可以扩展到颗粒介质中来, 更重要的是由于颗粒介质宏观上表现为非晶态物质, 通过研究堵塞过程中颗粒体系动力学的演化, 包括颗粒体内部结构和颗粒团簇的演化过程, 有利于从宏观上认识非晶相变过程中相关特征长度与原子团簇之间的演化特征。此外, 随着 X 射线断层显影技术和共焦显微镜方法的发展, 最新的研究^[51]直接观测并揭示了胶体或玻璃溶液中临近玻璃相变时局部特征结构与动力学抑制

之间的联系: 通过追踪胶体溶液中局部特征团簇网络结构的演化过程, 证实临界相变时动力学的急剧下降是受到快速增长的特征网络结构所驱动。这在很大程度上有助于推动人们对(亚稳态材料)非晶结构的认识 and 了解, 同时对长期未能解决的非晶相变问题具有指导意义。

2 结 语

对颗粒物质的堵塞问题的深入研究不仅极大地促进了人们对颗粒物质的认识, 同时还逐步揭示出堵塞行为与玻璃相变和非晶结构之间特殊联系, 有望为探明玻璃相变的本质和非晶结构特征的表征开辟新的途径。

参考文献 References

- [1] Unger T, Keresz J. *Phys Rev Lett*[J], 2005, 94: 178 001
- [2] Albert I, Tegzes P, Kahng B. *Phys Rev Lett*[J], 2000, 84: 5122
- [3] Majmudar T S, Behringer R P. *Nature*[J], 2005, 435: 1079
- [4] Corwin E I, Jaeger H M, Nagel S R. *Nature*[J], 2005, 435: 1075
- [5] D'Anna G, Gremaud G. *Nature*[J], 2001, 413: 407
- [6] Majmudar T S, Sperl M, Luding S *et al.* *Phys Rev Lett*[J], 2007, 98: 058 001
- [7] Tkachenko A V, Witten T A. *Phys Rev E*[J], 1999, 60: 687
- [8] Makse H A, Johnson D L, Schwartz L M. *Phys Rev Lett*[J], 2000, 84: 4160
- [9] Cates M E, Wittmer J P, Bouchaud J P *et al.* *Phys Rev Lett*[J], 1998, 81: 1841
- [10] O'Hern C S, Langer S A, Liu A J *et al.* *Phys Rev Lett*[J], 2001, 86: 111
- [11] Ellenbroek W G, Somfai E. *Phys Rev Lett*[J], 2006, 97: 258 001
- [12] Somfai E, Hecke M V, Ellenbroek W G. *Phys Rev E*[J], 2007, 75: 020 301
- [13] Anderson P W. *Science*[J], 1995, 267: 1615
- [14] Orpe A V, Khakhar D V. *Phys Rev Lett*[J], 2004, 93: 068 001
- [15] O'Hern C S, Silbert L E, Liu A J *et al.* *Phys Rev E*[J], 2003, 68: 011 306
- [16] Silbert L E, Ertas D, Grest G S *et al.* *Phys Rev E*[J], 2002, 65: 051 307
- [17] Liu A J, Nagel S R. *Nature*[J], 1998, 396: 21
- [18] Blair D L, Mueggenburg N W, Nagel S R. *Phys Rev E*[J], 2001, 63: 041 304
- [19] Kamien R D, Liu A J. *Phys Rev Lett*[J], 2007, 99: 155 501
- [20] Song C, Wang P, Makse H A. *Nature* [J], 2008, 453: 629
- [21] Car R. *Nature*[J], 1997, 385: 115
- [22] Barrat A, Kurchan J, Loreto V *et al.* *Phys Rev E*[J], 2001, 63: 051 301
- [23] O'Hern C S, Langer A, Liu A J *et al.* *Phys Rev Lett*[J], 2002, 88: 075 507
- [24] Miracle D B. *Nature Materials*[J], 2004, 3: 697
- [25] Moss S C, Price D L. *Physics of Disordered Materials*[M]. New York: Ovshinsky-Plenum Press, 1985
- [26] Donev A, Torquato S, Atilliger F H. *Phys Rev E*[J], 2005, 71: 011 105
- [27] Edwards S F. *Disorder in Condensed Matter Physics*[M]. Oxford: Oxford Univ Press, 1991: 147
- [28] Makse H A, Kurchan J. *Nature*[J], 2002, 415: 614
- [29] D'Anna G, Mayor P, Barrat A. *Nature*[J], 2003, 424: 909
- [30] Berthier L, Biroli G, Bouchaud J P *et al.* *Science*[J], 2005, 310: 1797
- [31] Adam G, Gibbs J H. *J Chem Phys*[J], 1965, 43: 139
- [32] Deschenes L A, Vanden Bout D A. *Science*[J], 2001, 292: 255
- [33] Bennemann C, Donati C, Baschnagel J *et al.* *Nature*[J], 1999, 399: 246
- [34] Keys A S, Abate A R, Glotzer S C *et al.* *Nature Physics*[J], 2007, 3: 260
- [35] Widmer-Cooper A, Harrowell P, Fynewever H. *Phys Rev Lett*[J], 2004, 93: 135 701
- [36] Yamamoto R, Onuki A. *Phys Rev Lett*[J], 1998, 81: 4915
- [37] Doliwa B, Heuer A. *Phys Rev E*[J], 2000, 61: 6898
- [38] Ritort F, Sollich P. *Adv Phys*[J], 2003, 52: 219
- [39] Whitelam S, Berthier L, Garrahan J P. *Phys Rev E*[J], 2005, 71: 026 128
- [40] Toninelli C, Wyart M, Berthier L *et al.* *Phys Rev E*[J], 2005, 71: 041 505
- [41] Franz S, Parisi G. *J Phys Condens Matter*[J], 2000, 12: 6335
- [42] Whitelam S, Berthier L, Garrahan J P. *Phys Rev Lett*[J], 2004, 92: 185 705
- [43] Torquato S, Stillinger F H. *Phys Chem B*[J], 2001, 105: 11 849
- [44] Klement W, Willens R H, Duwez P. *Nature*[J], 1960, 187: 869
- [45] Bernal J D. *Nature*[J], 1960, 185: 68
- [46] Greer A L. *Intermetallic Compounds Principles Practice Vol1* [M]. New York: Wiley, 1995: 731
- [47] Elliott S R. *Physics of Amorphous Materials*[M]. London: Longman, 1990: 139
- [48] Miracle D B, Sanders W S, Senkov O N. *Phil Mag A*[J], 2003, 83: 2409

- [49] McGreevy R L. *Journal of Physics Condensed Matter*[J], 2001, 13: R877
- [50] Sheng H W, Luo W K, Alamgir F M *et al. Nature*[J], 2006, 2008, 7: 556
- [51] Royall C P, Williams S R, Ohtsuka T *et al. Nature Materials*[J], 2008, 7: 556

Jamming and Glass-Transition for Granular Matters

Ouyang Hongwu, Huang Shicheng, Liu Zhuomin, Wang Qiong

(State Key Laboratory for Powder Metallurgy, Central South University, Changsha 410083, China)

Abstract: Recently, researches have revealed that the granular jamming and glass-transition of amorphous matter, which seems to be out of the picture, may be intimately related to each other due to the strong analogies between these two systems. The progresses on the characteristics of granular jamming and the descriptions of amorphous structure, and the connectivity between the granular jamming and glass-transition are presented and shown, and the potential scientific interests are introduced in this paper.

Key words: granular matter; jamming; glass-transition

Biography: Ouyang Hongwu, Ph.D., Professor, The National Key Laboratory of Powder Metallurgy, Central South University, Changsha 410083, P. R. China, Tel: 0086-731-8877192, E-mail: oyhw@mail.csu.edu.cn