

双轴压缩下颗粒物质剪切带的形成与发展*

毕忠伟 孙其诚[†] 刘建国 金峰 张楚汉

(清华大学水沙科学与水利水电工程国家重点实验室, 北京 100084)

(2010年6月9日收到;2010年6月21日收到修改稿)

本文采用离散元方法,研究了双轴压缩的颗粒体系在刚性边界约束下,局部剪切带的形成和发展过程,注重分析了细观的体积分数、配位数、颗粒旋转角度等参数以及力链结构形态的演变.并从颗粒体系 jamming 相图中 J 点附近的边壁压强和配位数随体积分数的标度规律出发,分析了剪切带内外的体积分数和配位数的变化.结果表明:剪切带形成于颗粒体系的塑性变形开始阶段,此时体系发生剪胀,颗粒体积分数减小,颗粒体系抵抗旋转的能力降低,开始出现细小剪切带,随着轴向应变的继续,细小剪切带发生连接,最终导致贯穿性优势剪切带形成,且剪切带的方向与 Arthur 理论更加符合.同时发现剪切带内外的颗粒体积分数和配位数等细观参数差异较大,结合 J 点对应的临界体积分数,可以判断在剪切带内部为 unjammed 体系,而外部为 jammed 体系,亦即沿剪切带界面发生了相变.

关键词: 颗粒物质, 力链, 双轴压缩, 剪切带

PACS: 45.70.-n, 02.40.Pc, 45.70.Qj

1. 引言

颗粒物质是大量离散固体颗粒相互作用而组成的复杂体系,广泛存在于自然界中,比如堆石体、堰塞体和碎屑流等.在不对称外荷载作用下,颗粒物质的变形通常高度集中于狭窄的条状剪切带内,其宽度通常在 6—8 个颗粒大小左右.掌握剪切带的演化和形成机理,分析颗粒物质的强度和整体稳定性,是颗粒物质力学和岩土力学研究的热点^[1,2].

1960 年前后,剑桥大学在单剪和挡土墙模型试验中,根据材料的密度差异对 X 射线吸收能力的影响,发现了颗粒体系局部密度降低的区域,亦即剪切带^[3].近 40 年来,人们从理论分析、试验检测和数值模拟等三个方面系统而深入地开展了剪切带的研究.首先,依据连续介质力学的基本假设,采用经验准则和稳定性分析等方法,对颗粒物质塑性失稳的力学条件、本构模型及数值模拟等方面进行了研究,提出了应变梯度塑性理论、局部分岔理论、非共轴流动理论和复合体理论等.这些理论确实解决了

大量的实际问题,但是对剪切带的理解还非常有限,对起关键作用的细观结构对宏观变形局部化的控制和影响的重视与研究不够,没有将宏观现象与细观结构有机的结合起来进行分析^[4-6].在试验方面,Vardoulakis^[7]较早对平面应变状态下的德国 Karlsruhe 干砂进行了剪切带的实验观察,随后 Desrues 等^[8,9]对不同粒径的颗粒体系进行了剪切带倾角、宽度以及演化规律等进行了实验研究,对三轴情况下的颗粒体系剪切带的演化进行了研究,这些试验无法观察颗粒转动和组构等细观过程,不能很好地理解剪切带形成的机理.此后,Scarpelli 等^[10]和 Han 等^[11]利用 X 射线测量剪切带内的变形, Harris 等^[12]利用立体摄影技术测量了剪切带内外的应变场、剪切带厚度、倾角等参数的变化,认为剪切带的形成是渐变过程.随着光弹技术在颗粒力学实验中的应用,人们通过干涉条纹直接观测或测量颗粒相互之间的接触力等细观物理量,确定剪切带形成区域内外颗粒的接触力、转动等详尽信息,目前,清华大学水利系正在系统开展相关光弹实验研究.在数值模拟方面,Cundall 和 Strack^[13]采用颗粒离散元对土体进行了剪切带的模拟,得到与圆盘

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2010CB731504),国家自然科学基金(批准号:50904036,11034010),清华大学水沙科学与水利水电工程国家重点实验室自主项目(批准号:2008-ZY-06;2010-TC-1)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: qcsun@tsinghua.edu.cn

光弹性试验相符合的结果,此后众多国内外学者开展了大量的剪切带的厚度、位移、孔隙比、体应变及颗粒旋转等数值模拟研究^[14-21].

颗粒物质剪切带的形成与发展具有明显的类固—液转变特征,可将剪切带问题看作 jamming 和 unjamming 问题,结合相应的 jamming 相图进行研究.由于颗粒固体的一个显著特征是力链网络布满整个颗粒物质,因此有的学者进一步认为 jamming 的发生是由于力链的变化引起的:首先,颗粒间发生点接触或微小面接触,小的外应力扰动打破了颗粒之间的平衡,使得某些颗粒发生滑动或转动(或者两者同时发生),导致颗粒之间的接触不稳定,引发力链结构或者网络不稳定,力链发生断裂、重组,继而引发颗粒整体发生类固—液转变.其次,能量沿着力链迅速衰减(基本按照距离的 e 指数衰减).这些特征就使得颗粒体系易于塑性形变,甚至破坏(可能是单一的、贯穿性的局部剪切带,也可能是由若干小破坏面组成分布式剪切带),并且这一塑性变形或破坏仅发生在局部有限范围内,亦即发生在力链尺度上,此时连续性、均匀性和各向同性等假设显然不再适用.随着人们对颗粒物质 jamming 相

变研究的深入,结合颗粒体系的多尺度结构特征,特别是分析力链网络结构演变特征,有可能对颗粒物质的力学响应、塑性变形和剪切带的演化予以机理上的理解.

本文采用美国 Itasca 公司的颗粒离散元软件 PFC2D 数值模拟了双轴压缩下颗粒物质剪切带的形成与演化规律,分析了剪切带的形成要素以及剪切带内、外相关参数的差异性,探讨了剪切带发展过程中颗粒内部孔隙率、配位数以及力链网络等变化规律.

2. 宏观现象

模拟中,采用高为 0.2 m,宽为 0.1 m 的平面应变颗粒体系样本,它由 4325 个圆形颗粒组成.颗粒粒径服从 0.0046—0.0075 m 等概率分布,颗粒表面摩擦系数 $\mu = 0.5$,法向和切向刚度均为 5.0×10^8 N/m,时步 $\Delta t = 10^{-6}$ s,重力加速度设为 0.加载过程中,水平方向边界保持大小为 2 MPa 的恒定围压,顶部边界和底部边界分别施加 0.0001 m/s 的竖向(亦即轴向方向)等应率加载速度.图1给出了颗粒

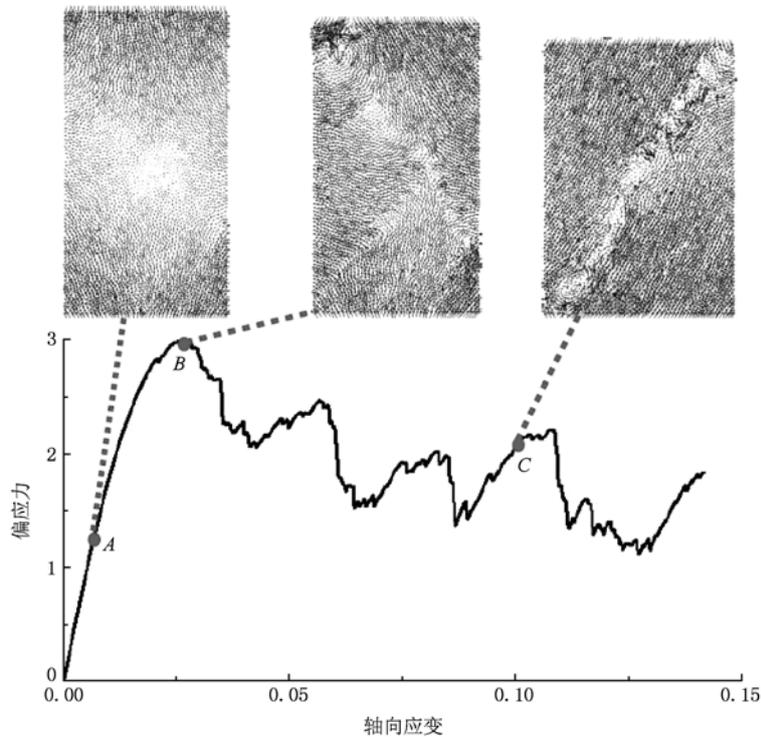


图1 颗粒体系的应力-应变关系和速度场的演变

体系应力-应变曲线以及颗粒体系内部的速度场. 偏应力为 $\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$, 轴向应变为 ε , 其中 σ_1 为轴向应力, σ_2 为水平围压.

由应力-应变曲线可以看出, 颗粒体系经历了完整的弹塑性过程. 当 $\varepsilon < 2.0\%$ 时 (A 点), 颗粒体系表现出弹性, 由于上下边界同时加载, 顶部和底部边界上的速度最大, 中心位置颗粒的速度基本为零, 速度场表现为明显的中心对称; 随着 ε 的增加, 颗粒体系进入塑性阶段, 在 $(\sigma_1 - \sigma_2)$ 达到峰值前时, 已经出现了局部化的剪切带, 但此时的局部化现象并不明显, 且形成的是多重剪切带.

当 $\varepsilon = 2.8\%$ 时 (B 点), 颗粒体系达到峰值强度, 随后颗粒体系进入软化阶段, 应力急剧下降. 速度场中出现了类似剪切带的分布, 说明体系内部已经开始破坏, 主要以微裂纹的形式出现, 随着 ε 的继续增大, 颗粒的位移由中心对称变为上下对称, 表现为明显的不对称的 X 形, 相应的微裂纹发生贯通、合并; 当 $\varepsilon = 4.2\%$ 时, 颗粒体系进入临界应力阶段, 颗粒的速度方向发生了明显的集中, 逐渐向优势剪切方向发展, 导致最终剪切带的形成, 偏应力出现了第一个小值, 此后偏应力的涨落较大. 从 $\varepsilon = 10\%$ (C 点) 的速度场可以看出, 形成的剪切带将模拟样本分成三个区域, 剪切带两侧区域颗粒体系作为两个刚体做整体运动, 其速度与剪切带方向平行, 且速度明显大于剪切带内的颗粒; 刚体夹缝中的颗粒 (剪切带内的颗粒) 受剪切而发生了较大旋转. 结合速度场分布, 可以看到剪切带的厚度大致集中在 8—10 个颗粒的范围内.

关于剪切带的倾角有两种传统的理论解, 即 Mohr-Coulomb 解和 Roscoe 解, 通常认为 Mohr-Coulomb 解是倾角的上限值, Roscoe 解是倾角的下限值. 由于二者都不能与实验很好的相符, 因此 1977 年 Arthur 认为倾角是上述二者的平均值. 在模拟中, 我们发现剪切带的宽度虽然左下角比右上角窄一些, 但是中轴线的倾角保持在 55.5° 左右. 模拟过程中由于 $\mu = 0.5$, 对应的内摩擦角 $\varphi = 26.6^\circ$, 据此 Mohr-Coulomb 解为 58.3° . 对于 Roscoe 解, 相应的剪胀角如果采用轴向应变与体积应变中最初上升阶段的斜率值, 剪切带倾角为 53.8° , 可以看出模拟倾角更符合 Arthur 解.

图 2 是颗粒体系的体积应变 ε_v 曲线 ($\varepsilon_v = \varepsilon + \varepsilon_2$, 其中水平应变为 ε_2). 可以看出, 颗粒体系受压

后, ε_v 首先减小为负值, 颗粒体积分数 ϕ 增加, 体系中的应力增加, 此时体系表现为弹性应变. 当 $\varepsilon \approx 2\%$ 时, $\varepsilon_v = -0.8\%$, 体系达到最密实状态 (A' 点), 此时的体积分数达到最大值. $\varepsilon > 2\%$ 后, ε_v 开始增加, 颗粒体系进入塑性阶段, 直至 $\varepsilon = 3.5\%$ 时 $\varepsilon_v = 0$, 颗粒体系的体积应变恢复到最初的状态 (B' 点); $\varepsilon > 3.5\%$ 后, ϕ 逐渐减小, 体积应变出现略微的振荡, 但是此时的变化斜率仍然保持一致; $\varepsilon = 4.2\%$ 时, ε_v 虽然继续增大, 但是体积应变的斜率发生了明显的减小 (C' 点), 颗粒体系进入临界状态. 此后颗粒体系内部的力链不断发生崩塌、重组, ε_v 也随之出现较大涨落.

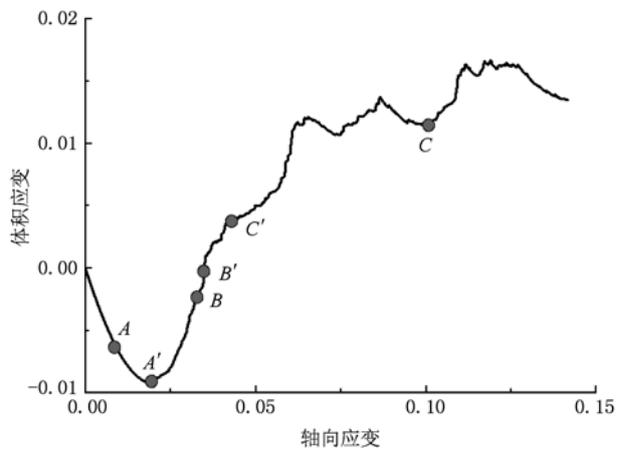


图 2 颗粒体系的体积应变曲线 (点 A, B 和 C 与图 1 的三点对应)

3. 剪切带局部化的细观分析

Cundall 和 Strack^[13], Bardet 和 Proube^[22] 采用 PFC 离散元软件对剪切应变局部化进行了研究, Vardoulakis^[23] 和 Chambon^[24] 等学者基于第二梯度 (second gradient method) 从理论上对剪切带的问题进行探讨. 本文则从颗粒体积分数 ϕ 、配位数 Z 等细观参数来分析剪切带的形成与演化. 首先确定了该颗粒体系的 jamming 点 (J 点), 进而分析了 J 点附近的 Z 和边壁压强 P 的标度行为. 为了跟踪颗粒体系内参数的变化情况, 更好的理解 unjammed 态转变为 jammed 态, 选取剪切带外的测量圆 (measurement circle 1, MC₁) 与剪切带内的测量圆 (MC₂) 来说明剪切带内、外区域的 ϕ 和 Z 等参数的变化情况.

3.1. J 点附近的标度行为

近 20 多年来, 颗粒物质作为新类型的凝聚态物质引起了国际物理学界的关注, 在颗粒物质 jamming 相图等若干方面取得初步共识. 众所周知, 无序材料是多种多样的, 包括泡沫、乳胶、胶体悬浊液和颗粒物质等, 当其运动状态从类流体到类固体发生非平衡转变时, 称之为 jamming 相变, 亦即从 unjammed 态转变 jammed 态. 其中温度 T 、体积分数 ϕ 和剪应力 Σ 是颗粒物质的 jamming 相图三个控制参数. 目前物理学家分别研究了这三个参数中某一个 (或两个) 参数变化的情况下, 系统发生 jamming 相变的规律. 颗粒物质的相图主要位于 $(1/\phi) - \Sigma$ 平面, 以体积分数 ϕ 为变量的临界屈服应力 $\Sigma(\phi)$ 曲线将相图分为 jammed 和 unjammed 态, 对应着颗粒固体和颗粒液体. 针对相互间无黏连作用的颗粒体系^[25], jamming 相转变特性依赖于达到相边界的路径, 比如沿着 ϕ 轴, 当各向同性的 jammed 颗粒体系密度降低到某一点

时, 体系的体积弹性模量和剪切模量为零, 这个转变点称为 J 点, 所对应的临界体积分数为 ϕ_c , $\Delta\phi = \phi - \phi_c$ 则定义为到 J 点的距离. 颗粒系统在 J 点附近表现出某些临界行为, 比如体积弹性模量呈现 $\Delta\phi$ 的幂律标度. 目前, 关于 J 点特性的研究仍然是软凝聚态物理学的热点问题之一.

在本文中, 体系的颗粒总数目保持不变, 通过连续增长颗粒半径来增大体积分数 ϕ , 预期实现边界压强 P , Z 随 ϕ 的标度. 如图 3(a) 所示, ϕ 从 0.828 以 10^{-5} 的微小步长增加, 开始时 P 和 Z 一直为零, 但是当 ϕ 增加到 0.83049 时, P 突然变为 667 Pa, 此时 Z 突变为 2.776, 颗粒体系的力学发生转变, 此点即为 J 点, 那么临界体积分数 $\phi_c = 0.83049$, 相应的临界边界压强 $P_c = 667$ Pa 和临界配位数分别为 $Z_c = 2.776$, 图 3(b) 则展示了 J 点附近 P 和 Z 的变化细节. 之后随着 ϕ 的继续增加, P 增长幅度较大, 而 Z 则缓慢增加, 如图 3(a) 所示. 当围压达到预期目标 2 MPa 时, 颗粒的体积分数变为 0.85 左右, 而 Z 保持在 3.7 左右.

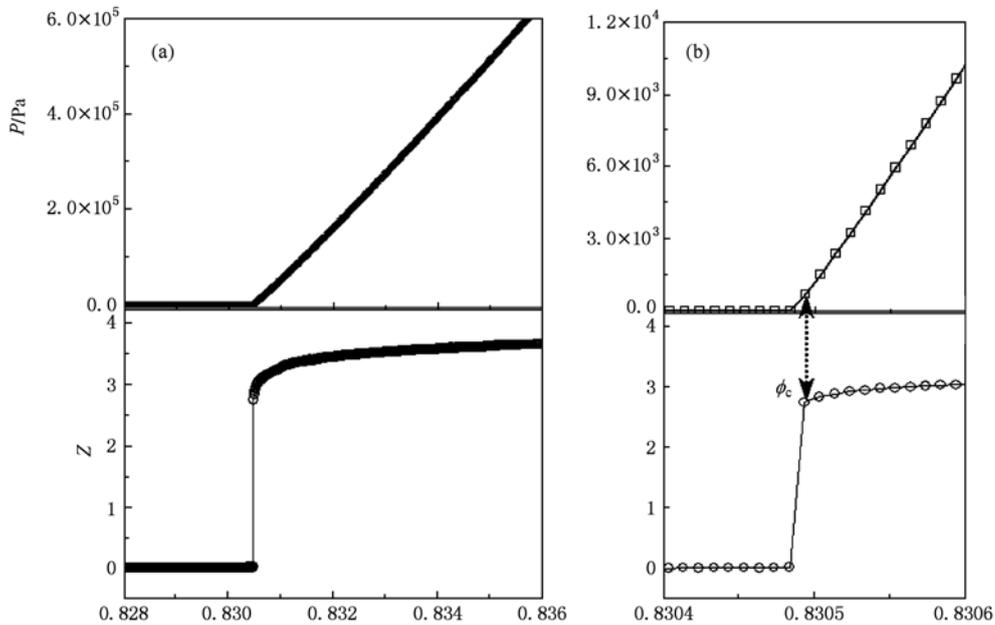


图 3 边壁压强 P 和配位数 Z 的演变 (a), 以及临界体积分数 ϕ_c 的确定 (b)

图 4 是 P 和 Z 在 J 点附近的标度行为, 我们取 J 点以上 0.01 范围内的 $(P - P_c)$ 以及 $(Z - Z_c)$, 分析它们随 $(\phi - \phi_c)$ 的变化规律. 可以看出, 两者都随 $(\phi - \phi_c)$ 呈幂率标度, 其中 $(P - P_c) \sim (Z - Z_c)^{1.20}$, $(Z - Z_c) \sim (Z - Z_c)^{0.25}$, 对于表面光滑颗粒组成的体系, 幂指数的理论值分别为 1.0 和 0.5. 摩

擦系数对边壁压强的幂指数影响不大, 但是摩擦系数却对 Z 影响较大, 这方面的研究还比较欠缺.

3.2. 剪切带内外的 ϕ 和 Z

如图 5 所示, 在剪切带外面布置了测量圆 MC_1 , 在剪切带内部的位置布置测量圆 MC_2 .

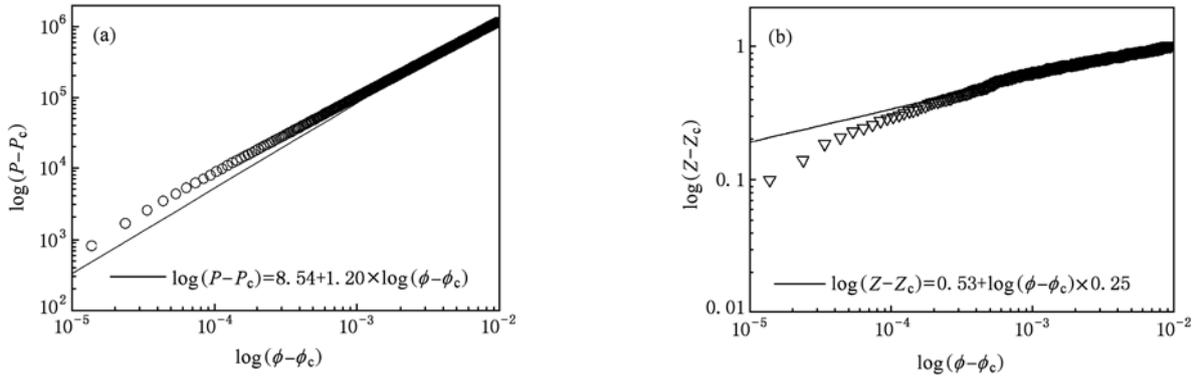


图4 J 点附近, (a) 边壁压强 P 和 (b) 配位数 Z 的幂律标度

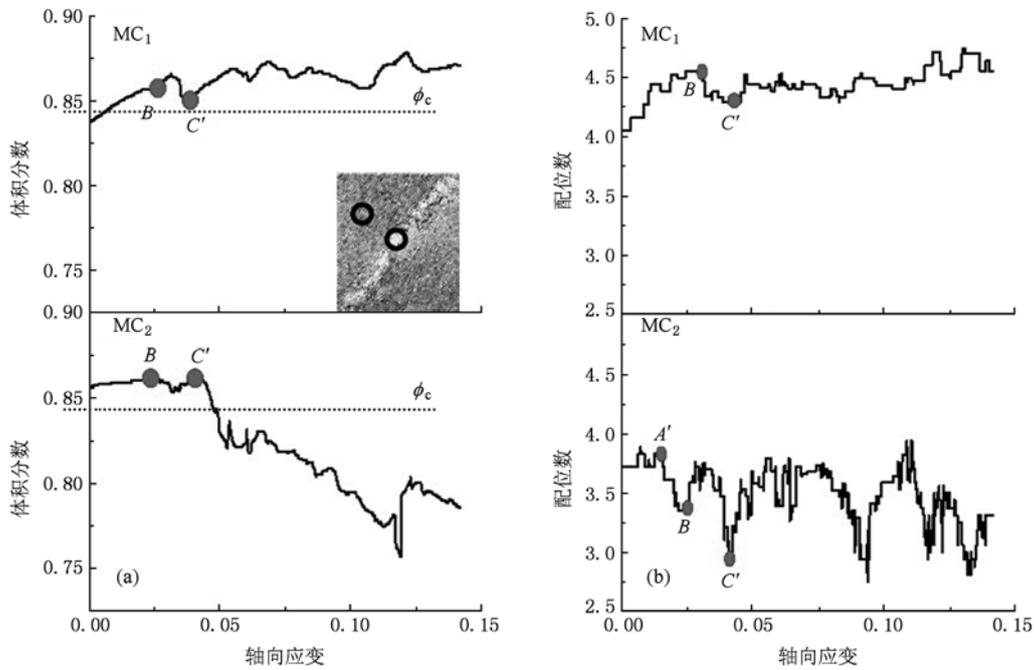


图5 体积分数 ϕ 、配位数 Z 随轴向应变的变化曲线(点线对应 ϕ_c , 各标志点与图1和图2对应) (a) ϕ 的变化曲线; (b) Z 的变化曲线

可以看出, MC_1 和 MC_2 的 ϕ 刚开始都表现为略有上升, 颗粒体系表现为体缩, 颗粒体系处于弹性阶段. 当 $\varepsilon = 2.8\%$ (B 点) 时, MC_2 的 ϕ 出现了一个微小的下降, 此时颗粒体系内可能出现了一些微小裂纹, 但是变化幅度非常小. MC_1 和 MC_2 在 $\varepsilon < 4.2\%$ (C' 点) 之前, ϕ 的变化均非常小. 当 $\varepsilon = 4.2\%$, MC_2 的 ϕ 开始持续的下降, 颗粒体系进入临界状态, 说明优势剪切带已经完全发展. 而 MC_1 的 ϕ 虽然略有上升, 但是变化不大, 保持在 0.85 左右, 配位数基本保持在 4.3 左右, 颗粒体系保持密实状态, 表现出了刚体性质. 剪切带内 MC_2 的 ϕ 整体保

持下降趋势, 偶尔在一些地方表现出略微的高低起伏, 说明颗粒体系的剪胀行为基本是由于剪切带内部颗粒排布疏松引起的.

图5(b)为 Z 的变化曲线. 可以看出, 在应变率较小时, 整个颗粒体系随着加载过程的持续, 先是增大, 当应变率 $\varepsilon \approx 2\%$ 时 (A' 点), MC_2 的 Z 开始出现下降, 说明颗粒体系中心区域孔隙率开始增大, 此时的体积应变也由最小值开始逐渐增大. MC_1 内的 Z 继续增加. 当 $\varepsilon = 2.8\%$ 时 (B 点), 颗粒体系的强度达到最大值时, MC_2 的 Z 达到第一个小值, 此后开始逐渐变大, 说明中心区域完成塑性变形, 开

始进入软化阶段. 而 MC_1 的 Z 开始减小, 说明颗粒体系整体开始出现了明显的剪胀行为. 当应变率 $\varepsilon = 4.2\%$ 时 (C' 点), 颗粒体系完成软化阶段, 进入临界状态. MC_2 的 Z 变化最大, Z 降低至 2.5. 而 MC_1 仅仅发生微小的变化, Z 一直保持在 4.4 左右, 说明进入临界状态后, 颗粒体系的整体变形为刚体位移. 颗粒体系的剪胀仅仅是由于剪切带内位移导致的.

从 ϕ 的演变来看, 剪切带外部的 MC_1 中的 ϕ 一直大于 ϕ_c , 这说明该区域处于 jammed 态, 而剪切带内部的 MC_2 则在剪胀开始后, 一直小于 ϕ_c , 因此剪切带内部处于 unjammed 态, 因此可以说剪切带现象的发生其实对应深刻的物理机理, 从 jamming 相图

进行分析可能是一有效途径, 还有很多工作需要进一步开展.

4. 颗粒的旋转分析

图 1 已经显示了剪切带附近颗粒的旋涡状运动, 同时偏应力提供了颗粒体系抵抗外界荷载导致颗粒转动的能力, 因此有必要跟踪不同 ε 时, 颗粒自开始到应变 ε 时的累积转动角度 α 的大小, 如图 6 所示, 图中白色表示 $\alpha \leq 5^\circ$, 灰色表示 $5^\circ < \alpha < 10^\circ$, 黑色代表 $\alpha \geq 10^\circ$. 可以看出, 在最终状态 $\varepsilon = 15\%$ 时, 发生较大旋转的颗粒几乎全部集中在剪切带内部.

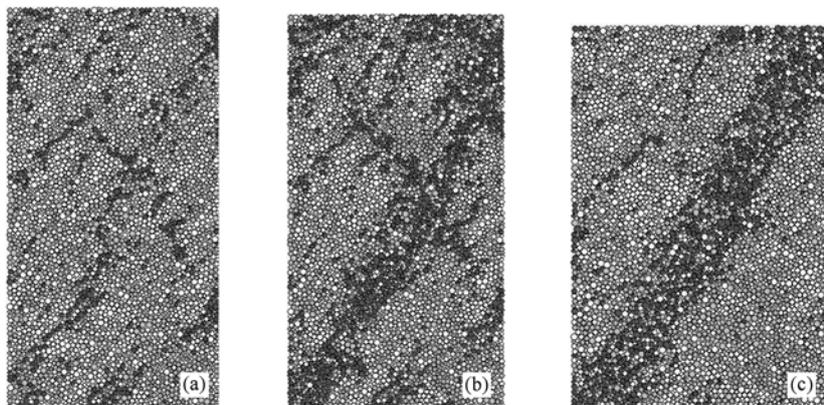


图 6 颗粒旋转角度的分布 (a) $\varepsilon = 2.2\%$; (b) $\varepsilon = 4\%$; (c) $\varepsilon = 15\%$

对比图 1 和图 6, 可以看出, 剪切带的形成是伴随着颗粒的转动开始的. 当 $\varepsilon = 2.2\%$ 时, 由于体系出现了塑性形变, 颗粒体系由最密开始变得疏松, 此时可以观测到一些由若干转角较大的颗粒连贯而成的细小剪切带, 其宽度为单个粒径左右. 说明在颗粒体系达到峰值应力前, 内部已经出现了局部化现象. 这些细小的剪切带彼此平行, 并沿着各自的方向延伸, 随后这些细小的剪切带发生了交割. 随着细小剪切带发生交割, 在交割点附近, 剪切带发生了方向上的改变, 即某一个方向的剪切带更加明显, 而另一个方向开始消失, 出现了优势剪切带. 随着 ε 的增加, 我们可以观察到多重剪切带的形成及其交割和分叉行为. 当 $\varepsilon = 4\%$ 时, 发生较大转角的颗粒增多, 且分布较为集中, 形成了具有一定厚度的、明显的贯穿性剪切带, 此时颗粒体系也进入了临界状态. 此后随着 ε 的增加, 剪切带最终形成, 且厚度保持在 6—8 个颗粒的范围之内, 同时可以看出剪切带外的细小剪切带基本不存在了, 此时临界

状态和剪切带的方向也说明了颗粒体系服从 Mohr-Coulomb 准则. 人们利用电镜扫描仪、数字化光学图像仪、X 射线仪等对干砂等试验时, 也观察到了相似的现象.

5. 力链结构的 3 种类型

Sun 等^[2,26] 提出了颗粒物质力学的多尺度研究思路, 认为力链网络复杂动力学响应决定颗粒体系的宏观力学性能, 是颗粒物质力学研究的主要矛盾. 剪切带内颗粒的变形或破坏都发生在力链尺度上, 从 jammed 态转变 unjammed 态的物理过程强烈地依赖于颗粒力链网络结构和强度等多个尺度层次, 他们认为从分析体系多尺度结构特征入手, 可以在颗粒固体应力传播模式、破坏机理、颗粒流体流动本构关系等密集体系的关键问题上取得突破, 并初步建立起宏观动力学的细观理论. 为此, 本文通过跟踪并观察体系内力链的演变过程来了解颗

粒物质的状态转变问题.

图 7 为不同阶段的力链变化情况. $\varepsilon = 0$ 时, 颗粒物质处于等向压缩状态, 力链以环状力链为主, 且空间分布比较均匀(如图 7(a)). 也可以通过颗粒接触的接触角来观察力链的变化情况, 所谓的接

触角是指相互接触的两个颗粒(接触点处有颗粒接触力产生)圆心连线与 X 方向的夹角. $\varepsilon = 0$ 时, 颗粒接触与水平方向的夹角在空间分布上呈圆形对称, 力链的强弱不均匀程度并不明显, 相当于此时作用于边界的荷载由大部分颗粒均匀承担.

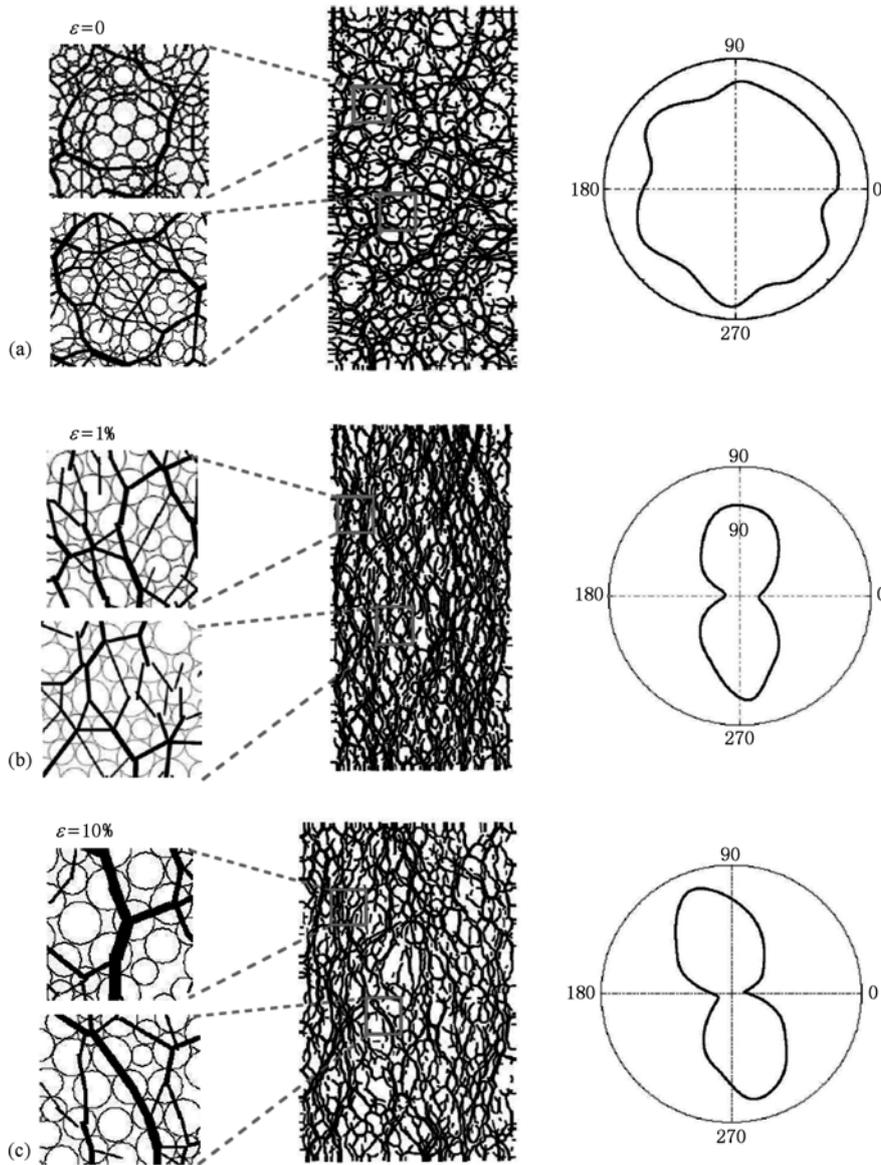


图 7 剪切带内外区域中的力链形态的演化 (a) 环状力链; (b) 柱状力链; (c) 剪切带内部的环状力链和剪切带外部的柱状力链

当上下边界开始加载后, 竖直方向变为大主应力方向, 水平方向为小主应力方向, 力链结构演变为平行于竖直方向的柱状, 与大主应力方向相同, 颗粒接触方向角由圆形变为花生豆形或椭圆形(如图 7(b)). 文献[27]通过对颗粒接触数和接触方向的研究发现随着应力方向的变化, 小应力方向的接

触减少, 与本文的结果相似. 此时的力链粗细程度表现出明显的强弱, 强力链承担着竖直方向的荷载, 弱力链虽然不分担竖直方向的荷载, 却起着相当重要的作用, 即对竖直方向的力链起支撑作用, 阻止主力链发生弯曲.

当颗粒体系经历应力剪胀阶段 $\varepsilon = 2.8\%$ 时, 局

部的空隙率开始变大,力链又变为环状(或者是漩涡状),形成了所谓的拱,由于此时接触数的减少,强力链缺少弱力链的支撑,颗粒发生了明显的旋转,环状力链非常不稳定,极易发生断裂,因此导致力链在局部区域形成一个漩涡状的结构.当力链发生断裂时,相当于微裂纹出现.多个微裂纹发展,就导致了剪切带的形成.当颗粒体系形成了优势剪切带后,剪切带外的力链仍然保持平行于竖向的柱状力链,而在剪切带内的力链则发生了明显的弯曲,说明在剪切带内颗粒体系的主应力发生了扭转(如图7(c)).弯曲的力链在剪切带内形成环状力链,此时环状力链的宽度与剪切带的宽度是一致的.当剪切带形成后,此时颗粒接触的方向角也存在一些变化,由于在剪切带内形成的一些力链与主应力方向不平行,而是成一定角度,因此导致在弯曲方向上的接触又变为最大的分布,这时接触角分布为倾斜的花生豆形.

剪切带内部的环状力链可以通过杆件屈曲分析来解释.假设球形颗粒通过接触排成一个杆件,杆件在剪切带内受到剪切作用,力链发生屈曲,导致力链一侧的孔隙增加,配位数减小.如图7(c)所示,力链左侧的孔隙明显增大,屈曲力链由于挠度产生而形成一个拱,该拱提供了一个大的承载能力,保证了孔隙的增大,也保证了体系剪胀行为的持续发展.

不同轴向应变阶段的力链形态及其演化,反映了颗粒体系对外界荷载的抵抗能力的变化.结合图1所示的应力应变曲线,可以看出当颗粒体系进入临界状态后,虽然应力表现出了明显的涨落,但是偏应力的最大值是固定的,该值通常认为是颗粒体系的抗剪强度,为颗粒体系提供了抵抗外界荷载导致颗粒旋转的能力.

显然,细致分析力链网络的几何结构特征及其演变规律是下一步需要开展的工作,人们已经做了初步尝试.采用复杂网络方法^[28]是研究颗粒物质内部力链结构的新思路,Andrade等提出了能描述多尺寸颗粒物质堆积力链的Apollonian网络^[29].Arealo等研究了颗粒力链的静态拓扑性质^[30].Tordesillas等更进一步将复杂网络的方法用于密集颗粒介质中的力链结构演化特征的研究,由此捕捉

到一些颗粒体系变形与力链拓扑统计参量的关系^[31].复杂网络理论可能提供一个研究颗粒类固-液演变规律和机理的工具,例如由颗粒接触网络的集聚系数(clustering coefficient)变化来探寻与颗粒力链结构失稳的联系^[32].目前这方面的研究仍处于起步阶段,以颗粒接触的几何网络为主,而不是力链网络,因此尚不能反映真实颗粒物质力学特性以及不同相态间的转变机理.

6. 结 论

剪切带的形成和演化关系到颗粒体系的稳定性,其物理机理复杂、力学性质奇特,工程应用广泛.本文则注重其物理机理的分析,基于PFC2D离散元方法模拟得到了双轴压缩条件下二维颗粒体系的剪切带形成和发展过程,发现剪切带的形成与颗粒体系的塑性应变密切相关,在该阶段颗粒体积分数发生明显增加,颗粒易于旋转,引发了剪切带的形成.宏观上的剪切带是通过微小剪切裂纹的级串和合并等发展而形成的.在剪切带的形成和发展的不同阶段,力链形态也经历了本质变化,由最初的环形力链逐渐发展为柱形力链,最后发展为柱形与环形并存的力链,并且环形力链发生一定角度的弯曲(或者称为屈曲).分析表明,在剪切带内部力链的演变过程中,蕴涵了一个与力链演变速率相关的过程,即宏观控制条件下力链的稳定过程、力链形成和断裂过程、力链中应力波传递过程,这三个过程分别对应了3个不同的特征时间:从形成到断裂的力链持续时间、颗粒构成力链或脱离力链的时间、应力波沿力链传递的时间.这3个物理过程的特征时间之比,构成了3个过程的竞争与耦合.这一时间特征表征了虽然力链的演变可能是以激波的形式进行的,但是在某一时间段内仍然是保持相对静止或者相对流动,这一问题仍需进一步研究.

本文工作只是针对双轴压缩条件下的剪切带形成和演化的分析,对于特定的颗粒体系和边界条件,剪切带的形成和演化有所不同,涉及更复杂的规律,这将是以后作者结合大型光弹试验继续研究的内容.

- [1] Li G X 2004 *Advanced Soil Mechanics* (1st ed) (Beijing: Tsinghua University Press) (in Chinese) [李广信 2004 高等土力学(第一版)(北京:清华大学出版社)]
- [2] Sun Q C, Jin F 2009 *Wuli (Physics)* **39** 219 (in Chinese) [孙其诚、金峰 2009 物理 **39** 219]
- [3] Roscoe K H 1970 *Geotechnique* **20** 129
- [4] Chen B, Peng X H, Fan J H, Sun S T, Luo J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** S29 (in Chinese) [陈斌、彭向和、范镜泓、孙士涛、罗吉 2009 物理学报 **58** S29]
- [5] Matsuoka H 1974 *Soils Found* **14** 29
- [6] Yan Z J, Lin J F, Zhou Y H, Wu Y Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 999 (in Chinese) [闫志杰、李金富、周尧和、仵彦卿 2007 物理学报 **56** 999]
- [7] Vardoulakis I 1980 *Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech.* **4** 103
- [8] Mokni M, Desrues J 1998 *Mechanics of Cohesive-Frictional Materials and Structures* **4** 419
- [9] Desrues J, Viggiani G 2004 *Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech.* **28** 279
- [10] Scarpelli G, Vermeer P A, Luger H J, Wood D M 1982 *Proceedings of the IUTAM Conference on Deformation and Failure of Granular Materials* 473
- [11] Han C, Vardoulakis I G 1991 *Geotechnique* **41** 49
- [12] Harris W W, Viggiani G, Mooney M A, Finno R J 1995 *Geotech. Test. J.* **18** 405
- [13] Cundall P A, Strack O D L 1979 *Geotechnique* **29** 47
- [14] Tordesillas A 2007 *Philos. Mag.* **87** 4987
- [15] Zhang J, Majmudar T S, Tordesillas A, Behringer R P 2010 *Granular Matter* **12** 159
- [16] Markauskas D, Kačianauskas R 2006 *J. Civil Eng. Management* **12** 153
- [17] Luding S, Latzel M, Volk W, Diebels S, Herrmann H J 2001 *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* **191** 21
- [18] Richard G Wan, Guo P J 2004 *J. Eng. Mech.* **130** 635
- [19] Oda M, Iwashita K 2000 *Int. J. Eng. Sci.* **38** 1713
- [20] Zhou J, Chi Y 2004 *Acta Mech. Solid Sin.* **25** 377
- [21] Jiang M J, Peng L C, Zhu H H, Lin Y X, Huang L J *China Ocean Eng.* **27** 329
- [22] Bardet J P, Proubet J 1992 *Solid State Phenomena* **23** 473
- [23] Vardoulakis I, Aifantis E C 1991 *Acta Mech.* **87** 197
- [24] Chambon G, Schmittbuhl J 2003 *Phys. Rev. E* **68** 011304
- [25] O'Hern C S, Silbert L E, Liu A J, Nagel S R 2003 *Phys. Rev. E* **68** 011306
- [26] Sun Q C, Wang G Q, Hu K H 2009 *Prog. Nat. Sci.* **19** 523
- [27] Sun Q C, Jin F, Wang G Q, Zhang G H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 31 [孙其诚、金峰、王光谦、张国华 2010 物理学报 **59** 31]
- [28] Wang W J, Kong X Z, Zhu Z G 2007 *Phys. Rev. E* **75** 041302
- [29] Andrade J S, Hermann H J, Andrade R F S, da Silva L R 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 079901
- [30] Arévalo E, Mertens F G 2007 *Phys. Rev. E* **76** 046607
- [31] Tordesillas A, Walker D M, Lin Q 2010 *Phys. Rev. E* **81** 011302
- [32] Ling X, Hu M B, Jiang R, Wu Q S 2010 *Phys. Rev. E* **81** 016113

Development of shear band in a granular material in biaxial tests *

Bi Zhong-Wei Sun Qi-Cheng[†] Liu Jian-Guo Jin Feng Zhang Chu-Han

(State Key Laboratory of Hydrosience and Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 9 June 2010; revised manuscript received 21 June 2010)

Abstract

Granular matter is a large assemblage of dense packed particles. A granular skeleton frame is linked by grain-to-grain contacts. An external loading is usually transmitted through selective pathways from the skeleton frame, and heterogeneous force chain architecture is formed. The formation and evolution of shear band have important bearing to the stability of a granular assembly. In this work, the mechanical properties of granular matter under biaxial test are studied by using DEM simulations. Evolutions of stress, volumetric strain, coordination number, distribution of particle rotation and solid fractions are analyzed. The results show that within shear zone the solid fraction is smaller and the coordination number fluctuates violently, which indicates that they are unjammed, while beyond the shear band the particles are jammed. Therefore, we could say that the shear band actually corresponds to the complicated jamming transition. Three types of force chain configurations are observed under different axial strains: circle-shaped, column-shaped, both column and vortex-shaped. Such structures would be dominant to the mechanical properties of macro-mechanical properties and granular system, and pending further studies.

Keywords: granular matter, force chain, biaxial compression, shear band

PACS: 45.70.-n, 02.40.Pc, 45.70.Qj

* Project supported by the National Key Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB731504), The National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50904036, 11034010) and the Research Fund of the State Key Laboratory of Hydrosience and Engineering (Grant No. 2008-ZY-06; 2010-TC-1).

[†] Corresponding author. E-mail: qcsun@tsinghua.edu.cn