

DOI: 10.7652/xjtuxb201608003

非阻塞性颗粒阻尼器内部的 颗粒莱顿弗罗斯特现象

张凯^{1,2}, 陈天宁^{1,2}, 王小鹏^{1,2}

(1. 西安交通大学机械工程学院, 710049, 西安;

2. 西安交通大学机械结构强度与振动国家重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 为了更好地揭示非阻塞性颗粒阻尼器(NOPD)的减振机理,基于振动颗粒物质的流变特性,研究了 NOPD 的阻尼效果和其内部阻尼颗粒运动形态之间的关系,通过实验确定了 NOPD 发挥最优阻尼效果时其内部颗粒的运动形态,使用离散元仿真分析了最优阻尼颗粒的耗散特性。研究表明:实验设计参数下的 NOPD 发挥最优阻尼效果时(激振强度 $\Gamma=3.3$, $f=21$ Hz),其内部出现稳定的颗粒莱顿弗罗斯特现象;这种状态下的 NOPD 最优阻尼效果主要来自两方面,一方面是主系统的部分振动动能通过颗粒间或颗粒与容器壁间发生的碰撞和摩擦以热能的形式散发,是颗粒对主系统振动能量的直接耗散;另一方面是主系统的部分振动动能转化为浮动颗粒的势能以维持颗粒莱顿弗罗斯特效应的稳定,这可看作是颗粒对主系统振动能量的间接耗散。

关键词: 颗粒阻尼器;最优阻尼;颗粒莱顿弗罗斯特效应;能量耗散

中图分类号: TH703.62 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2016)08-0015-05

Granular Leidenfrost Effect in a Non-Obstructive Particle Damper

ZHANG Kai^{1,2}, CHEN Tianning^{1,2}, WANG Xiaopeng^{1,2}

(1. School of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. State Key Laboratory for Strength and Vibration of Mechanical Structures, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: To reveal the optimal damping mechanism of non-obstructive particle dampers (NOPDs), the relationship between the damping performance of NOPDs and the motion mode of damping particles in NOPDs is deduced following the rheological behavior of vibrated granular particles. The motion mode of the damping particles giving the optimal damping effect is determined via cantilever system experiments, and the dissipation properties of the damping particles giving the optimal effect are analyzed numerically by the discrete element method (DEM). It is found that when the NOPD gives the optimal damping effect ($\Gamma=3.3$, $f=21$ Hz), the steady granular Leidenfrost phenomenon occurs. In this circumstance, the optimal damping performance of the NOPD results mainly from two aspects, i. e. the direct energy dissipation caused by collisions and frictions between particle-particle and particle-wall, and the energy conversion from the input vibration energy to the potential energy of levitated granular particles, which can be regarded as indirect energy dissipation.

Keywords: particle damper; optimal damping; granular Leidenfrost effect; energy dissipation

收稿日期: 2015-12-22。 作者简介: 张凯(1984—),男,博士生;王小鹏(通信作者),男,副教授。 基金项目: 中国空间技术研究院创新基金资助项目(J20141109)。

网络出版时间: 2016-05-17

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20160517.1931.022.html>

颗粒阻尼技术由冲击阻尼技术发展而来,是在对颗粒物质动力学研究的基础上发展而来的一种相对较新的无源被动控制技术。作为颗粒阻尼技术的一种,非阻塞性微粒颗粒阻尼技术是由受控结构上加工出腔体或附加容器,再用具有特定形状、组分和尺寸的颗粒材料将其部分填充,利用颗粒物质间和颗粒物质与结构体间的相互作用耗散外界输入的振动能量,衰减结构体的振动^[1-2]。由于具有结构简单、减振频带宽、冲击力小、噪声小、可靠性高以及适用于恶劣环境等优点,非阻塞性微粒颗粒阻尼器(NOPD)具有广泛的应用前景^[3-5]。

NOPD内填充的物质往往是由大量离散固体颗粒所构成的集合体,当受控结构体受到不同强度的激励振动时,NOPD内部的颗粒物质可以分别表现出类似固体或流体的运动形态,并能在一定条件下发生运动形态间的转变(即颗粒物质的流变)^[6],导致颗粒阻尼具有复杂的非线性特征,因此目前对颗粒阻尼机理的研究尚没有统一、成熟的理论。另外,NOPD的阻尼效果主要是由其内部运动颗粒物质的耗散作用所致,而不同运动形态下的颗粒物质具有不同的耗散能力^[7],导致人们对NOPD最优阻尼机理的认识也不够深入。

颗粒物质的研究表明,振动激励下的颗粒床能表现出丰富的动力学行为,如堆积^[8]、表面波动^[9]、成拱^[10]、蹦床^[11]、对流^[12]、悬浮^[13]、颗粒气体^[14]等。然而,实际工况下的NOPD像是一个部分填充颗粒物质的密闭容器,由于两端均是封闭状态,其内部颗粒在不同激振条件下的运动形态与振动颗粒床中颗粒表现出的运动形态会有所不同。

本文基于振动颗粒物质的流变特性,以实验和仿真相结合的方法,首次研究了NOPD的阻尼效果与其内部颗粒运动形态间的关系,确定了实验设计参数下的NOPD在发挥最优阻尼效果时其内部颗粒的运动形态,并分析了最优阻尼颗粒的耗散特性。

1 颗粒阻尼器实验研究

1.1 悬臂梁实验

本研究所采用的实验装置如图1所示,其中悬臂梁和位于其端部的无颗粒空阻尼器共同构成实验主系统。无颗粒空阻尼器主要由有机玻璃(透明)和碳钢两种材料构成。阻尼颗粒采用直径3 mm的不锈钢球。实验主系统相关参数和无颗粒空阻尼器的具体结构参见文献^[6]。

保持填充间隙 $L = 15 \text{ mm}$ (阻尼器内部静止的

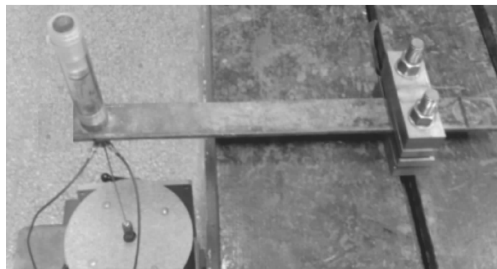


图1 悬臂梁实验装置示意图

颗粒床表层到阻尼器内腔顶端的距离)及填充颗粒质量63 g(质量比 $u = 0.16$)不变,通过 m+p VibPi-lot 8(德国 m+p 国际公司振动控制与动态信号采集仪)调整激振电压分别为 0.1、0.2、0.4、0.5、0.55、0.7、0.9、1.0、1.2、1.3 V(相当于无量纲激振加速度 Γ 分别为 0.6、1.2、2.4、3.0、3.3、4.2、5.4、6.0、7.2、7.8,这里 $\Gamma = A\omega^2/g = A(2\pi f)^2/g$,其中 ω 为振动圆频率, f 为激振频率, A 为振动位移幅值, g 为重力加速度)。用 MB 激振器对附加有阻尼颗粒的主系统进行 0~50 Hz 的正弦扫频激振(25 Hz/min),用 DYTRAN5860B 阻抗头获取激振点的力与加速度信号,然后通过 m+p SO Analyzer 4.2(德国 m+p 国际公司振动控制与动态信号分析软件)获得不同激振强度下附加有阻尼颗粒主系统的加速度频响函数,实验过程如图2所示。需要说明的是,为更清晰地观察阻尼颗粒的减振效果,本研究仅对系统的一阶模态进行分析。

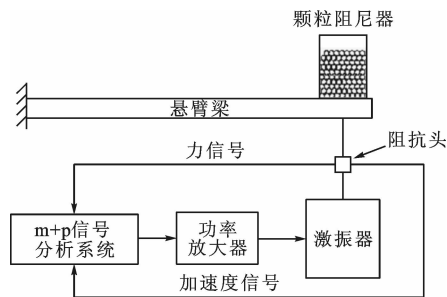


图2 实验过程示意图

图3是实验所得主系统装填阻尼颗粒后在不同激振强度下的加速度频响。可以看出,当激振强度较小时($\Gamma < 1$),阻尼器内部的颗粒表现出类固态特征,即填充的颗粒仅仅造成系统共振频率从22 Hz下降至20 Hz,颗粒阻尼的效果并不太明显。但是,当 $\Gamma > 1$ 时,颗粒阻尼的效果明显增强,并且随着激振强度的逐渐增大,系统的共振频率逐渐向未填充颗粒主系统的共振频率移动。当激振强度处于 $\Gamma = 3.3$ 左右时,颗粒阻尼的效果最好,此时系统的共振频率约为21 Hz。如果进一步增大激振强度,颗粒

阻尼的效果会逐渐变差。总体而言,颗粒阻尼的效果随着激振强度的增加呈现出先增强后减弱的变化趋势,这与文献[15]中实验研究结果一致。

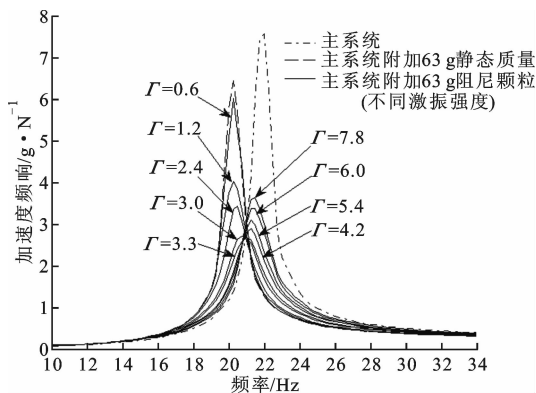


图 3 激振强度对 NOPD 阻尼效果的影响

在此基础上,下面通过激振台测试,确定所采用 NOPD 发挥最优阻尼效果时其内部颗粒的运动形式。

1.2 激振台测试

通过调整激振参数,用 JZQ 电磁振动台对悬臂梁实验所采用的 NOPD 进行正弦激振,可获得 NOPD 发挥不同阻尼效果时其内部颗粒的运动形式,实验装置如图 4 所示。需要说明的是,本文仅研究 NOPD 在获得最优阻尼效果时(即悬臂梁实验中激振参数选择 $\Gamma=3.3$, $f=21$ Hz 的情况)其内部颗粒的运动形态,NOPD 内部颗粒的其他运动形态可参见文献[6]中的颗粒运动 $\Gamma-f$ 相图。

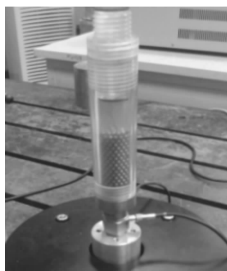


图 4 激振台测试装置示意图

图 5 是颗粒运动稳定后所呈现出的状态,测试时间设置为 20 s。可以发现,这种状态下的 NOPD 内部的颗粒分布出现明显的 Z 向密度逆反,即一簇具有六角密排结构的密集颗粒簇被下方一些剧烈运动着的稀少颗粒托起,持续的激励使下方稀疏的颗粒层不断发生着振荡,同时上方稠密的颗粒层稳定地浮动在几乎相同的位置。颗粒的这种运动现象最初由以色列学者 Meerson 在研究振动平板上颗粒物质的运动时发现^[13],后来荷兰学者 Eshuis 在后续的研究中将其正式命名为颗粒的莱顿弗罗斯特效^[16-17]。

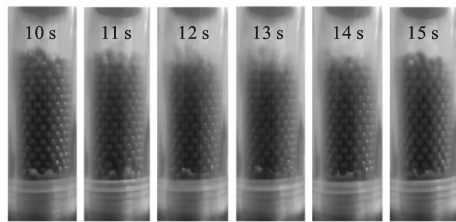


图 5 稳定的颗粒莱顿弗罗斯特现象(实验)

为了更好地了解莱顿弗罗斯特态下颗粒的动态行为及其耗散特性,下面将结合激振台测试采用离散元仿真对实验所用 NOPD 进行数值研究。

2 颗粒阻尼器仿真研究

本研究使用的颗粒模型是软球模型,颗粒的法向力被简化成一个弹簧阻尼元件,切向力被简化成一个弹簧阻尼元件和一个滑动摩擦元件,并引入弹性系数和阻尼系数等参数来量化弹簧、阻尼器、滑动器的作用,不考虑颗粒表面变形,依据颗粒间法向重叠量和切向位移计算接触力。所采用的接触模型是无黏球形颗粒的 Hertz-Mindlin 模型,该模型采用赫兹理论计算法向力,采用 Mindlin 方法来计算切向力。设半径为 R_1 、 R_2 的 2 个球形颗粒发生弹性接触,则法向重叠量为

$$\alpha = R_1 - R_2 - |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \quad (1)$$

式中: $\mathbf{r}_1$ 、 $\mathbf{r}_2$ 分别是两颗粒球心的位置矢量。

颗粒间的接触面为圆形,接触半径为

$$\alpha = (\alpha R^*)^{1/2} \quad (2)$$

式中: R^* 为等效颗粒半径,可以由下式求出

$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (3)$$

颗粒间法向刚度可由下式^[18]求得

$$k_n = 8E^* (R\alpha^*)^{1/2} \quad (4)$$

式中: E^* 为等效弹性模量,计算公式为

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \quad (5)$$

其中 E_1 、 ν_1 和 E_2 、 ν_2 分别为 2 个颗粒的弹性模量和泊松比。

颗粒间切向刚度可由下式^[19]求得

$$k_s = 8G^* (R\alpha^*)^{1/2} \quad (6)$$

式中: G^* 为等效剪切模量,由下式求出

$$G^* = \frac{2-\nu_1^2}{G_1} + \frac{2-\nu_2^2}{G_2} \quad (7)$$

其中 G_1 、 G_2 分别为 2 个颗粒的剪切模量。

对于接触当中的能量耗散现象,除了库伦摩擦外,可使用 Tsuji 提出的以下非线性黏性阻尼^[20]来

计算

$$\eta = 2 \times (5/6)^{1/2} \zeta (k_n m^*)^{1/2} \tag{8}$$

式中： m^* 为颗粒等效质量， ζ 为等效黏性阻尼比，可分别由以下两式求出

$$m^* = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \tag{9}$$

$$\zeta = -\ln e \left(\frac{1}{\pi^2 + \ln^2 e} \right)^{1/2} \tag{10}$$

其式 m_1 、 m_2 分别为 2 个颗粒的质量； e 为恢复系数。

本文仿真所用颗粒系统由一个密闭的有机玻璃圆柱容器($D \times H = \Phi 20\text{ mm} \times 60\text{ mm}$)和装填在其中的 63 g 钢球($d = (3 \pm 0.05)\text{ mm}$, 生成颗粒直径服从正态分布)组成, NOPD 仿真模型如图 6 所示。容器受到竖直方向的正弦激励, 仿真的 2 个主要控制参数同 NOPD 激振台实验, 即激振频率 f 和激振加速度 Γ 。NOPD 的主要物性及仿真相关参数设置如表 1 所示。

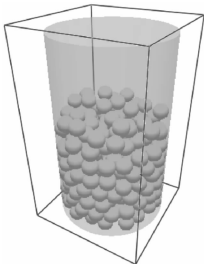


图 6 实验用 NOPD 离散元模型

表 1 NOPD 物性及仿真相关参数选择

参数	数值
颗粒材料密度 $\rho_p/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	7 800
颗粒材料弹性模量 E/Pa	206×10^9
颗粒材料泊松比 ν_p	0.3
颗粒直径 d/m	0.003
总颗粒质量 m_p/kg	0.063
容器材料密度 $\rho_c/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1 190
容器材料弹性模量 E/Pa	3.3×10^9
容器材料泊松比 ν_c	0.37
恢复系数 e	0.92
静摩擦系数 μ_s	0.3
滚动摩擦系数 μ_r	0.01
时间步 $\Delta t/\text{s}$	2.07×10^{-7}
仿真时间 t/s	2

2.1 最优阻尼颗粒运动形式

图 7 是 NOPD 内部颗粒在一个激振周期内的速度分布云图。可以看出, 在一个激振周期内, NOPD 内部颗粒亦出现稳定的莱顿弗罗斯特现象。

这时, NOPD 内部底层颗粒稀少但运动剧烈, 顶层颗粒因运动较为“自由”也发生了部分流化, 而中层颗粒较为稠密地聚集在一起, 以较低的速度在初始位置附近来回浮动。

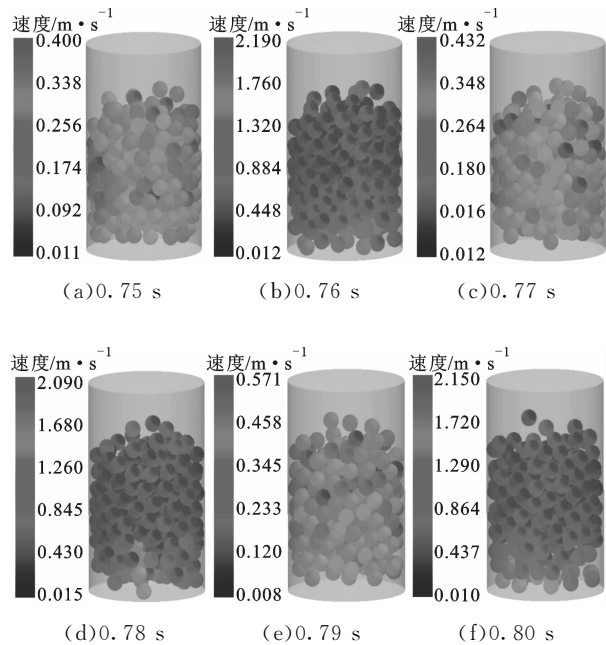


图 7 稳定颗粒莱顿弗罗斯特现象的仿真结果

2.2 最优阻尼颗粒耗散特性

图 8 是单位仿真时间内处于稳定的莱顿弗罗斯特态的颗粒平均总能量耗散 Z 向分布图。可以看出, 稳定的莱顿弗罗斯特态下的颗粒能量耗散主要由 NOPD 底部的稀疏颗粒层和顶部的自由颗粒层贡献, 中部密集颗粒层对能量耗散的贡献相对较小。颗粒莱顿弗罗斯特效应的这种耗散行为主要由颗粒间及颗粒与 NOPD 内壁间的碰撞和摩擦造成, 通过不断的碰撞和摩擦, 颗粒将主系统的动能转化为热能散发掉, 是对系统振动能量的直接耗散。

图 9 是单位仿真时间内处于稳定莱顿弗罗斯特态的颗粒平均势能变化趋势, 其中 0.015 s 是仿真

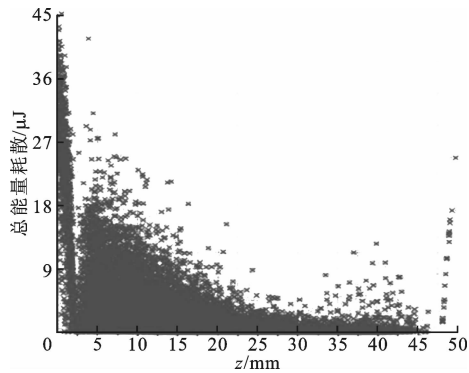


图 8 颗粒平均总能量耗散 Z 向分布(0.5~1.5 s)

颗粒生成并完成自由堆积的时刻,0.215 s 是颗粒莱顿弗罗斯特效应的时刻,从 0.215 s 到 1.015 s,颗粒的莱顿弗罗斯特效应基本维持稳定。从图中可以看出,处于稳定莱顿弗罗斯特态的颗粒平均势能大约维持在 $51 \mu\text{J}$ 左右,而颗粒在仿真生成并完成自由堆积时刻的平均势能仅有 $35 \mu\text{J}$,两种状态间的颗粒势能明显存在一个差值。由能量守恒定律可推断,这个势能差 $16 \mu\text{J}$ 必是由外界输入的能量(即主系统振动动能)转化而来;主系统的部分振动动能被转化为颗粒的势能以维持莱顿弗罗斯特效应的稳定,其本身的振动动能得以衰减,可看作是颗粒对主系统振动能量的间接耗散。

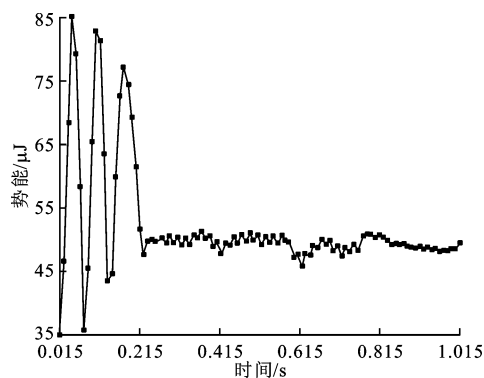


图9 颗粒平均势能变化趋势(0.02 s)

3 结 论

本文以 NOPD 内部颗粒的流变行为为出发点,用实验和仿真相结合的手段确定了 NOPD 发挥最优阻尼效果时内部颗粒的运动形态,并对其耗散特性进行了分析,获得的主要结论如下。

(1) 实验设计参数下的 NOPD 在发挥最优阻尼效果时,其内部出现稳定的颗粒莱顿弗罗斯特现象。

(2) 颗粒莱顿弗罗斯特效应下的能量耗散主要来自两方面:一方面是主系统的部分振动动能通过颗粒间或颗粒与容器壁间发生的碰撞和摩擦以热能的形式散发,是颗粒对主系统振动能量的直接耗散;另一方面是主系统的部分振动动能转化为浮动颗粒的势能以维持颗粒莱顿弗罗斯特效应的稳定,这虽然没有直接将振动能量耗散,但对于实际工况下的 NOPD 来说,也是对主系统振动动能的一种衰减,可看作是颗粒对主系统振动能量的间接耗散。

参考文献:

[1] PANOSSIAN H V. Structural damping enhancement via non-obstructive particle damping technique [J].

ASME Journal of Vibration and Acoustics, 1992, 114 (1): 101-105.

[2] 方江龙, 王小鹏, 陈天宁, 等. 动理论在预测非阻塞性颗粒阻尼能量耗散中的应用 [J]. 西安交通大学学报, 2014, 49(4): 12-17.

FANG Jianglong, WANG Xiaopeng, CHEN Tianning, et al. Application of kinetic theory to quantitative analysis model of non-obstructive particle damping [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2014, 49 (4): 12-17.

[3] FRIEND R D, KINRA V K. Particle impact damping [J]. Journal of Sound and Vibration, 2000, 233(1): 93-118.

[4] 张超, 陈天宁, 王小鹏, 等. 颗粒阻尼线性离散元模型参数的选取方法 [J]. 西安交通大学学报, 2014, 48 (3): 96-101.

ZHANG Chao, CHEN Tianning, WANG Xiaopeng, et al. Parameter selection method for linear discrete element model of particle damper [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2014, 48(3): 96-101.

[5] 吴九汇. 振动与噪声前沿理论及应用 [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2014: 3-8.

[6] ZHANG Kai, CHEN Tianning, WANG Xiaopeng, et al. Rheology behavior and optimal damping effect of granular particles in a non-obstructive particle damper [J]. Journal of Sound and Vibration, 2016, 364: 30-43.

[7] SALUEÑA C, PÖSCHEL T, ESIPOV S E. Dissipative properties of vibrated granular materials [J]. Physical Review: E, 1999, 59(4): 4422-4425.

[8] CLÉMENT E, DURAN J, RAJCHENBACH J. Experimental study of heaping in a two-dimensional "sand pile" [J]. Physical Review Letters, 1992, 69(8): 1189-1192.

[9] AOKI K M, AKIYAMA T. Spontaneous wave pattern formation in vibrated granular materials [J]. Physical Review Letters, 1996, 77(77): 4166-4169.

[10] HSIAU S S, WU M H, CHEN C H. Arching phenomena in a vibrated granular bed [J]. Powder Technology, 1998, 99(2): 185-193.

[11] JIANG Z H, WANG Y Y, WU J. Subharmonic motion of granular particles under vertical vibrations [J]. Europhysics Letters, 2006, 74(3): 417-423.

[12] EHRICH S E, JAEGER H M, KARZMAR G S, et al. Granular convection observed by magnetic resonance imaging. [J]. Science, 1995, 267(5204): 1632-1634.

(下转第 44 页)