

高等学校试用教材

Teshu Diqu Gonglu

特殊地区公路

风沙地区

(公路与城市道路工程专业用)

李 斌 主编

人民交通出版社

内 容 提 要

全书共分六章，前三章扼要论述了有关风沙运动的基础理论，后三章重点介绍了中国公路沙害防治经验。

丛书由李斌主编

本书由吴正、彭世古编著

(京)新登字091号

高等学校试用教材

特殊地区公路

风沙地区

(公路与城市道路工程专业用)

李 斌 主编

插图设计: 汪 萍 正文设计: 崔凤莲 责任校对: 戴瑞萍

人民交通出版社出版

(100013 北京和平里东街10号)

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经

三河市有色曙光印刷厂印刷

开本: 850×1168 1/32 印张: 4.375 字数: 113千

1993年12月 第1版

1993年12月 第1版 第1次印刷

印数: 0001—3110册 定价: 2.10 元

ISBN 7-114-01653-0

U·01100

目 录

第一章 风沙运动	1
第一节 近地层风的性质.....	1
第二节 风沙流及其结构.....	8
第三节 输沙率.....	23
第二章 风沙地貌	28
第一节 风沙堆积作用.....	28
第二节 沙丘形态特征及其形成发育.....	30
第三节 沙丘移动规律.....	42
第三章 风成沙	50
第一节 风成沙的粒度成分和形态特征.....	50
第二节 风成沙的化学成分和可溶盐.....	55
第三节 风成沙层的水分状况.....	59
第四章 风沙对公路的危害	64
第一节 公路沙害类型.....	64
第二节 公路沙害的成因.....	66
第五章 防治公路沙害的原理与方法	72
第一节 防治沙害的主要原则.....	72
第二节 路基主体防护.....	74
第三节 路基两侧防治措施.....	78
第六章 风沙地区公路设计	99
第一节 路线.....	99
第二节 路基.....	110
第三节 路面.....	119
参考文献	134

第一章 风沙运动

在风力作用下，地表沙粒运动导致了风成地貌形态的形成和发展。风沙运动使流沙蔓延并侵袭道路，是造成沙害的重要原因。正确理解风沙运动的机理，才能认识风成地貌形态的成因，对防治公路沙害起到理论上的指导作用。

第一节 近地层风的性质

风是沙子发生运动的动力因素，风沙运动是一种贴近地表面的气流对沙子搬运的现象，因此，要研究风沙运动，首先要了解近地层风的特性。

在大气物理学上，把空气运动明显受地面粘附（外摩擦）作用，具有很大的风速垂直梯度的大气层称之为“大气边界层”，又称“摩擦层”。大气边界层的厚度大致自地面至600~1000m的高度。大气边界层的下部，即近地面的空气薄层称为“表面边界层”或“近地层（贴地层）”。其厚度的规定各家不尽相同，从10m到100m都有。图1-1为大气边界层的示意图。

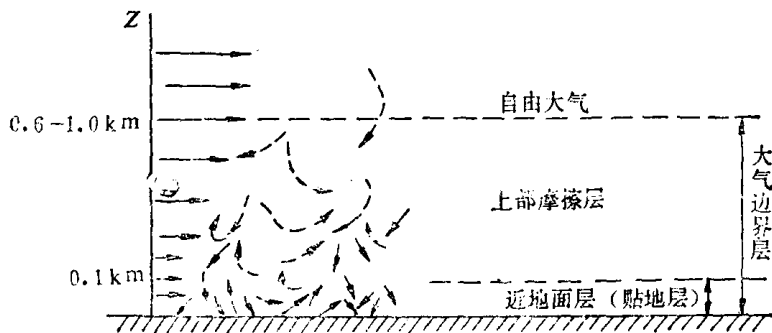


图1-1 大气边界层的示意图

一、近地层风的紊动

流体根据其运动学和动力学特性,存在两种基本的流态:层流(或片流)和湍流(或紊流、乱流)。为了判别层流和湍流,要应用雷诺数(Re),它由以下的方程得出:

$$Re = \frac{Lu}{\nu} \quad (1-1)$$

式中: u ——平均流速;

L ——某一代表长度(如管道直径等);

ν ——运动粘滞性系数(或称运动粘度)。

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

其中: μ ——动力粘滞性系数(或称动力粘度);

ρ ——流体密度。

雷诺数,我们可以从物理意义上理解为流体的惯性力与粘滞力之间比率关系的一个无量纲数。雷诺数愈小,表示粘性的稳定作用远过于惯性的破坏作用,流体属于层流范围;雷诺数愈大,则进入湍流范围。

因为空气密度小,粘度低〔在一个大气压、温度 20°C 时,空气的密度 $\rho = 0.001205\text{g/cm}^3$,粘度 $\mu = 0.000181(\text{g}\cdot\text{s}/\text{cm}^2)$ 〕,当雷诺数大约超过1400时,就会使层流过渡成湍流。就地表的空气而言,运动粘滞系数约 $0.14\text{cm}^2/\text{s}$ 。当 L 和 u 的乘积超过 $1400 \times 0.14 = 200$ 时,湍流开始发生。在风洞内(风洞的直径 $L = 30\text{cm}$),当风速大约在 7cm/s 以上时,流动必然为湍流。在室外大气中,当取 L 为地面与对流层上限之间的距离时,布伦特(D. Brunt)估算出如风速超过 1m/s ,则空气流动必然是湍流,而不管看来它是怎样平稳地吹过(拜格诺,1941)。因此,低层大气风运动始终具有湍流的特点(莱赫特曼,1973),特别是引起沙子运动的风几乎全部都是一种湍流〔佩蒂约翰(F. J. Pettijohn)等,1972〕。

湍流运动是一种叠加在一般流动上的不规则的、旋涡状的混合运动。旋涡的大小很不相同,小至毫米,大至数百米甚至更大。

通过这种旋涡运动进行风的动能的传递和交换。湍流对风力搬运和沉积的发生是很有意义的。

二、风速沿高程的分布

对于确定某一种风的可能搬运沙子数量来说，风速是最重要的。但是，诚如上述，几乎所有搬运沙子的风，不论是在风洞里或野外，全都是湍流(紊动)的。大气作湍流运动时，各点的流速大小和方向将是随时间脉动的，表现出阵性。然而，从图 1-2 所示的风速实测资料可以看出，尽管各点的瞬时风速随着时间不断

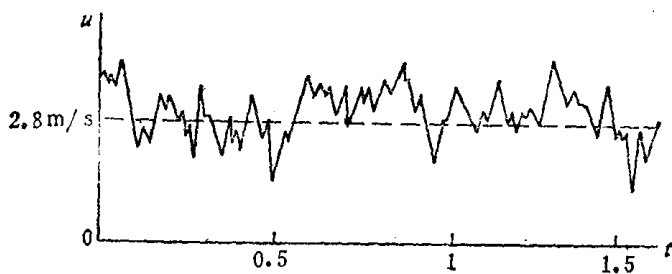


图1-2 用热线风速仪测量1.5m高处的风速 (据余志豪等, 1982)

的变化,可是这种变化始终是在某一个平均值上上下下摆动。如果将不同时段测得的速度值分别加以平均(只要采用的时段足够长),所获得的平均值却是相当稳定的。因此,我们在讨论近地层大气的风速时,是用一定时间间隔(在气象学上,常用的时间平均周期为10 min左右)的平均速度来代替瞬时速度。风速分布指的也是平均风速随高度的分布。

(一)稳定床面上的风速分布

在近地层中,风受到地面摩擦阻力的影响而降速。一般而言,因摩擦力随高度增加而减小,故风速随高度而增大。图1-3给出在没有发生风沙运动以前或没有风沙运动的地方,距地面不同高度上的一系列风速测量数值。可以看出,风速不是与高度,而是与高度的对数值成正比,说明风速廓线是随高度呈对数分布的。这个分布规律得到了流体力学的理论解释,即普兰特-冯·卡

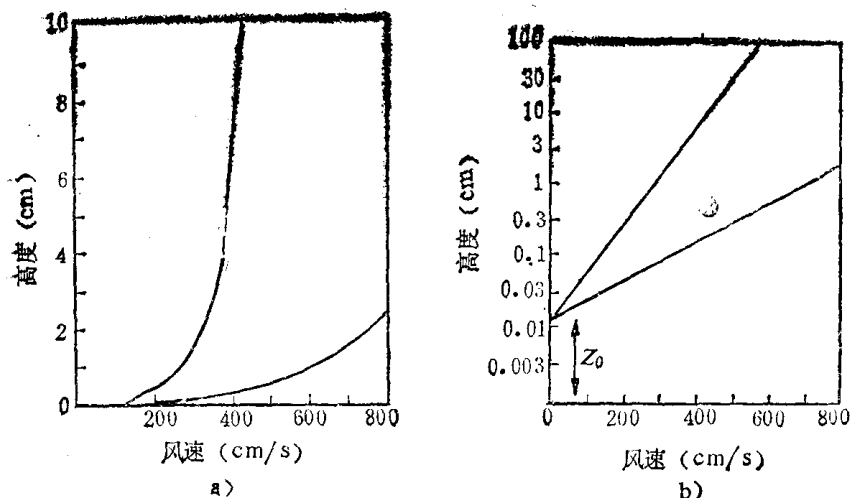


图1-3 近地表风速梯度变化廓线 (据拜格诺, 1954)

a) 高程以线性尺度表示; b) 高程以对数尺度表示

曼的速度对数分布律, 其形式为:

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \frac{Z}{Z_0} \quad (1-2)$$

或者

$$u = 5.75 u_* \lg \frac{Z}{Z_0} \quad (1-3)$$

式中: u_* ——摩阻速度(或剪切速度), $u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$

τ ——地面的剪切力(拖曳力)或阻力;

ρ ——空气密度;

u ——高度 Z 处的风速;

k ——卡曼常数($=0.4$);

Z_0 ——光滑床面与空气的粘滞性有关的参数, 在床面粗糙时等于标志床面粗糙度的特征长度。

在这里要指出, 风速的垂直分布与近地面的大气层结稳定度有密切关系。大气层结稳定度有稳定、不稳定和中性三种情况,

对应的判别条件为温度随高度增加、减少和不变。观测结果表明, 风速对数廓线只是在近地面不存在温度梯度, 大气呈中性或接近中性稳定的条件下才存在。大气为非中性层结, 则风速随高度的分布情况比较复杂。不过, 野外实测资料表明, 在白昼90% 以上的时间里, 风速分布都遵循对数律。

从以上可知, 利用风速分布式, 首先需要确定地面粗糙度 Z_0 与摩阻速度 u_* 。关于这两个数值的确定如下:

1. 地面粗糙度 Z_0 的确定

由公式 (1-2) 可知, Z_0 是风速等于零的某一几何高度随地表粗糙程度变化的常数, 还和空气的层结情况有关。对一个固定地点来说, 除非地面性质有所改变, 否则 z_0 通常可以假设是一个常数。 z_0 常常可以直接从对数公式计算出来, 即已知两个高度风速时, 可以根据式 (1-2) 推导出:

$$\lg Z_0 = \frac{\lg Z_2 - \frac{u_2}{u_1} \lg Z_1}{1 - \frac{u_2}{u_1}} \quad (1-4)$$

式中: u_1 、 u_2 ——分别为高度 Z_1 、 Z_2 处的风速。

在实际工作中, Z_0 也可由经验途径确定, 即根据风速梯度观测资料绘制风速廓线图 (在半对数纸上, 高程为对数尺度), 然后将风速廓线外延, 直至它与风速为零的代表高程的坐标轴相交, 这个高度就是粗糙度 Z_0 值。此外, 粗糙度 Z_0 还可以通过其它方法来确定, 如可根据组成地面颗粒的平均尺寸近似地求出。拜格诺 (1941) 研究发现, Z_0 值接近床面沙粒直径的 $1/30$ 。

2. 摩阻速度 u_* 的确定

u_* 同样可以通过测定任意两个高程上的风速, 根据公式 (1-3) 来确定 (即由直线的斜率得出):

$$u_* = \frac{\text{速度差}}{5.75 \times \text{对数高程差}}$$

为方便起见, 我们可以选取两个高程, 使其一的高度为另一个的

十倍，则高度对数值之差为

$$\lg 10 - \lg 1 = \lg \frac{10}{1} = 1$$

因而，在这种情况下

$$u_* = \frac{\text{速度差}}{5.75} \quad (1-5)$$

知道了 Z_0 和 u_* ，有了风速随高度变化的廓线方程，就可以根据地面气象站的风速资料推算近地层任一高度的风速，或进行不同高度的风速换算。这在实用上意义很大。

(二) 动沙床面上的风速分布

当地面有风沙运动时，风速分布就会和稳定床面上的情况有所不同。拜格诺等人研究发现，这时地面上风速分布仍然遵循对数定律，只是随着风力的增加，跃移阻力(详见下一节叙述)相应

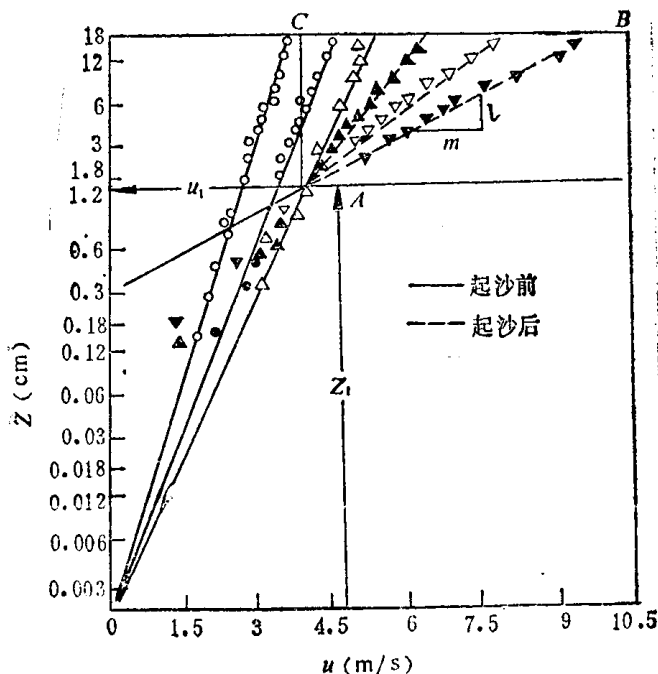


图1-4 起沙前后的风速分布 (据堀川和沈学汶, 1960, 引自钱宁等, 1983)

加大, 靠近地面的风速不因风力的增强而增加。表现在半对数纸上, 可以看到一系列直线, 而且这些代表不同风速的直线也都汇聚于一个焦点 A , 这一点的高程为 Z_t , 其风速始终保持一个定常值 u_t , 如图1-4。这时的风速分布公式如下:

$$u = 5.75 u_t \lg \frac{Z}{Z_t} + u_t \quad (1-6)$$

拜格诺根据他的试验结果, 认为对于均匀细砂来说, 高度 Z_t 差不多等于0.3cm; 对正常的沙丘砂(混合砂)来说, 则在1cm左右。在这一高程上的风速 u_t 相当于床面沙粒的冲击起动风速(见下节)。

津格(A. W. Zingg, 1953)从他的试验中得出, 对于风力变化的情况, 在已知沙面上的速度分布在 Z 小于0.05英尺(约1.5cm)时, 不遵循半对数直线关系, 它们表现为下凹的曲线相交, 并显示在接近床面处速度趋于一个常数值。图1-5为河村龙马(1951)实验结果的一部分, 这种趋势可以看得很清楚。

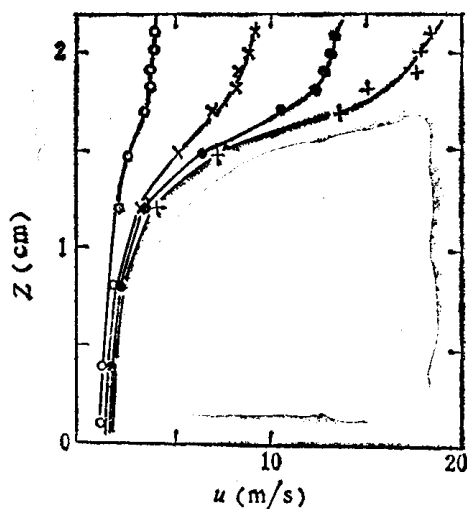


图1-5 有风沙运动时沙面附近的风速分布(据河村龙马, 1951)

由上述可知, 在近地层中, 风速分布是随高度增大的, 也就是说, 风的速度是取决于地面以上的高度。因此, 在风沙运动研究中, 如果离地表的高度没有标出, 那么标示风速是没有意义的。

近地层中平均风速的垂直梯度变化虽然很大, 但风向几乎不随高度改变; 然而, 风向的范围都是比较广的。研究风沙运动时, 通常对搬运沙子的比较盛行的风向(方位)出现频率及其平均

风速予以重视。从气象资料中统计盛行风向,使我们查明风沙运动的方向,确定风况与风成地貌形态之间的关系,以及沙丘移动的性质等。

第二节 风沙流及其结构

风沙流是指含有沙粒的运动气流,从流体力学角度来看,风沙流是一种气流及其搬运的固体颗粒(沙粒)的混合流。它的形成依赖于空气与沙质地表两种不同密度的物理介质的相互作用。风吹经疏松的沙质地表(实际上缺乏物理粘粒)时,由于风力作用使沙粒脱离地表进入气流中而被搬运,导致沙地风蚀的发展,产生风沙运动,出现风沙流。因此,在研究风搬运沙粒的运动时,有关沙粒脱离地表(起动)的物理机制研究,占有相当重要的地位。

一、沙粒的起动

凌裕泉、吴正(1980)在风洞中用普通电影摄影和高速电影摄影,对沙粒受力运动的过程进行了动态摄影观测,并根据摄影资料对作用于单颗沙粒的几个主要力进行了概量计算,讨论它们在沙粒运动过程中所起的作用,以阐明沙粒运动的物理机制。

气流作用于单颗沙粒的力主要有:迎面阻力或拖曳力、上升力、冲击力和沙粒的重力。

作用于沙粒上的迎面阻力或拖曳力 F_D , 显然由两部分组成。第一部分为气流和沙粒表面摩擦而产生的摩擦力 $F_{D.1}$, 但只有一部分沙粒表面直接与气流接触, 摩擦力 $F_{D.1}$ 并不通过沙粒重心, 方向也不与气流方向相同, 如图1-6。第二部分为作用于沙粒上的风压力, 即由于沙粒顶部的流线发生分离, 在沙粒背风面产生涡流, 因而在其前后产生压力差。其造成的压差阻力, 又称形状阻力 $F_{D.2}$ 。如果沙粒接近球体, 则形状阻力将通过沙粒重心。迎面阻力或拖曳阻力的一般表达形式如下:

$$F_D = \frac{\pi}{8} \rho u^2 d^2 c_D \quad (1-7)$$

式中: ρ ——空气密度(g/cm^3);

u_r ——气流与沙粒的相对速度(cm/s), 等于气流速度与沙粒速度之差;

d ——沙粒粒径(cm);

c_D ——阻力系数, 决定于雷诺数及颗粒的形状。

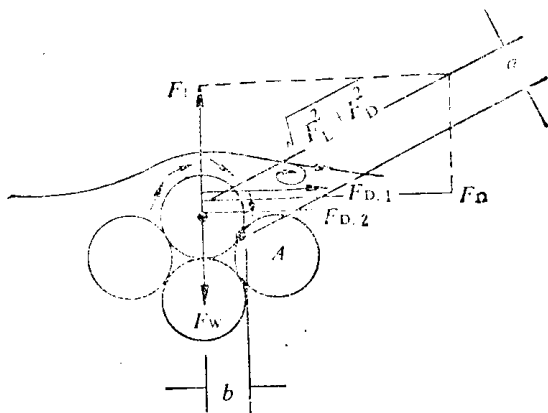


图1-6 作用于床面松散颗粒上的拖曳力及上升力 (据钱宁等, 1983)

作用于沙粒的上升力 F_L 产生的原因也有两个: 一是沙粒的旋转、二是气流速度的切变。前者所产生的上升力为:

$$F_{L,1} = \frac{\pi u_r \times \Omega d^2 \rho}{8} \quad (1-8)$$

后者可由布斯罗伊德(P. Бусройд, 1975)公式计算。

$$F_{L,2} = \frac{k \mu u_r (du/dz)^{1/2}}{4(u/\rho)^{1/2}} \quad (1-9)$$

式中: Ω ——沙粒旋转速度(转/秒);

du/dz ——气流速度梯度(cm/s);

μ ——空气动力粘滞性系数, 并取 $\mu = 0.18 \times 10^{-6} \text{g} \cdot \text{s}/\text{cm}^2$;

其余符号意义同前。

关于沙粒碰撞时所产生的冲击力 F_M , 根据动量定理可知, 在某一时间间隔内, 质点动量变化等于该时间内作用力的冲量, 即

$$S = mu_2 - mu_1 = \int_0^t F_M dt \quad (1-10)$$

因为冲击力在我们所研究的范围内是不变力，所以取如下形式：

$$\Delta S = F_M \Delta t = mu_2 - mu_1 \quad (1-11)$$

或

$$F_M = \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{mu_2 - mu_1}{\Delta t} \quad (1-12)$$

式中：S——冲量；

t——力作用的时间；

m——颗粒质量；

u_1 、 u_2 ——碰撞前后的颗粒速度。

计算选取了7颗沙粒的高速电影资料，计算结果（数值均为离地面0.5cm这一层内的计算值）表明：沙粒的冲击力可达 $10^3 \text{ g} \cdot \text{cm}/\text{s}^2$ ，超过重力($F_W = mg$)的几十倍至几百倍；其次是迎面阻力(拖曳力)，可大于或等于沙粒的重量；上升力则仅为沙粒重量的几十分之一至几百分之一。对于沙面沙粒来说，受力的分配虽然会和上述数字有所不同，上升力会相对增大，可以达到和迎面阻力(拖曳力)同一个数量级，如切皮尔(W.S.Chepil, 1959)从风洞试验确定了 F_L 约等于 $0.85 F_D$ ；但是，沙粒碰撞所产生的冲击力在沙粒起跳中起主导作用，则是无疑义的。当然，其它的力也起到相应的作用。

从高速电影片中，我们能够清楚地看到，在风力作用下沙粒脱离地表进入气流的微观运动过程。然而，这一运动过程及其物理机制是相当复杂的。在风力作用下，当平均风速约等于某一临界值时，个别突出的沙粒受湍流流速和压力脉动的影响，开始振动或前后摆动，但并不离开原来位置；当风速增大超过临界值之后，摆动也随之加强，迎面阻力(拖曳力)和上升力相应增大，并足以克服重力的作用。较大的旋转力矩(见图1-6)促使一些最不稳定的沙粒首先沿沙面滚动或滑动。由于沙粒几何形状和所处的

空间位置的多样性，以及受力状况的多变性，~~因此在滚动过程中~~，一部分沙粒当碰到地面凸起沙粒，或被其它运动沙粒冲击时，都会获得巨大的冲量。受到突然的冲击力作用的沙粒，就会在碰撞的瞬间由水平运动急剧地转变为垂直运动，骤然向上（有时几乎是垂直的）起跳进入气流运动。沙粒在气流作用下，由静止状态到起跳的过程如图1-7所示。

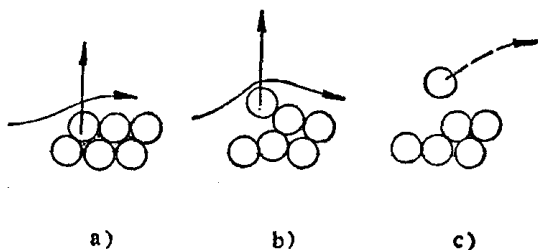


图1-7 沙粒从滚动到跃起的过程（据钱宁等，1983，改绘）

运动的沙粒由于是从气流中获取其运动的动量。因此，沙粒只是在一定的风力条件下才开始运动的。使沙粒开始运动的临界风速称为起动风速，一切超过起动风速的风，谓之起沙风。

关于沙粒的起动风速，拜格诺提出了流体起动值和冲击起动值的概念。所谓流体起动值，是指沙粒的运动完全出于风对沙面沙粒的直接推动作用，使沙粒开始起动的临界风速；若沙粒的运动主要是由于跃移沙粒的冲击作用，其起动的临界风速则称为冲击起动值。

沙粒的起动风速与沙粒粒径、地表性质和沙子含水率等多种因素有关。

从理论上推导起动风速与沙粒粒径的关系时，大多数关于沙面沙粒受力的处理仅仅考虑迎面阻力（拖曳力），而上升力不明确表达出来，尽管理论分析和试验研究均已证实上升力是存在的。但是，由于理论公式中的常数最终是由试验确定的，上升力和拖曳力决定于相同的变量，因而上升力的因素虽然未被考虑，但其作用已自动地被考虑进去。拜格诺根据流体在起动条件下，作用在沙粒上的迎面阻力（拖曳力）和重力的平衡，导出了沙粒开始移动的临界速度与粒径关系的以下表达式：

$$u_{*t} = A \sqrt{\frac{\rho_s - \rho}{\rho}} g d \quad (1-13)$$

式中: u_{*t} ——临界摩阻速度;

ρ_s ——沙粒密度;

d ——沙粒的粒径;

g ——重力加速度;

A ——经验系数。

把式(1-13)中的 u_{*t} 代入式 (1-3) 中的 u_* , 就可求任何高度 z 上的流体起动速度 u_t :

$$u_t = 5.75 A \sqrt{\frac{\rho_s - \rho}{\rho}} g d \cdot \lg \frac{z}{z_0} \quad (1-14)$$

在 $u_* d / \nu > 3.5$ (对风沙来说, 一般相当于大于 0.25mm 的沙粒) 时, 式(1-13)和式(1-14)中的系数 A 接近一个常数。拜格诺根据均匀沙的试验结果, 取 $A = 0.1$ 。

式(1-13)和式(1-14)表明, 若设系数 A 是一个常数, 则起动风速和沙粒粒径的平方根成正比。起动风速与沙粒粒径之间的这种关系已得到反复的证实〔贝利(Belly), 1962; 切皮尔和伍德鲁夫(Woodruff), 1963; 堀川和沈学汶, 1960; 吴正和凌裕泉 1965〕。不过, 具有这种平方根定律关系是有一个粒径范围的。据拜格诺的实验研究, 如图 1-8a) 所示, 起动风速最小的石英沙粒的临界粒径为 0.08mm 左右。对于再小的石英沙粒来说, 起动风速反而要增大。

在图 1-8b) 中, 绘出的日本篠原及岩垣所整理的结果, 也反映出这种趋势。极小沙粒不易起动, 是由于颗粒之间微弱化学键的内聚力的增加, 持水力较大, 地表粗糙度较小等原因造成的〔斯莫利(Smalley), 1964〕。

至于冲击起动风速, 从图 1-8a) 中可以看出, 对粒径大于 0.25mm 的粗砂来说, 和流体起动值一样, 也遵循平方根定律, 不过系数 A 要小一点, 不是 0.1, 而是 0.08。因此, 任何高程上的风速, 都比流体起动下的风速要小 20%。对于较小的沙粒来