arXiv:2305.03811v1 [physics.flu-dyn] 5 May 2023

涌潮驱动的拍岸流中漂浮海洋垃圾的搁浅模型

Benjamin Davidson[1],Jamie Brenner[1],和 Nimish Pujara[1]

[1]威斯康星大学麦迪逊分校土木与环境工程系，美国威斯康星州麦迪逊市，邮编 53706

摘要

海洋垃圾污染日益严重，对水生生态系统、海岸休闲活动和人类社会造成影响。众所周知，海滩是垃圾的汇集地，因此在海洋垃圾质量平衡中需要考虑垃圾搁浅这一过程。目前，人们对漂浮碎屑搁浅的过程还不够了解，尚无法将其纳入相关分析。我们建立了一个简化模型，用于描述涌潮驱动的拍岸流中的漂浮海洋垃圾输运（即每次来浪时，水都会漫上海滩）。我们通过实验室实验验证该模型，并结合模型与实验结果，探究影响颗粒搁浅的关键参数。最相关的参数是颗粒惯性，以及碎屑进入上冲带的时机和速度。

1 引言

考虑到塑料废弃物的产生量仍在增加，而且随着当前塑料消费趋势，未来很可能会继续增加，塑料成为全球海洋垃圾中占比最大的组成部分并不令人意外（Geyer等，2017）。据估计，每年有11%的塑料废弃物会进入海洋环境（Borrelle等，2020）。其中有多少比例的塑料垃圾会聚集在世界各地的海岸线上，目前尚不清楚（Rosevelt等，2013）；一些趋势表明，人口中心附近的海洋垃圾堆积量更大（Galgani等，2015）。对海滩采集的海洋垃圾进行研究发现，无论垃圾尺寸或海滩位置如何，塑料通常都占主导地位（Haseler等，2020；Eriksson等，2013；Compa等，2022；Ríos等，2018）。在全球近1500篇有关水生垃圾污染的文献汇总中，研究表明海滩上的大型垃圾大多为塑料，而搁浅的微型垃圾

发现其几乎完全由塑料构成（Tekman 等人，访问日期：2023年2月3日）。因此，海滩显然是海洋垃圾的聚集地，但尚不清楚这些垃圾以多快的速度、何种效率聚集于此。

由于海洋环流范围广阔且不断变化，数值模型已被证明是理解塑料垃圾在整个海洋环境中的命运与输运的有效工具。有效的模型必须考虑垃圾源汇，尤其是海岸线相互作用和搁浅。现有塑料垃圾模型主要聚焦于中至大尺度海洋模型，而其中的搁浅动力学定义不清，有些模型甚至完全忽略了垃圾搁浅（van Sebille 等人，2012年）。例如，Neumann 等人（2014年）没有考虑搁浅，而是将海岸线视为模型中的反射边界。Jalón-Rojas 等人（2019年）及其他研究则加入了一个参数，使颗粒能够从海滩冲走并重新悬浮，但并未详细考虑垃圾在海滩上的沉积。关于海滩沉积，多种模型采用的一种常见搁浅参数是：如果颗粒位于沿海岸的某个计算网格单元内，就将其视为沉积在海滩上（Collins 和 Hermes，2019年；Lebreton 等人，2012年；Atwood 等人，2019年；Lebreton 等人，2019年）。有时还要求颗粒在一段时间内保持静止。这种做法存在问题，因为这些模型的分辨率通常为千米量级，比颗粒本身的特征尺寸以及决定颗粒搁浅的碎波区和冲洗带动力学尺度大出好几个数量级。显然，粗分辨率模型需要对搁浅过程进行参数化，但若能更好地理解小尺度动力学，就能提高这些参数化的准确性。我们着手研究垃圾搁浅过程，以便更准确地在塑料垃圾输运的质量收支模型中表征这一现象。

此前已有研究通过模型探讨了微塑料搁浅问题，研究表明，需要考虑的一些重要因素包括塑料垃圾的来源和数量，以及塑料从海滩上的再悬浮（Critchell 和 Lambrechts, 2016）。为了理解塑料垃圾的再悬浮过程，有必要进一步了解拍岸流冲洗过程尺度上的颗粒初始搁浅。Hinata 等人（2020年）开发了一种概率塑料搁浅模型，该模型基于沉积和悬浮塑料的通量以及颗粒在海滩上的停留时间。然而，该模型主要关注颗粒从近岸向海滩的漂移，并未充分考虑湍流冲洗过程。Forsberg 等人（2020年）在风浪强迫的背景下通过实验对此进行了研究，他们发现，在规则波作用下达到稳态后，浮力颗粒主要沉积在海滩上。相比之下，Kerpen 等人（2020年）通过实验室实验发现，在持续波浪强迫后，浮力塑料几乎均匀地分布在海滩和水面上。Núñez 等人（2023年）通过实验研究了多种类型和形状的塑料颗粒在不同波浪条件下的命运，无论这些颗粒最初位于岸边还是离岸区域。Larsen 等人（2023年）在实验室实验中测量了不同初始条件下微塑料颗粒搁浅所需的时间，并对颗粒输运进行了经验建模。我们开始逐步理解浮力塑料的搁浅过程。

通过这些模型和实验，人们对海滩上颗粒沉积的物理动力学机制仍不清楚。

本研究结合数学建模和实验室实验，探讨在涌潮驱动的冲流情境下，影响漂浮碎屑沉积于浅海滩的特征。我们将颗粒接近岸边时的状态及颗粒惯性纳入考量。研究发现，除颗粒惯性外，颗粒相对于涌浪波速的速度以及颗粒落后于涌浪波前的时间差，都是重要参数。我们发现，惯性较大的颗粒，以及在时间和速度上更接近涌浪波前进入上冲带的颗粒，更容易搁浅。

在第 2 节中，我们针对上冲带中的漂浮圆盘建立颗粒运动模型，特别考虑颗粒搁浅的情况。我们探讨影响颗粒归宿的参数，重点关注颗粒在海滩上的沉积。第 3 节将模型与配套的实验室实验进行比较。最后，在第 4 节中，我们结合实验和模型结果，探讨漂浮颗粒所受的作用力如何决定其搁浅，并分析模型结果对其输入参数的敏感性。第 5 节给出简短的结论。

2 模型

2.1 上冲带中惯性浮盘的颗粒运动方程

我们采用 Maxey & Riley（1983）的框架，考察在单次波浪拍岸事件中漂浮于倾斜坡面上的惯性圆盘状颗粒所受的作用力。此前，Rumer 等（1979）在规则波条件下、Beron-Vera 等（2019）在表层流条件下，已将 Maxey & Riley（1983）的研究扩展至包含自由表面的情形。Rumer 等（1979）的研究后来由其他学者进一步扩展（H. H. Shen & Zhong，2001；Calvert 等，2021；Huang 等，2016），并将物体运动视为由重力驱动；颗粒在随波浪运动旋转的参考系中沿表面波坡面滑下。我们聚焦于上冲带的动力学，该区域位于海滩坡面上波浪爬高的最高点与波浪回落的最低点之间。在涌潮驱动的拍岸流中，自由表面的坡度较小（Pujara 等，2015），因此我们采用固定参考系，并将颗粒运动视为由拍岸流沿海滩上冲的流动驱动，这与 Beron-Vera 等（2019）的处理更为相似。

图1展示了设置、未受扰动的波浪特性，以及一次波浪事件期间漂浮在上冲带中的颗粒。我们定义一个 $x-z$ 坐标系，其原点位于未受扰动的海岸线处，x 指向水平方向的岸边，z 指向垂直方向。我们考虑一个漂浮的圆盘状颗粒的动力学，其直径为 D_p、高度为 H_p、浸没高度为 H_{pw}，以及高出水面的高度为 H_{pa}。仅考虑水对颗粒施加的作用力（忽略空气中作用于颗粒的作用力），我们建立颗粒的运动方程，认为颗粒处于垂直方向平衡状态，并在水平方向上受到由不同作用力引起的加速度

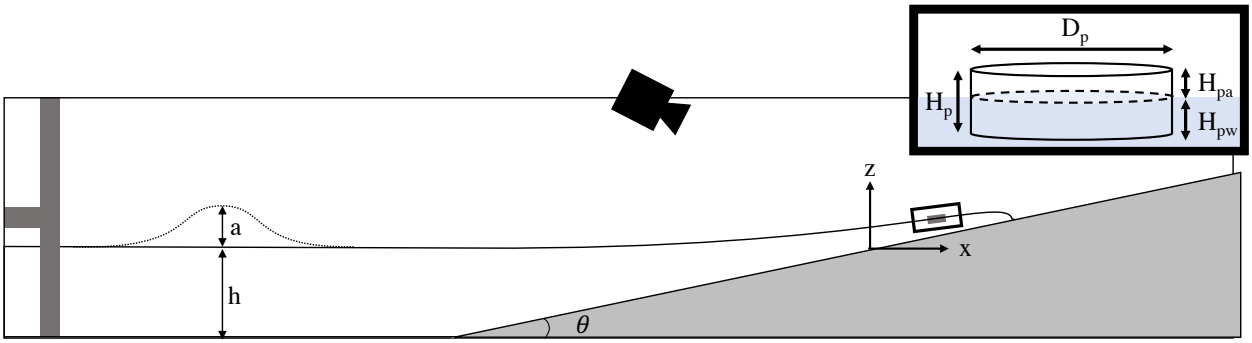

图1：入射波及其产生的拍岸流定义示意图。实验装置由活塞式造波机、坡度为 $\tan\theta = 1/10$ 的平面不透水海滩，以及一台指向海滩的斜向俯视摄像机组成。静水深度表示为h，等深区的水波振幅为 a。实线表示波浪爬高过程中的水面剖面。浮力颗粒为圆柱形圆盘，其直径为 D_p、高度为 H_p、浸没高度为 H_{pw}，高出水面的高度为 H_{pa}。

由于不同作用力导致的方向。

当颗粒处于足够深的水中而不会接触底部时，竖直方向力平衡仅表现为颗粒的重力与浮力相抗衡。这些作用力由颗粒的相对密度（γ）相关联，即颗粒密度（ρ_p）与流体密度（ρ）之比。γ 也等于在水深足以使颗粒不接触海滩表面的情况下，颗粒排开流体体积与颗粒体积之比。与先前研究中考察的球体（Beron-Vera 等人，2019年）相比，圆盘形状显著简化了分析，因为颗粒浸没深度与排开水体积呈线性关系。我们可以将 γ 简化为颗粒浸没高度与颗粒总高度之比，并将其定义为 ϕ,

$$\gamma = \frac{\rho_p}{\rho} = \frac{\frac{\pi}{4}D_p^2 H_{pw}}{\frac{\pi}{4}D_p^2 H_p} = \frac{H_{pw}}{H_p} = \phi. \tag{1}$$

我们的模型与上述模型不同，在考虑 z 方向上的作用力时，将颗粒对海滩的反作用力纳入方程（1）。对于可能接触海滩的部分浸没颗粒，我们考虑排开流体的质量与颗粒质量之比，化简后得到

$$\frac{m_f}{m_p} = \frac{\rho}{\rho_p}\frac{\frac{\pi}{4}D_p^2 H_{pw}}{\frac{\pi}{4}D_p^2 H_p} = \frac{\rho}{\rho_p}\frac{H_{pw}}{H_p} = \frac{\phi}{\gamma}. \tag{2}$$

对于颗粒沿海滩向上运动，我们考虑其在 x 方向上的加速度。该方向与沿海滩坡面向上的方向相差一个 $\cos\theta$ 因子。由于角度 θ

通常较小，水平方向与平行于海滩的方向之间的差异可以忽略。对于较小的 θ，有 $\cos\theta = 1 - \frac{1}{2}\theta^2 + \mathrm{O}(\theta^3)$ 和 $\tan\theta = \theta + \mathrm{O}(\theta^3)$。利用 $s = \tan(\theta)$ 定义坡度，可知 $\cos\theta \approx 1$，其领先阶误差为 $\frac{1}{2}s^2$。对于坡度为 $s = 1/10$ 的海滩，采用小角度近似所导致的领先阶误差为 5×10^{-3}。

颗粒沿海滩坡面向上的作用力由流体的驱动力、流体附加质量的驱动力、流体作用于颗粒的阻力以及与海滩之间的摩擦力共同构成。其量纲形式表示为：

$$m_p \frac{dv_p'}{dt'} = m_f \frac{Du'}{Dt'} + C_m m_f \left(\frac{Du'}{Dt'} - \frac{dv_p'}{dt'} \right) - C_D \frac{1}{2} \rho |v_p' - u'| (v_p' - u') D_p H_{pw} + \left[F_F' \right], \quad (3)$$

其中，m_p 是颗粒的质量，m_f 是颗粒排开流体的质量，v_p' 是颗粒的速度，u' 是流体速度，C_m 是附加质量系数，C_D 是阻力系数，F_F' 是与海滩之间的摩擦力（仅当水深足够小、使颗粒与海滩接触时才会产生）。这里需要注意，v_p'、u'、t'和F_F' 是通过撇号表示的有量纲变量。

利用公式 (2) 将方程 (3) 除以 m_p，并进行化简，以分离出颗粒加速度。我们将摩擦引起的加速度记为 $a_F' = F_F'/m_p$，因为该项仅在水深可忽略不计时才起作用。我们将在 § 2.2 中全面讨论摩擦加速度。我们根据颗粒滑移速度和颗粒直径定义流动的雷诺数 $\mathrm{Re} = |v_p' - u'| D_p/\nu$，由此得到

$$\frac{dv_p'}{dt'} = \left(\frac{\phi + C_m\phi}{\gamma + C_m\phi} \right) \frac{Du'}{Dt'} - \left(\frac{1}{\gamma + C_m\phi} \right) \frac{2C_D\phi\nu}{\pi D_p^2} \mathrm{Re}(v_p' - u') + \left[a_F' \right]. \quad (4)$$

圆柱形圆盘的阻力系数将是 Re 的函数，与球体的情况类似。图 2 中的黑色实线表示一般颗粒在从小到大的 Re 范围内的阻力系数（Clift 等人，2013年）。蓝色虚线表示斯托克斯阻力模型，其形式为：$C_D = C_1/\mathrm{Re}$，其中 C_1 是一个取决于颗粒几何形状的常数（球体为$C_1 = 24$，圆盘平行于流动时为 $C_1 = 13.6$）（Happel 和 Brenner，1983）。斯托克斯模型无法很好地表示阴影区域内 C_D 的真实值，该区域对应于中间 Re 区间，这也是冲流的典型状态。与 DiBenedetto 等人（2022年）类似，我们将中间 Re 区间内的 C_D 近似为与 Re 成反比，并引入一个新的未知比例常数 C_2，如图 2 中的红色虚线所示。根据方程（4），我们将中间 Re 区间的 C_D 代入，得到

$$\frac{dv_p'}{dt'} = \beta \frac{Du'}{Dt'} - \frac{(v_p' - u')}{\tau_p} + \left[a_F' \right], \quad (5)$$

其中

$$\beta = \frac{\phi + C_m\phi}{\gamma + C_m\phi}; \quad \tau_p = \frac{\pi D_p^2 (\gamma + C_m\phi)}{2C_2\phi\nu}, \quad (6)$$

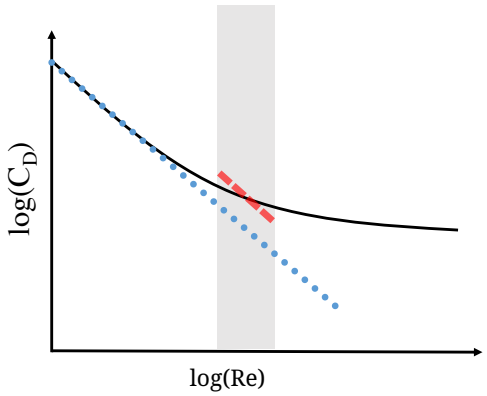

图 2：黑线表示特定形状的阻力系数随雷诺数的变化。蓝色点线表示低雷诺数下的斯托克斯阻力近似，红色虚线表示中等雷诺数下的近似。

分别表示流体作用力的强度、作用于颗粒的流体附加质量，以及颗粒在流动中的松弛时间等参数。注意，$\beta = 1$ 当水深足以使颗粒漂浮时，阻力公式中的未知经验系数会被吸收到颗粒时间尺度中。

在一次拍岸流事件中，相关的运动尺度为初始岸线速度（U_s）和重力（g）。利用这些尺度将方程（5）无量纲化，我们定义无量纲变量 $u = u'/U_s$、$v_p = v'_p/U_s$、$t = t'/(U_s/g)$ 和 $a_F = a'_F/g$。由此得到

$$\frac{dv_p}{dt} = \beta\frac{Du}{Dt} + \frac{(u - v_p)}{\mathrm{St}} + [\ a_F\ ], \tag{7}$$

其中，颗粒斯托克斯数定义为

$$\mathrm{St} = \frac{g\tau_p}{U_s}. \tag{8}$$

流体施加的作用力和附加质量产生的力由方程（7）的第一项表示，而流体对颗粒的阻力则由第二项表示。

除了颗粒运动方程外，我们还采用了经典的拍岸流模型（M. C. Shen & Meyer，1963年；Peregrine & Williams，2001年）。对于给定的海滩坡度 s，上冲带内的海岸线位置、海岸线速度、流动速度场和水深

可表示为:

$$x_s = t - \frac{1}{2}st^2, \tag{9a}$$

$$u_s = 1 - st, \tag{9b}$$

$$u = \frac{1}{3}\left(1 - 2st + 2\frac{x}{t}\right), \tag{9c}$$

$$h = \frac{1}{9}\left(1 - \frac{1}{2}st - \frac{x}{t}\right)^2, \tag{9d}$$

其中， $x_s = x_s'/(U_s^2/g)$ 是无量纲岸线位置， $u_s = u_s'/U_s$ 是无量纲岸线速度， $u = u'/U_s$ 是无量纲流体速度，而$h = h'/(U_s^2/g)$ 是无量纲水深。研究表明，这种由涌潮驱动的拍岸流模型能够准确描述实验室实验中单次 swash事件的流动演化（Pujara 等，2015）。

2.2 搁浅颗粒的其他考量

我们对方程（7）进行补充，以捕捉上冲带中对颗粒运动至关重要、但未纳入动力学描述的方面。具体而言，我们考虑拍岸流前缘的动力学，因为爬浪模型未能描述这一过程。当水深降至零时，我们还考虑颗粒与海滩之间的摩擦力。

为了考虑拍岸流前缘的颗粒运动，我们首先将颗粒位置（x_p）定义为相对于岸线位置（x_s）：

$$\xi = x_s - x_p. \tag{10}$$

当颗粒位于海岸线后方（$\xi > 0$）时，我们根据方程（9）确定局部流体速度和水深。在当前模型中，如果颗粒位于海岸线处（$\xi = 0$），水深为零，流体速度则变为方程（9b）中的岸线速度。如果颗粒越过海岸线（$\xi < 0$），则不存在流体，因此颗粒所在位置的水深和流体速度均为零。爬浪模型未考虑摩擦和拍岸流尖端流动汇聚的影响；研究表明，这些因素会降低岸线速度（Pujara 等，2016），并在波浪爬高过程中聚集颗粒（Baldock 等，2014）。为考虑这些影响，我们进行了两项修改。首先，我们认为拍岸流尖端处的水深大于颗粒的尺寸（摩擦会使尖端形成“钝头”）。在这种情况下，根据方程（1）以及方程（6）中 β 的定义，我们简化为在整个波浪爬高过程中 $\beta = 1$。其次，我们在爬高过程中引入斯托克斯数的空间依赖性，以反映颗粒在快速且湍流剧烈的拍岸流尖端处更接近示踪粒子的特性，

$$\mathrm{St_{eff}} = C_{\mathrm{St}}\mathrm{St} = \frac{1}{1 + e^{-k(\xi - w)}}\mathrm{St}. \tag{11}$$

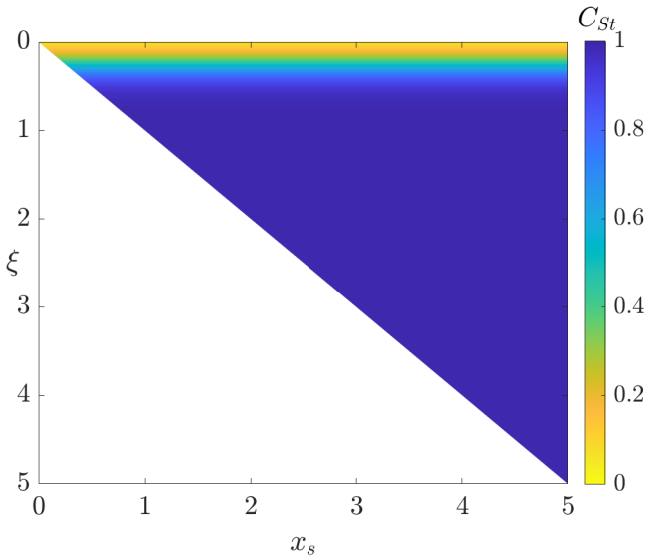

图 3：波浪爬高期间的斯托克斯数系数（C_{St}），表示为颗粒相对于海岸线的位置（ξ）和岸线位置（x_s）的函数。靠近海岸线的颗粒的 C_{St} 会降低，而远离海岸线的颗粒不受影响。在约为最大爬高十分之一的区域内，斯托克斯数系数明显偏离 1。

此处，系数 C_{St} 的范围为 0 到 1，其作用是在波浪爬高过程中降低尖端附近的有效斯托克斯数；该区域本质上是冲流的边界层。常数 k 表示一个锐度因子，用于确定 C_{St} 随ξ变化的平滑程度，而 w 则决定了 C_{St} 明显低于 1 的区域宽度。尽管下文所示结果对具体取值并不敏感，但取 $k = 10$ 和 $w = 0$。25 时，斯托克斯数发生变化的有效区域约占最大爬高的 1/10（图 3）。拍岸流尖端的尺寸（最大爬高的 10%）是一个近似值，但与先前关于拍岸流尖端的数据和模型一致（Baldock 等，2014；Pujara 等，2016）

在波浪回落过程中，如果颗粒被流体落在后面，且颗粒处的局部水深变为零，我们认为该颗粒易于搁浅。在这种情况下，颗粒不再受到浮力，但在上文引入的小-θ 近似下，颗粒的重力由颗粒作用于海滩的反作用力所平衡。在 x方向上，流体不再对颗粒施加任何力，颗粒所受的唯一力是与其运动方向相反的摩擦力。我们使用标准形式 $F_F = \mu N = \mu m_p g$ 对该摩擦力进行建模。在没有水的情况下，摩擦导致的颗粒减速度为

$$a_F = -\mu \,\mathrm{sgn}\,(v_p). \tag{12}$$

2.3 模型结果

模型方程（7）使用标准求解器（*ode45*）在 MATLAB 中求解。颗粒从 $(x,\ t) = (0,\ t_{p0})$ 开始运动，初始速度为 $v(x = 0,\ t = t_{p0}) = V_p$。以这种方式初始化模型还有助于避免流动速度、水深和加速度的奇异性，因为它们在 $(x = 0,\ t = 0)$ 处未定义。

我们在图4中展示颗粒惯性和初始条件对搁浅动力学的影响。图中显示了给定条件下颗粒的最终位置。颗粒返回水中后，模型便不再准确，因此不绘制其最终位置，因为颗粒并未沉积在海滩上。我们考虑的斯托克斯数范围为 $\mathrm{St} \in [1, 10]$，这是一个现实的范围，因为它涵盖了在 $U_s = 2\ \mathrm{m/s}$ 条件下发生一次拍岸流事件时的 $\tau_p \in [0。2, 2]\ \mathrm{s}$。对于颗粒的初始速度，我们考虑的范围为 $V_p/U_s \in [0。5, 1]$。虽然下限是任意选取的，但上限在物理上对应于被涌浪波前卷入的颗粒。除了初始速度外，颗粒进入上冲带的初始时刻也很重要。初始无量纲时间 $t_{p0}/(2U_s/(g\,s)) = [0。001，0。01，0。1]$ 也可以理解为颗粒起始位置落后于拍岸流前缘的距离，其中较小的无量纲时间表示颗粒更靠近涌浪波前。尽管我们在图4中将它们分别处理，但需要指出，颗粒的初始速度和初始时刻很可能相关：较晚进入拍岸流的颗粒，其速度可能较低。此外，我们预计颗粒的斯托克斯数与初始条件也有关，因为颗粒惯性很可能决定其在冲浪带中的运动，从而决定最终的初始条件。

正如预期，斯托克斯数较高时，颗粒搁浅的可能性会增加。这是因为斯托克斯数较高时，颗粒改变方向的速度不如水快。水已经退去，颗粒还来不及响应，因而留在海滩上。我们还观察到，颗粒以较高的初始速度进入上冲带时，更容易搁浅。较大的初始速度会使颗粒停留在拍岸流前缘附近，爬升至更接近最大波浪爬高的位置，从而使颗粒在回冲期间更容易被留在海滩上。当颗粒紧跟在拍岸流前缘之后进入拍岸流时，我们发现它极有可能搁浅（图4a）。在这种情况下，搁浅位置也对斯托克斯数非常敏感。当颗粒远远落后于拍岸流前缘进入拍岸流时，它搁浅的可能性要小得多（图4c）。这种情况下，只有当颗粒的惯性很大且初始速度较高时，才会搁浅。在中等初始时刻下（图4b），搁浅取决于斯托克斯数和颗粒的初始速度，我们将在图5中进一步探讨这一点。

图5a显示了图4b中 $V_p/U_s = 0.75$ 时、不同斯托克斯数下的颗粒轨迹。可以看到，在这一斯托克斯数范围内，颗粒轨迹和最终颗粒位置都发生了显著变化。同样，图5b显示了图4b中斯托克斯数为 $= 5$ 、粒子初始速度不同情况下的颗粒轨迹。我们再次看到，颗粒轨迹及其最终搁浅位置都发生了显著变化。总的来说，颗粒是否搁浅以及搁浅位置，对颗粒的拍岸流斯托克斯数以及其进入拍岸流时的初始条件都相当敏感。

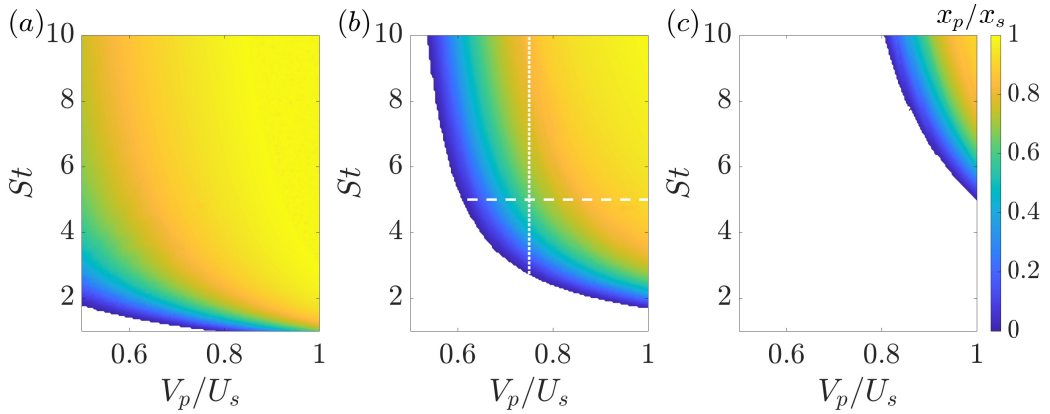

图4：搁浅颗粒的最终颗粒位置与最大岸线爬高之比随颗粒斯托克斯数（St）和无量纲初始速度（V_p/U_s）的变化，在三个无量纲颗粒初始时间下分别为：(a) $t_{p0}/(2U_s/(gs))$ = 0.001，(b) $t_{p0}/(2U_s/(gs))$ = 0.01，(c)$t_{p0}/(2U_s/(gs))$ = 0.1，其中 $2U_s/(gs)$为swash事件的持续时间。白色点线和虚线表示图5中考察的断面。

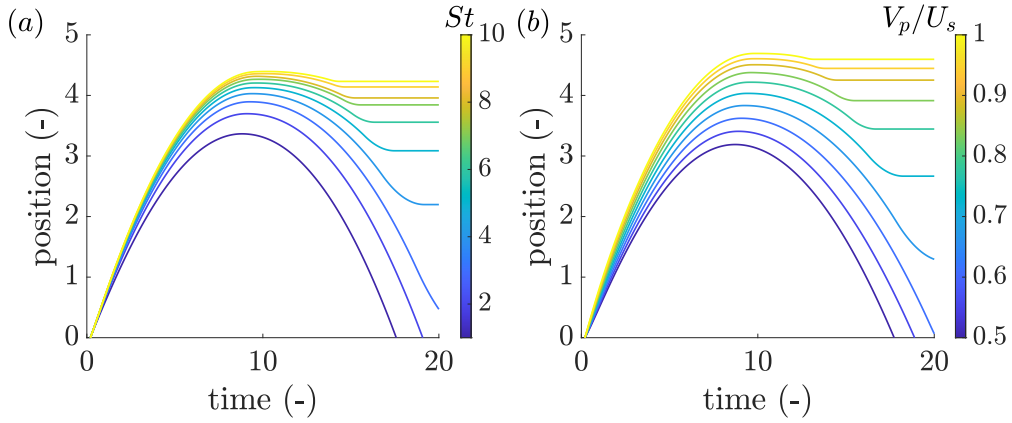

图5：图4中各断面处的模型颗粒轨迹，每次仅改变一个参数。a) 图4b中垂直点线处的断面，显示变化的斯托克斯数。b) 图4b中水平虚线处的断面，显示变化的无量纲速度。

3 实验

3.1 波浪水槽实验

我们在威斯康星大学麦迪逊分校水科学与工程实验室的波浪水槽中进行了颗粒搁浅实验。该波浪水槽长39 m、宽0.91 m、高1.12 m。我们使用活塞式造波机生成孤立波（Goring, 1978），使其入射至图1所示的坡度为1/10的不透水平直海滩。生成的波在0.3 m的静水深度下振幅为0.06 m（$a/h = 0.2$）。该波入射至指定海滩后形成涌浪型破碎波（Grilli et al., 1997）。

对于颗粒，我们在海滩近岸、靠近静水线处放置五个塑料圆盘。颗粒由聚丙烯通过 3D 打印制成。颗粒测得的直径为 2.261± 0.002 cm，高度为 0.268 ± 0.003 cm，质量为 0.819 ± 0.002 g。我们将每个颗粒的质量除以根据相应高度和直径计算出的圆柱体积，得到颗粒密度。颗粒的平均密度为 0.760 ± 0.008 g/cm^3。这略低于原始聚丙烯丝材的密度，后者通常报告为 0.89 g/cm^3。

我们使用一台以 30 fps 帧率运行、倾斜安装的俯视数码相机来捕捉拍岸流事件和颗粒运动。相机视野内布满校准标记，用于将颗粒在像素中的位置转换为距 $x = 0$海滩上方的距离。我们使用 MATLAB 编写的自定义代码追踪颗粒轨迹和海岸线运动。进行颗粒追踪时，我们首先减去图像背景，并根据能够筛选出颗粒的阈值对图像数据进行二值化。我们手动识别每个颗粒的起始位置；对于初始两帧之后的帧，我们根据颗粒在前两帧中的位移计算颗粒速度，以预测颗粒的后续位置。然后，我们从预测位置出发，使用最近邻算法找到颗粒的实际位置。

通过相机图像，我们还追踪了海岸线位置，该位置可以通过沿海滩向上移动的波前所形成的清晰干湿边界来明确观察。我们通过在每一帧中选取最大爬高位置，手动追踪了上冲过程中的岸线运动。我们采用与颗粒追踪相同的方法，将图像中的位置从像素单位转换为厘米。

在冲流周期刚开始时，破碎波经过 $x = 0$并塌陷时坡度陡峭，导致海岸线运动无法观测。我们截取数据，仅考虑涌波塌陷后、且海岸线位置能够准确追踪的海岸线运动。然而，截取海岸线位置数据意味着我们无法得知海岸线首次开始移动的时刻及其初始速度，而这两者都是爬浪模型所需的参数。这种不确定性也与涌波塌陷的物理过程有关。方程（9）中的冲流解基于非线性浅水方程，其中涌波到达初始海岸线位置时，海岸线会发生瞬时移动。实际上，涌波崩塌过程会持续一段有限的时间和距离（Pujara et al., 2015; Yeh

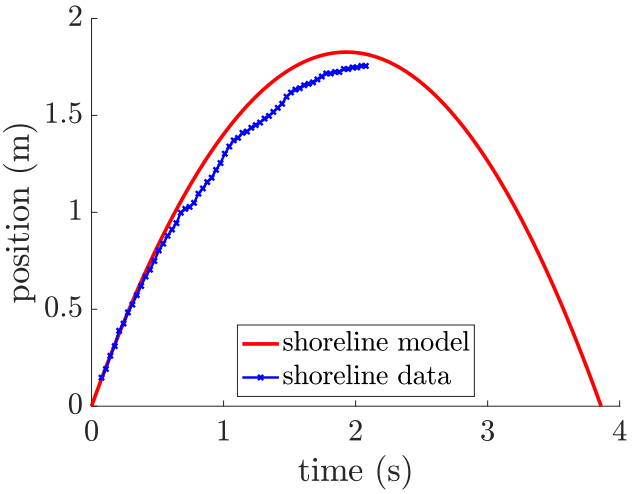

图 6：爬高岸线数据及与方程 (13) 的模型拟合，初始海岸线速度为U_s = 1.89 m/s，时间偏移为 t_0 = 0.11 s。

& Ghazali, 1988）。由于涌波塌陷并非瞬时发生，在达到最大初始岸线速度之前，海岸线会经历一段短暂的加速过程。

根据海岸线位置数据，我们使用高斯卷积计算海岸线速度（Ouellette 等人，2006；Mordant 等人，2004），滤波器宽度为 2 帧，滤波器支撑范围为 7 帧。在我们的数据中，我们确认，观测到的最大海岸线速度出现的时刻，正是涌波在视觉上完全塌陷的时刻。由于我们预计涌波完全塌陷后的海岸线位置将遵循方程 (9a)（至少在没有摩擦的情况下），且 $t = 0$ 定义为涌波经过 $x = 0$的时刻，因此我们对岸线数据实施时间偏移，以补偿涌波崩塌过程所需的有限时间，

$$x_{s,\mathrm{data}} = U_s(t - t_0) - \frac{1}{2}gs(t - t_0)^2. \tag{13}$$

我们取涌波塌陷后波浪爬高初始阶段的一部分数据，利用涌波塌陷后的最大速度作为初始海岸线速度的初始猜测值，将数据拟合到方程 (13)，由此得到初始海岸线速度为 U_s = 1.89 m/s。图 6 将岸线数据与模型绘制在一起，可以看出，在上冲开始阶段，海岸线模型与岸线数据拟合良好。模型预测的最大爬高略高于实验数据中的观测值，这符合预期，因为海岸线模型未考虑摩擦。实验中回落阶段没有海岸线位置数据，因为在回落过程中，干湿区域之间不再有明显的分界线，光学追踪海岸线位置几乎不可能。

该颗粒的　　ta 定义在与移位后的岸线数据相同的时间向量上。为了找到 the

颗粒	V_p/U_s	$t_{p0}/(2U_s/(gs))$	Fate
A	1.03	0.0028	海滩
B	0.57	0.015	水
C	0.77	0.0096	海滩
D	0.86	0.0067	海滩
E	0.58	0.019	水

表1：图7中的实验颗粒初始条件和命运。

每个颗粒穿过初始海岸线位置时的精确时间和速度 t_{p0} 和 V_p，我们对每条粒子轨迹拟合五阶多项式，并通过解析方法计算过零时间及同时刻的速度。

3.2 实验颗粒轨迹及与模型的比较

在图7中，我们展示了实验颗粒和海岸线轨迹，以及模型颗粒和海岸线轨迹。表1列出了每个颗粒的初始条件和颗粒归宿。初始颗粒速度与颗粒初始时间之间的相关性显示在图8中。一般而言，与从涌波后方较远处进入的颗粒相比，从更靠近波前处进入上冲带的颗粒具有更高的速度。除颗粒初始条件外，其余模型参数为： $\tau_p = 1$ s（对应于斯托克斯数 $= 5.18$）、 $\gamma = 0.76$ g/cm^3, $C_m = 0.75$, $\mu = 0.15$，以及$H_p = 0.268$ cm。我们选择τ_p 作为颗粒时间尺度的合理数量级估计值，以便使模型与数据相符； γ 和 H_p 的取值根据实验颗粒测得；而 C_m 取球体（$C_m = 1/2$）与圆柱体（$C_m = 1$）的附加质量系数的平均值（Newman，2017）。非金属的动摩擦系数通常为0.3至0.4，在潮湿或润滑良好的情况下会更低（Rabinowicz，1965）。根据swash事件后海滩表面的湿润程度，我们认为估算的摩擦系数 $\mu = 0.15$是合理的。我们还将在第4节进一步探讨模型对这些预测值的敏感性。

图7中的数据与模型轨迹对比表明，模型捕捉到了实验中观察到的定性行为。具体而言，模型轨迹无需调整参数，便能正确预测颗粒是被留在海滩上（颗粒 A、C 和 D），还是被带回水中（颗粒 B 和 E）。在被留在海滩上的颗粒中，三种搁浅颗粒情形中有两种（颗粒 C 和 D）的模型搁浅位置也与观测值接近。实验颗粒轨迹在拍岸流事件开始时与模型吻合得非常好，但数据与模型之间的偏差逐渐增大，直至达到最大爬高。这表明模型设置存在已知局限：简化的流动模型

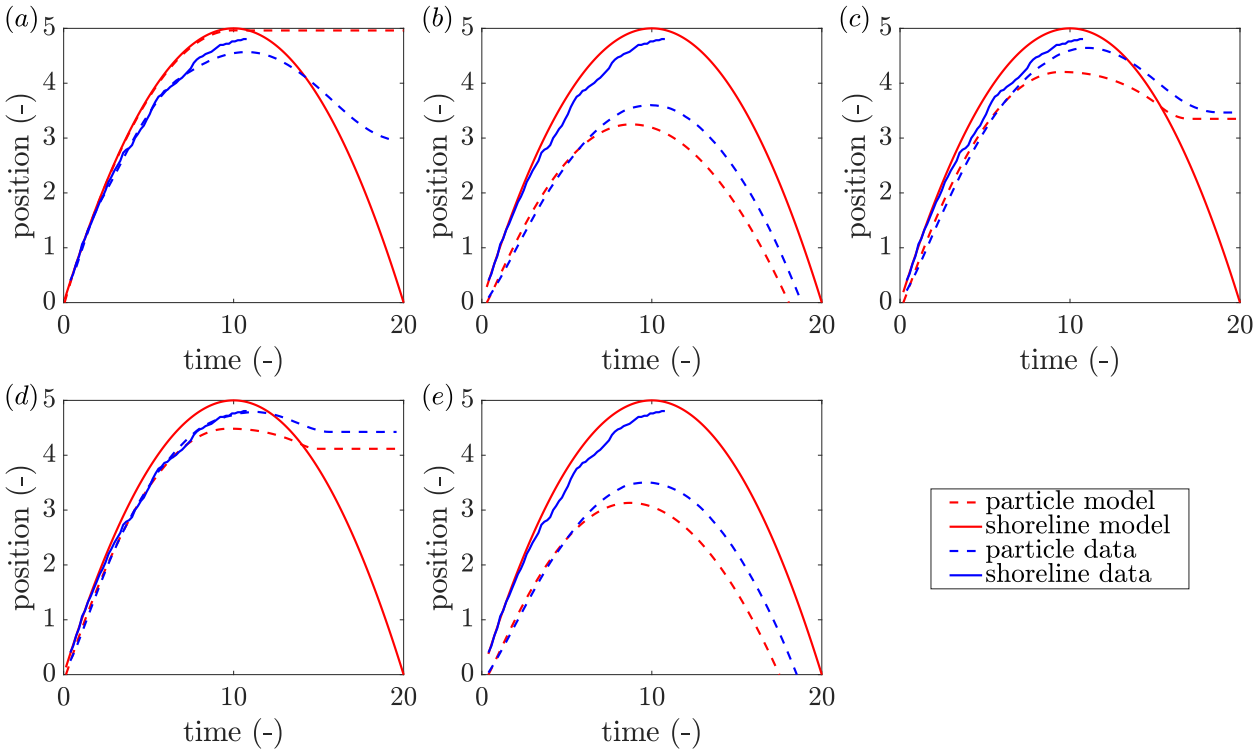

图7：模型和实验的海岸线爬高，以及五个实验颗粒的模型和实验粒子轨迹；这些颗粒的初始条件列于表1。图中面板 a–e 分别对应颗粒 A–E。

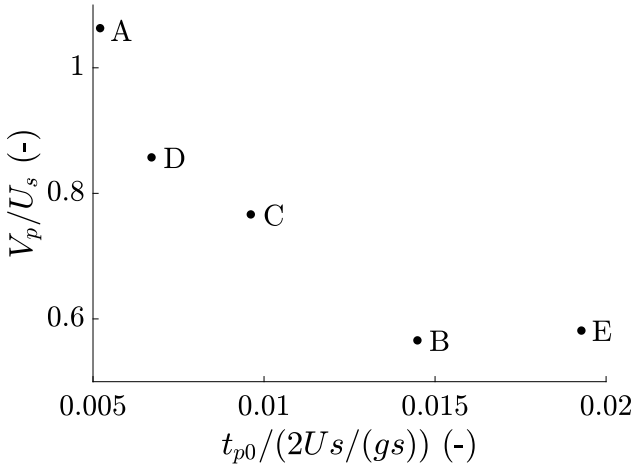

图8：初始颗粒速度与初始颗粒时间的关系。越靠近波浪进入上冲带的颗粒，进入时的速度越大；而位于波前后方较远处的颗粒，进入上冲带时的速度则较低。

（方程（9））忽略了流动中的摩擦效应，而随着流动达到最大爬高，摩擦会随时间累积。这一点在拍岸流尖端附近尤为重要，也是颗粒 A 的轨迹与模型呈现定性差异的原因。

除了比较模型与实验中的颗粒轨迹，另一种有用的比较方式是考察实验中颗粒轨迹相对于海岸线轨迹的变化，并将其与模型中的相同关系进行比较。这可以反映模型是否包含足够的物理机制来预测颗粒的搁浅动力学。在这方面，我们看到，对于实验和模型中的所有三个搁浅颗粒，颗粒相对于海岸线的运动趋势都非常吻合。模型轨迹不仅捕捉到了上冲过程中颗粒的减速——这是非定常流动与颗粒阻力复杂相互作用的结果，也捕捉到了颗粒搁浅时速度减至零的过程。

总体而言，搁置在海滩上的颗粒在上冲过程中沿着波前移动，而未搁浅的颗粒从一开始就落在波浪后方。鉴于本实验中的所有颗粒都相同，搁浅对初始条件非常敏感这一事实与模型结果一致（§ 2.3）。

为进一步了解各颗粒的动力学特性，我们考察图 9 中颗粒 A、B 和 C 的加速度收支。其中两个是搁浅颗粒（颗粒 A 在模型中沉积于海滩较高处，颗粒 C 在模型中沉积于海滩较低处），另一个则返回水中（颗粒 B）。在每个颗粒轨迹的起始阶段，方程（7）第一项产生一个正向（沿海滩向上）的作用力，而方程（7）中间项产生一个更大的反向负作用力（沿海滩向下）。对于

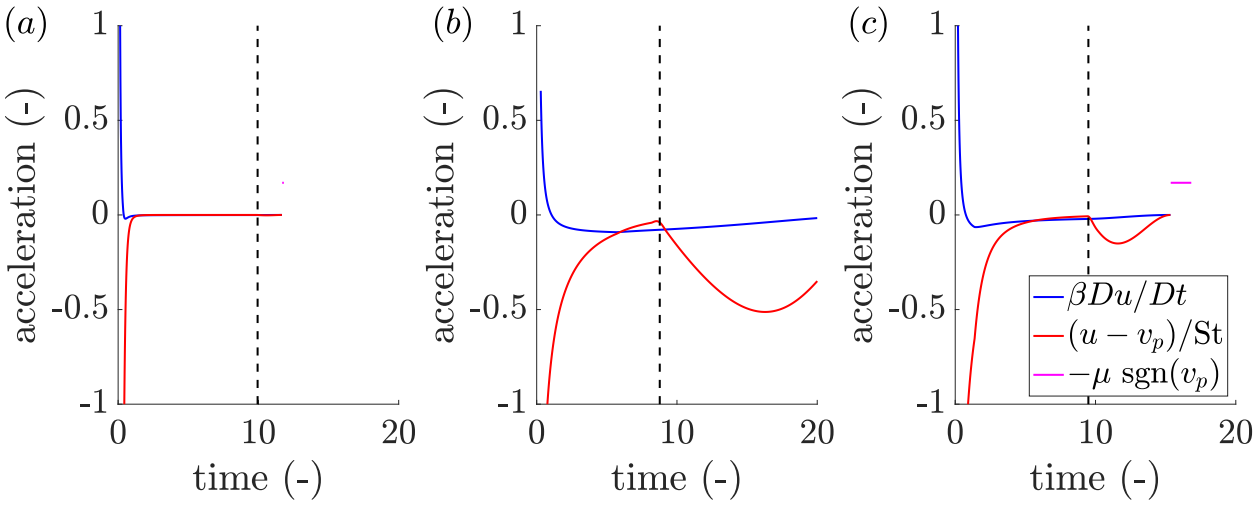

图9：图7(a-c)中颗粒A-C的加速度分量随时间的变化，这些分量会主动影响颗粒受力平衡。黑色虚线表示粒子位置处的流体改变方向的时刻。请注意，(a)中有一小块粉色区域，(b)中没有，(c)中则有一块较大的粉色区域。

最终搁浅的颗粒，这两个作用力都迅速趋近于零并保持为零，不过颗粒 A（图 9a）的变化更快，它搁浅在靠近最大爬高的位置。对于返回水中的颗粒（颗粒 B，图 9b），第一项和第二项的大小减小得较慢。颗粒位置处的流动反向后（以黑色竖直虚线标示），第二项（阻力）的大小增大。增大的阻力方向为负，会将颗粒冲回水中。颗粒 C（图 9c）也略微呈现出这种情况，但在沿坡面向下移动到足以返回主体水体之前，水已退尽，导致颗粒搁浅。

4 讨论

该模型的主要自由参数是颗粒初始条件和颗粒斯托克斯数 St。无量纲颗粒初始时间和速度是颗粒从冲浪带进入上冲带时运动的特征；它们是颗粒在冲浪带内受力的结果，并且二者之间存在关联，如图8所示。颗粒斯托克斯数 St 衡量颗粒惯性，因此是颗粒本身的一项指标，进而对应于一个具有代表性的阻力模型。我们在图4和图5中考察了 St 和初始条件变化的影响，现在则考察这些参数及其他参数 C_m、 μ、 γ、 H_p和 s对模型的影响。首先考虑单个模型颗粒的轨迹，其 St 为 $= 5$、 $V_p/U_s = 0。75$，且

参数	估计范围	最终位置范围
s	1/20 - 1/5	1.5 - 6.2
V_p/U_s	0.5 - 1	X - 4.6
$t_{p0}/(2U_s/(gs))$	0.001 - 0.1	X - 4.6
St	1 - 10	X - 4.2
H_p	（0.1 - 0.5）厘米	2.0 - 3.4
μ	0.1 - 0.5	3.1 - 3.3
γ	（0.7–0.9）g/cm^3	3.1 - 3.3
C_m	0.5 - 1	3.1 - 3.2

表2：模型参数及其适当取值的估计范围，以及参数在指定范围内变化时最终颗粒位置的变化情况。各参数按最终颗粒位置范围从大到小的顺序排列。X 表示颗粒被带回水中。

$t_{p0}/(2U_s/(gs))$ = 0。01。该轨迹由图4b中点线与虚线的交点表示。随后，我们在一系列合理取值范围内逐一改变参数，求解该颗粒的轨迹。我们考察参数偏差导致的最终颗粒位置分布范围。表2列出了各参数、考察的取值范围，以及最终颗粒搁浅位置的变化范围。这里需要指出，回冲过程中，岸线越过初始位置后，爬浪模型便不再适用，因此，将越过初始岸线位置的颗粒归类为未搁浅，并将其最终位置记为0。表中参数按其对模型输出的影响程度降序排列。可以看出，影响最大的参数是上文已讨论的物理参数：颗粒初始条件（t_{p0}、 V_p）和颗粒惯性（St）。另一个重要参数是海滩坡度；本实验并未改变该参数，但它似乎会显著影响颗粒搁浅位置。实验中颗粒高度也保持不变，但结果表明它对颗粒搁浅有中等程度的影响。改变 μ、 γ和 C_m 所产生的影响比其他参数小一个数量级，因此，采用估算值已足以近似颗粒轨迹。

我们还可以确定每个参数对颗粒搁浅位置的影响方向。正如图 4 所示，初始时间的减小会使粒子位置沿海滩向上移动，而初始速度和斯托克斯数 St 的增大都会使颗粒的最终位置向上移动。对于其他参数，随着 H_p、 μ 和 γ 的增大，最终搁浅位置也会向上移动；而随着坡面和 C_m 的增大，最终搁浅位置则会向下移动。尽管此处我们仅考虑了单个模型颗粒的轨迹，但这项敏感性分析有助于我们理解这些参数如何从影响幅度和方向两个方面改变模型结果。

我们简化了。通过对冲流及其与颗粒相互作用作出若干假设，对该模型进行了修 -

正。首先，鉴于给定的爬浪模型无法准确捕捉涌浪波前，我们在上冲阶段采用 $\beta = 1$ 。考虑到涌浪波前的情况，这一做法是合理的：实际上，在大部分爬高过程中，拍岸流末端的水深都会大于颗粒高度。此外，为考虑拍岸流末端的影响，我们采用有效斯托克斯数方案。所选参数是合理的，有助于实验结果与模型结果相吻合。关于海滩摩擦的处理，我们采用一种简单方法，即只有海滩干燥后才开始产生摩擦。然而，一旦水深降低到颗粒与海滩接触的程度，摩擦力便会开始作用于颗粒。这可能需要设置一个过渡阶段：在颗粒所在位置的海滩完全干燥之前，海滩摩擦就开始生效，从而使作用力的变化更加平缓。尽管我们作出了这些假设，也提出了上述改进建议，但实验结果以及 § 3.2 中的分析表明，这些假设对于我们的简单模型是成立的。

5 结论

我们推导出了浮性惯性颗粒在涌潮驱动的拍岸流中输运的解，以了解导致海洋垃圾搁浅的因素。这并非一个面面俱到的模型，而是一个仅包含最关键动力学过程的简化模型，可用于有效预测颗粒搁浅。我们通过实验验证了该模型，并探究了其结果对所采用的参数化和假设的敏感性。进入上冲带的颗粒初始条件和颗粒惯性，是决定颗粒搁浅归宿的最重要因素；进入上冲带时颗粒的速度和位置决定了颗粒能否被浪头卷带并在其前方随波运动，而颗粒惯性则决定了颗粒是否会因无法改变方向、随流体沿坡面下行而搁浅。目前，该模型仅考虑沿岸横向输运，以及平坦海滩上由单个涌潮驱动拍岸流的理想情况。若要考虑斜向波、多重涌潮波列、取向动力学不可忽略的不同形状垃圾、润滑压力可能变得重要的较大尺寸垃圾，以及天然海滩地貌和风效应等其他环境因素，模型将变得复杂。不过，我们预计，无论加入哪些参数和环境因素，我们所识别的垃圾搁浅过程的本质都依然成立。

致谢 我们感谢与 Gautier Verhille 进行的富有成效的交流。

资助声明我们衷心感谢威斯康星州淡水协作组织提供资助（资助编号：T2-5/20–06）。

利益声明作者声明不存在利益冲突。

作者贡献B.D.、J.B.和N.P.开发了该模型；B.D.和N.P.设计了实验；B.D.进行了实验；B.D.撰写了稿件；N.P.和J.B.提供了修订意见；N.P.负责监督该项目。

参考文献

Atwood, E. C., Falcieri, F. M., Piehl, S., Bochow, M., Matthies, M., Franke, J., . . . Siegert, F.（2019）。意大利北部波河排放的微塑料颗粒在沿海地区的聚集：遥感和水动力建模与原位采样的比较。《海洋污染通报》,*138*, 561–574。doi: 10.1016/j.marpolbul.2018.11.045 Baldock, T., Grayson, R., Torr, B., & Power, H.（2014）。黏性上冲锋面尖端和边缘的流动汇聚——实验与解析建模。《海岸工程》, *88*, 123–130。doi: 10.1016/j.coastaleng.2014.02.008 Beron-Vera, F. J., Olascoaga, M. J., & Miron, P.（2019）。构建用于海洋表层惯性粒子动力学的Maxey–Riley框架。《*Physics of Fluids*》, *31*(9), 096602。doi: 10.1063/ 1.5110731 Borrelle, S. B., Ring ma, J., Law, K. L., Monnahan, C. C., Lebreton, L., McGivern, A., . . . Rochman, C. M.（2020）。塑料废弃物的预测增长超过了缓解塑料污染的努力。《科学》, *369*(6510), 1515–1518。doi: 10.1126/science.aba3656 Calvert, R., McAllister, M., Whittaker, C., Raby, A., Borthwick, A., & van den Bremer, T.（2021）。漂浮海洋垃圾波浪诱导漂移增加的一种机制。《流体力学杂志》, *915*, A73。doi: 10.1017/jfm.2021.72 Clift, R., Grace, J. R., & Weber, M. E.（2013）。气泡、液滴和颗粒。纽约州米尼奥拉：多佛出版社。Collins, C., & Hermes, J.（2019）。南非周边漂浮海洋微塑料的聚集与输运建模。《海洋污染通报》, *139*, 46–58。doi: 10.1016/j.marpolbul.2018.12.028 Compa, M., Alomar, C., Morató, M., Álvarez, E., & Deudero, S.（2022）。地中海西部某海洋保护区岩石海滩和沙滩上宏观和微观垃圾的空间分布。《海洋污染通报》, *178*, 113520。doi: 10.1016/ j.marpolbul.2022.113520.

Critchell, K., & Lambrechts, J. (2016). 沿海地带海洋塑料的聚集建模；哪些是主要物理过程？河口、海岸与陆架科学，*171*，111–122. doi: 10.1016/j.ecss.2016.01.036 DiBenedetto, M. H., Clark, L. K., & Pujara, N. (2022). 表面波中惯性粒子的沉降与扩散增强。《流体力学杂志》，*936*，A38. doi: 10.1017/jfm.2022.95 Eriksson, C., Burton, H., Fitch, S., Schulz, M., & van den Hoff, J. (2013). 亚南极岛屿海滩海洋垃圾的每日累积率。《海洋污染通报》，*66*(1)，199–208. doi: 10.1016/j.marpolbul.2012.08.026 Forsberg, P. L., Sous, D., Stocchino, A., & Chemin, R. (2020). 近岸水域塑料垃圾的行为：来自风和波浪实验室试验的初步发现。《海洋污染通报》，*153*，111023. doi: 10.1016/j.marpolbul.2020.111023 Galgani, F., Hanke, G., & Maes, T. (2015). 海洋垃圾的全球分布、组成与丰度。载于 M. Bergmann, L. Gutow, & M. Klages (编)，海洋人为垃圾（第 29–56 页）。Cham：施普林格国际出版公司。doi: 10.1007/978-3-319-16510-3_2Geyer, R., Jambeck, J. R., & Law, K. L. (2017). 所有已制造塑料的生产、使用与命运。科学进展，*3*(7)，e1700782. doi: 10.1126/sciadv.1700782 Goring, D. G. (1978). 海啸——长波向陆架传播（未发表的博士学位论文）。加州理工学院，帕萨迪纳，加利福尼亚州。Grilli, S. T., Svendsen, I. A., & Subramanya, R. (1997). 斜坡上孤立波的破碎判据与特性。《水道、港口、海岸与海洋工程杂志》，*123*(3)，102–112. doi: 10.1061/(ASCE)0733-950X(1997)123:3(102) Happel, J., & Brenner, H. (1983). 低雷诺数流体动力学：颗粒介质的特殊应用。海牙：Martinus Nijhoff出版社。Haseler, M., Balciunas, A., Hauk, R., Sabaliauskaite, V., Chubarenko, I., Ershova, A., & Sch- ernewski, G. (2020). 波罗的海海滩的海洋垃圾污染——沙耙法的应用。环境科学前沿，*8*，599978. doi: 10.3389/fenvs.2020.599978 Hinata, H., Sagawa, N., Kataoka, T., & Takeoka, H. (2020). 海洋塑料海滩过程的数值建模：结合粒子追踪法的概率诊断方法。《海洋污染通报》，*152*，110910. doi: 10.1016/j.marpolbul.2020.110910 Huang, G., Huang, Z. H., & Law, A. W. K. (2016). 规则波作用下小型漂浮物漂移的解析研究。工程力学杂志，*142*(6)，06016002. doi: 10.1061/(ASCE)EM.1943-7889.0001067.

Jalón-Rojas, I., Wang, X. H., & Fredj, E. (2019). 用于追踪海洋塑料碎片（TrackMPD）的三维数值模型：微塑料轨迹及其命运对颗粒动力学性质和物理过程的敏感性。《海洋污染通报》，*141*，256–272。doi: 10.1016/ j.marpolbul.2019.02.052 Kerpen, N. B., Schlurmann, T., Schendel, A., Gundlach, J., Marquard, D., & Hüpgen, M. (2020). 冲浪带中微塑料的波浪诱导分布。《*Frontiers in Marine Science*》，*7*，590565。doi: 10.3389/fmars.2020.590565 Larsen, B. E., Al-Obaidi, M. A. A., Guler, H. G., Carstensen, S., Goral, K. D., Christensen, E. D., . . . Fuhrman, D. R. (2023). 浮性微塑料颗粒近岸输运的实验研究。《海洋污染通报》，*187*，114610。doi: 10.1016/ j.marpolbul.2023.114610 Lebreton, L., Egger, M., & Slat, B. (2019). 海洋中正浮性宏塑料碎片的全球质量收支。《*Scientific Reports*》，*9*(1)，12922。doi: 10.1038/s41598-019-49413-5 Lebreton, L., Greer, S., & Borrero, J. (2012). 世界海洋漂浮碎片的数值模拟。《海洋污染通报》，*64*(3)，653–661。doi: 10.1016/j.marpolbul.2011.10.027 Maxey, M. R., & Riley, J. J. (1983). 非均匀流中小型刚性球体的运动方程。《*Physics of Fluids*》，*26*(4)，883。doi: 10.1063/1.864230 Mordant, N., Crawford, A., & Bodenschatz, E. (2004). 拉格朗日加速度概率密度函数的实验测量。《*Physica D: Nonlinear Phenomena*》，*193*(1-4)，245–251。doi: 10.1016/j.physd.2004.01.041 Neumann, D., Callies, U., & Matthies, M. (2014). 北海南部海洋垃圾集合输运模拟。《海洋污染通报》，*86*(1-2)，219–228。doi: 10.1016/j.marpolbul .2014.07.016 Newman, J. N. (2017). 海洋流体动力学。马萨诸塞州剑桥：麻省理工学院出版社。Núñez, P., Romano, A., García-Alba, J., Besio, G., & Medina, R. (2023). 沿海环境中不同密度、形状和尺寸塑料垃圾的波浪诱导跨岸分布：实验室实验。《海洋污染通报》，*187*，114561。doi: 10.1016/j.marpolbul.2022 . 114561 Ouellette, N. T., Xu, H., & Bodenschatz, E. (2006). 三维拉格朗日粒子跟踪算法的定量研究。《*Experiments in Fluids*》，*40*(2)，301–313。doi: 10.1007/ s00348-005-0068-7

Peregrine, D. H., & Williams, S. M. (2001). 截断平直海滩上的冲淹流越浪。《流体力学杂志》，*440*，391–399。doi: 10.1017/S002211200100492X Pujara, N., Liu, P. L.-F., & Yeh, H. (2015). 平直海滩上孤立波的拍岸流：流动演化、床面剪切应力和爬高。《流体力学杂志》，*779*，556–597。doi: 10.1017/jfm.2015.435 Pujara, N., Liu, P. L.-F., & Yeh, H. (2016). 对冲淹流上冲过程中摩擦的积分处理。《海岸工程》，*114*，295–300。doi: 10.1016/j.coastaleng.2016.04.015 Rabinowicz, E. (1965). 材料的摩擦与磨损。纽约：John Wiley & Sons 公司。Rosevelt, C., Los Huertos, M., Garza, C., & Nevins, H. (2013). 加利福尼亚中部的海洋垃圾：量化蒙特雷湾（加利福尼亚州）海滩垃圾的类型和数量。《海洋污染通报》，*71*(1-2)，299–306。doi: 10.1016/j.marpolbul.2013.01.015 Rumer, R. R., Crissman, R. D., & Wake, A. (1979). 五大湖中的冰体输运。（五大湖环境研究实验室，美国国家海洋和大气管理局）Ríos, N., Frias, J. P., Rodríguez, Y., Carriço, R., Garcia, S. M., Juliano, M., & Pham, C. K. (2018). 北大西洋偏远岛屿搁浅大型垃圾的时空变异性。《海洋污染通报》，*133*，304–311。doi: 10.1016/j.marpolbul.2018.05.038 Shen, H. H., & Zhong, Y. (2001). 波场中小型刚性漂浮物体漂移的理论研究。《水道、港口、海岸与海洋工程杂志，*127*(6)，343–351。doi: 10.1061/(ASCE)0733-950X(2001)127:6(343) Shen, M. C., & Meyer, R. E. (1963). 涌潮在海滩上的爬升 第3部分：爬高。《流体力学杂志》，*16*(01)，113。doi: 10.1017/S0022112063000628 Tekman, M., Gutow, L., Macario, A., Haas, A., Walter, A., & Bergmann, M.（访问日期：2023年2月3日）。阿尔弗雷德·魏格纳研究所—亥姆霍兹极地与海洋研究中心。取自 https://litterbase.awi.de/litter_graph van Sebille, E., England, M. H., & Froyland, G. (2012). 根据表层漂流浮标观测研究海洋垃圾带的起源、动力学和演化。《环境研究快报》，*7*(4)，044040。doi: 10.1088/1748-9326/7/4/044040 Yeh, H. H., & Ghazali, A. (1988). 关于波涌塌陷。《*Journal of Geophysical Research: Oceans*》，*93*，6930–6936。doi: 10.1029/JC093iC06p06930