

二维非对称周期时移波状通道中的粒子定向输运问题

谢天婷 邓科 罗懋康

Direct transport of particles in two-dimensional asymmetric periodic time-shift corrugated channel

Xie Tian-Ting Deng Ke Luo Mao-Kang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 150501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.150501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.150501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

涨落作用下周期驱动的分数量过阻尼棘轮模型的混沌输运现象

Chaotic transport of fractional over-damped ratchet with fluctuation and periodic drive

物理学报.2015, 64(22): 220501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.220501>

分数阶对数耦合系统在非周期外力作用下的定向输运现象

The directional transport phenomenon in fractional logarithm coupled system under a non-periodic external force

物理学报.2015, 64(17): 170501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.170501>

带反馈的分数量耦合布朗马达的定向输运

Transport properties of fractional coupled Brownian motors in ratchet potential with feedback

物理学报.2015, 64(12): 120501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120501>

非对称耦合粒子链在棘齿势中的确定性定向输运

Deterministic directional transport of asymmetrically coupled nonlinear oscillators in a ratchet potential

物理学报.2015, 64(7): 070501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.070501>

乘性色噪声激励下三稳态 van der Pol-Duffing 振子随机 P-分岔

Stochastic P-bifurcations in tri-stable van der Pol-Duffing oscillator with multiplicative colored noise

物理学报.2015, 64(6): 060501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.060501>

二维非对称周期时移波状通道中的 粒子定向输运问题*

谢天婷¹⁾ 邓科¹⁾ 罗懋康^{1)2)†}

1)(四川大学数学学院, 成都 610065)

2)(四川大学空天科学与工程学院, 成都 610065)

(2016年4月17日收到; 2016年5月28日收到修改稿)

目前关于通道中粒子的输运问题大部分是在静态边界的情形下研究的, 但时变通道中的粒子输运问题的研究显然具有重要价值和意义. 为此, 本文讨论了二维非对称周期时移波状通道中的粒子定向输运问题, 详细分析了该模型的输运机理, 利用数值仿真讨论了输运速度与通道参数和噪声强度的关系. 研究发现, 通道沿延伸方向的非对称周期时移会使粒子位置分布在通道横截方向上表现出非对称性, 粒子总体在通道延伸方向会表现出定向输运流. 定向流平均速度与通道对称参数成正比关系, 随通道宽度的增加而递减, 随通道空间频率及时间频率变化均会出现广义共振现象; 随着噪声强度的增加, 定向流速度会先增大后减小, 即适当的噪声可以增强系统的输运行为.

关键词: 定向输运, 时移波状通道

PACS: 05.10.Gg, 45.50.Dd

DOI: 10.7498/aps.65.150501

1 引言

近年来, 无偏驱动力下的粒子定向输运问题的研究受到了学者们的广泛关注, 该类系统可将噪声能量部分转化为系统定向输运的能量. 此方面的研究不仅有助于理解生物、物理、化学等领域^[1-7]的输运过程, 而且可为人工粒子(如人工纳米机器等)的控制问题^[8-10]提供适用的理论方法.

人们已经发现, 系统的非平衡性和空间反演对称破缺是分子马达系统能够产生定向输运的基本必要条件. 非平衡态的要求使得系统必须引入外力扰动, 空间反演对称破缺可由多种途径实现. 通常来说, 按照系统是否受空间边界束缚可将定向输运的研究分为两类. 目前, 关于无边界情形的输运研究主要集中在时空势场驱动的定向流^[11-13]、合作输运^[5,14,15]及噪声诱导的输运问题等^[3,16,17], 受边界束缚的输运研究主要集中于边界特征^[18-21]、

粒子特征^[22,23]及噪声特征^[24]对输运的影响. 特别地, 在粒子通道输运问题的研究方面, Reguera等^[25,26]用非平衡态热力学理论将二维通道输运问题化为一维熵垒输运问题, 给出了受外力驱动的粒子在通道中运动的介观动力学描述, Magaretti等^[27]发现势垒与通道的适当耦合甚至能够加强粒子的定向输运行为, Ai等^[24,28,10]先后讨论了通道中受Levy噪声驱动的定向输运及自激发粒子的输运行为.

目前关于通道中粒子的输运问题大部分是在静态边界的情形下研究的, 而时变通道在实际情况中却更广泛地存在: 在生物方面, 已有研究发现很多情形下构成通道的蛋白分子(通道蛋白)的内在自由度是引发粒子定向输运的必要条件^[1,29]; 在物理方面, 通道自身的运动引起处于其内部的粒子定向输运更是始终被赋予重大关注的问题^[29], 因而时变通道中的粒子输运问题的研究显然具有重要

* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 11301361)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: makaluo@scu.edu.cn

价值和意义. 2004年Fleishman^[29]利用双向振动势场讨论了双向振动软通道中的粒子输运问题,发现当势场参数变化时系统出现多次反向流. 2008年, Popov和Filippov^[30]考虑了带噪波状对称通道中的分子输运问题,分析了通道参数的随机变化对输运稳定性的影响. 文献^[31, 32]研究了沿横截方向振动的通道边界中的定向输运问题,发现沿横截方向振动的通道可以引发沿延伸方向的输运流. 文献^[33]讨论了漂移棘齿系统的定向输运问题,即利用水泵使固定波状通道内的液体介质发生沿通道延伸方向的周期运动,使得处于液体中的粒子发生定向输运,并据此对粒子进行分离及控制. 受生物中通道蛋白存在自由度及工程中粒子分离及控制技术的启发,并考虑到目前尚未出现通道本身沿延伸方向做周期振动的情况下通道内部粒子定向输运的相关研究,本文对二维非对称周期时移波状通道中的粒子定向输运问题进行讨论,建立二维非对称周期时移波状通道中粒子定向输运系统的数学模型,分析该模型的输运机理,利用数值仿真算法讨论输运速度与通道参数及噪声强度的关系. 本文的研究有助于理解分子马达等微小粒子的输运过程;工程上,本文构建的模型可通过微光刻技术^[34,35]在硅片或更进一步在以喷溅等方式生长有极薄导电层的陶瓷基片上进行微刻,形成微米级二维异形(如波状)通道,从而可对具有压电效应的基片进行精密有效的电信号微动力学控制来实现输运机理中需要的通道运动. 因此,可以认为本文工作作为粒子分离及控制的方法提供了一个新的思路,具有宽广的应用前景.

2 数学模型

二维布朗粒子的过阻尼定向输运数学模型可由如下Langevin方程表示:

$$\begin{cases} \gamma \dot{x}(t) = \xi_x(t), \\ \gamma \dot{y}(t) = \xi_y(t), \end{cases} \quad (1)$$

其中, x, y 分别表示二维空间位置坐标; t 表示时间; ξ_x, ξ_y 分别为粒子在 x 和 y 方向所受的高斯白噪声, 均值均为零, 相关函数满足 $\langle \xi_i(t) \xi_j(t') \rangle = 2D\delta_{ij} \delta(t - t')$, $i, j = x, y$; γ 为阻尼系数; D 为噪声强度.

二维周期时移波状通道的上边界 $B_1(x, t)$ 和下边界 $B_2(x, t)$ 的表达式如下:

$$\begin{cases} B_1(x, t) = \sin[\omega[x + m(t)]] + b, \\ B_2(x, t) = -\sin[\omega[x + m(t)]] - b, \end{cases} \quad (2)$$

其中, ω 表示通道的空间周期; b 表示通道横截面最窄处的半宽度;

$$m(t) = a \left[\sin(2\pi ft) + \frac{\delta}{4} \sin(4\pi ft) \right]$$

表示通道时移规律; a, δ, f 分别为通道的时移参数, 具体来说, a 控制通道边界在 x 轴单方向移动的最大距离, δ 控制通道在 x 轴正负向移动的对称程度, f 表示通道移动频率. 当粒子与通道边界发生作用时, 我们假定粒子关于边界沿镜面反射方向被反弹, 运动速率不变.

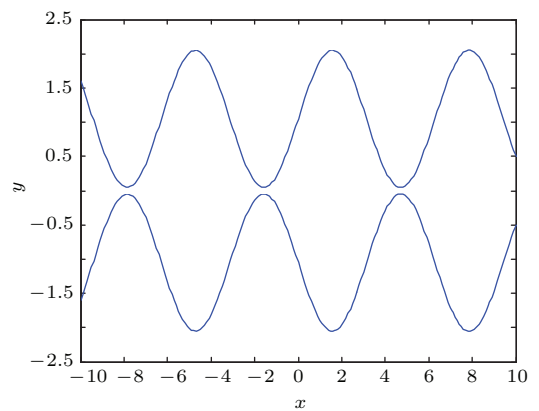


图1 (网刊彩色) $t = 0$ 的二维波状通道示意图
Fig. 1. (color online) Demonstration of the two dimensional corrugated channel at $t = 0$.

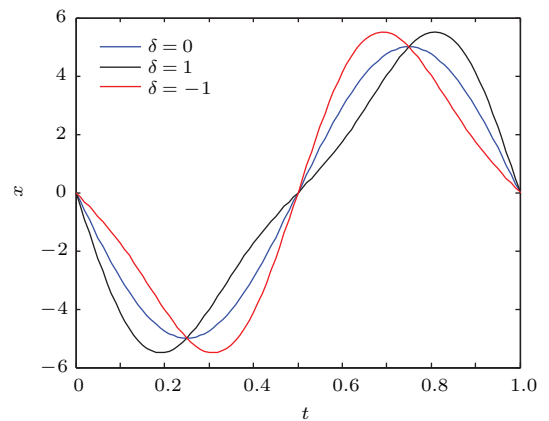


图2 (网刊彩色) $x(0) = 0$ 点 x 轴位置坐标随时间的变化
Fig. 2. (color online) The x axis position variation of the point $x(0) = 0$ as a function of time.

满足(2)式的通道在任意固定时刻下均具有空间对称性质, 在时变周期驱动力下沿 x 轴方向做周期运动. $t = 0$ 时的二维波状空间对称通道如图1所示. 图2给出了通道中初始时刻 $t = 0$ 时

处于 $x = 0$ 的点(即 $x(0) = 0$ 的点)在不同时移规律 $m(t)$ 下其 x 坐标随时间的变化情况. 从图可见, $\delta = 0$ 时通道沿 x 轴正向与负向的移动情况完全一致, $\delta \neq 0$ 时通道的正负向运动规律不一致: $\delta = 1$ 时通道沿 x 轴正向移动的时间比沿负向移动的时间长, 反之亦然. 但任何情况下通道在周期整数倍时间内的移动位移始终为零, 即通道做无偏时移运动.

3 数值仿真

为研究二维时移波状通道中布朗粒子的输运性质, 本文选用布朗粒子的平均速度来描述粒子的运动, 即

$$v = \left\langle \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{x(t) - x(t_0)}{t - t_0} \right\rangle, \quad (3)$$

其中 t 和 t_0 分别为终止时刻和初始时刻; $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均, 在仿真实验中, 我们用

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{x(T) - x(t_0)}{T - t_0}$$

代替平均速度, 其中 N 为仿真次数, T 为仿真总时间.

3.1 输运机理分析

令 $\omega = 1, f = 1, a = 5, D = 10, \gamma = 1$, 图 3 中红线表示 500 次仿真中粒子 x 轴方向平均位移随时间的变化, 黑实线表示通道初始时刻最窄处的 x 轴坐标随时间的变化, 蓝虚线表示通道初始时刻最宽处的 x 轴坐标随时间的变化. 通过分析可以发现, 当通道 x 轴正(负)向移动时, 粒子在通道边界的束缚下, 整体上同样会沿 x 轴正(负)向运动. 当 $\delta = 0$ 时, 通道正负方向的移动情况一致, 粒子在通道时移周期内向正负两方向的移动位移基本相同, 整体无输运现象; 当 $\delta = 1$ 时, 系统整体表现为正向输运流; 反之亦然.

图 4 分别给出了不同对称度 δ 下粒子 x 轴和 y 轴位置随时间变化的概率密度函数 $f_x(x, t)$ 和 $f_y(y, t)$ 的等值图, 横坐标分别表示 x 轴和 y 轴的位置坐标, 纵坐标表示时间, 颜色表示概率密度值. 从图 4(a)—(c) 中可以看到, 粒子在 x 轴方向的分布随时间而逐渐振荡发散; $\delta = 0$ 时粒子分布始终以 $x = 0$ 为中心做振荡变化, 系统无输运现象; $\delta = 1$ 时粒子分布整体向 x 轴正向移动, 系统出现

正向流; $\delta = -1$ 时系统出现负向流. 这与图 3 的仿真结果是符合的. 从图 4(d)—(f) 中可以看到, 粒子在 y 轴方向的位置分布随时间的变化会发生周期性地发散和集中; 在单位振荡周期内, $\delta = 0$ 时的粒子分布会出现两次最高程度的集中(见图 4(d) 中红色区域), $\delta = 1$ 或 $\delta = -1$ 时的粒子分布会只会一次最高程度的集中(见图 4(e), (f) 红色区域)和两次小程度的集中(如图 4(e), (f) 黄色区域). 在任意

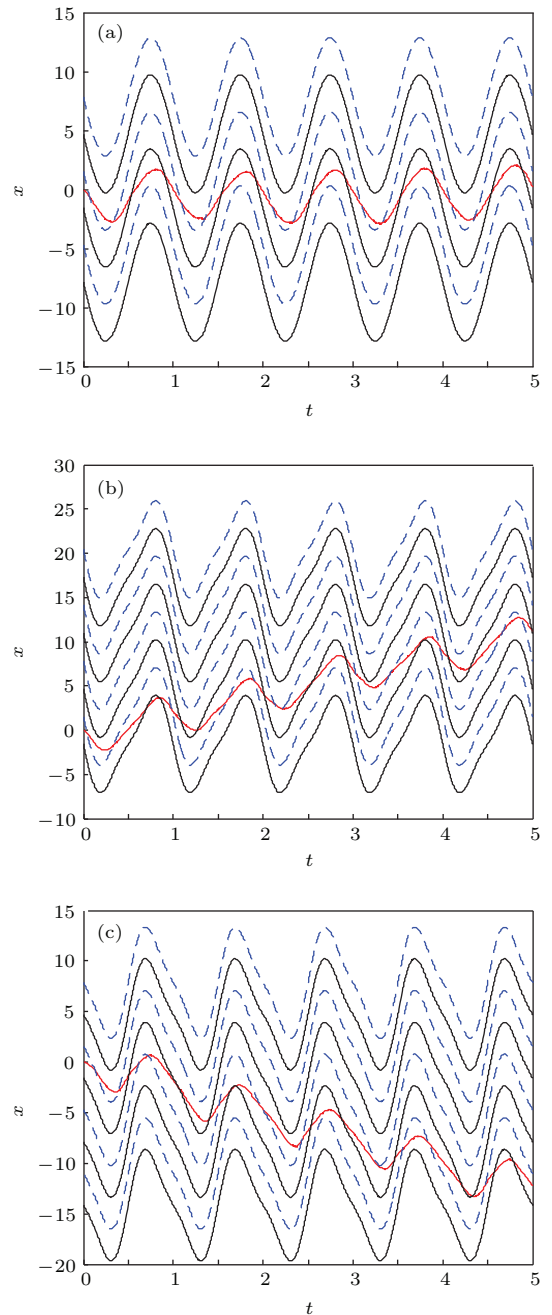


图 3 (网刊彩色) 粒子 x 轴方向平均位移随时间的演化 (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = 1$; (c) $\delta = -1$

Fig. 3. (color online) The time evolution of the particles' x axis average position: (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = 1$; (c) $\delta = -1$.

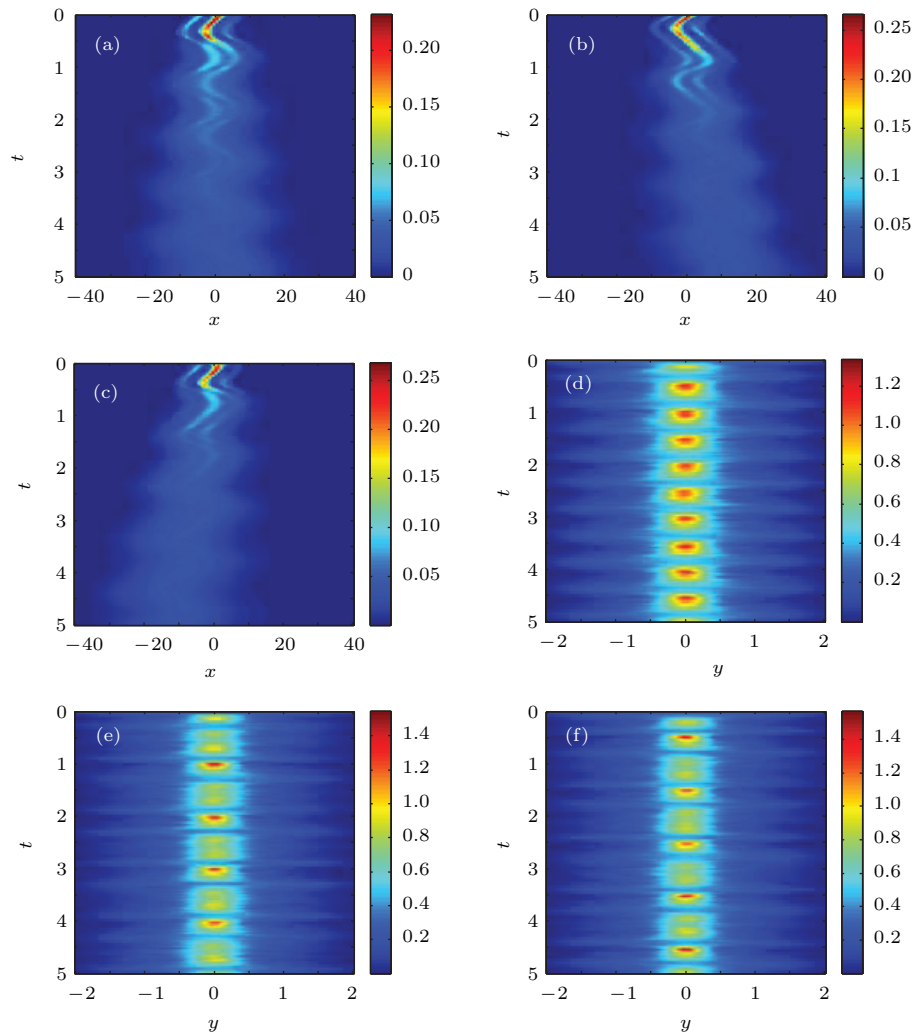


图4 (网刊彩色) 粒子空间位置随时间变化的概率密度等值图 (a)—(c) 分别为 $\delta = 0, 1, -1$ 时粒子位置 x 轴概率密度函数 $f_x(x, t)$ 等值图; (d)—(f) 分别为 $\delta = 0, 1, -1$ 时粒子位置 y 轴坐标概率密度函数 $f_y(y, t)$ 等值图

Fig. 4. (color online) The contour diagrams of the probability density of the particles' positions as time varies: (a)–(c) show the probability density along the x axis $f_x(x, t)$ when $\delta = 0, 1, -1$ respectively and (d)–(f) show the probability density along the y axis $f_y(y, t)$ when $\delta = 0, 1, -1$ respectively.

时刻 t , 粒子位置 y 轴坐标的概率密度函数 $f_y(y, t)$ 始终关于 $y = 0$ 对称且在 $y = 0$ 处达到最大值, 故 $f_y(0, t)$ 可以衡量任意时刻粒子分布在 y 轴的集中程度, $f_y(0, t)$ 的值越大, 该时刻粒子在 y 轴的分布越集中, 反之亦然. $y = 0$ 处的概率密度 $f_y(0, t)$ 随时间的变化如图 5 所示.

图 6 给出了通道沿 x 轴移动速度 \dot{m} 及其绝对值 $|\dot{m}|$ 随时间的变化规律. 将图 5 和图 6 对比后可以发现, 粒子在 y 轴分布的集中程度与 $|\dot{m}|$ 随时间的变化规律基本一致: 通道运动越快, 粒子在 y 轴的分布越集中; 通道运动越慢, 粒子在 y 轴的分布越发散.

进一步分析可知, $\delta = 0$ 时通道在单位振荡周期内正负最大移动速度绝对值相同, 粒子在通道正

负向移动时的 y 轴分布一致; $\delta = 1$ 时通道在单位振荡周期内负向最大移动速度绝对值大于正向最大移动速度绝对值, 粒子在通道负向移动时的 y 轴分布更集中, 反之亦然, 这说明通道非对称振荡运动 ($\delta \neq 0$) 会导致粒子在通道正负向移动时 y 轴的分布不同. 由于粒子在 y 轴的集中情况会直接影响通道边界对粒子的束缚影响, 集中程度越高, 边界束缚越弱, 故通道的非对称正负移动将导致粒子沿 x 轴正负方向的扩散情况不一致, 由此引发定向流. 具体而言, $\delta = 1$ 时通道正向最大移动速度绝对值小于负向最大移动速度绝对值, 故粒子在通道正向运动时在 y 轴的分布更为发散, 受边界束缚影响更大, 粒子正向流强于负向流, 系统整体表现为正向运输; $\delta = -1$ 情形的讨论类似.

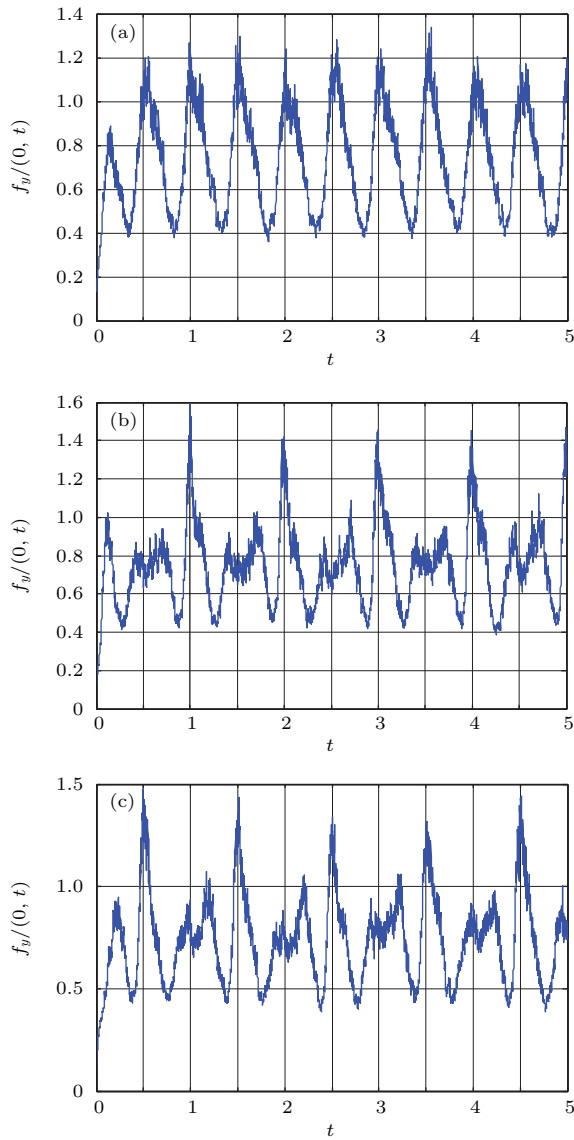


图5 (网刊彩色) 粒子位置在 $y = 0$ 处随时间变化的概率密度曲线 $f_y(0, t)$ (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = 1$; (c) $\delta = -1$
 Fig. 5. (color online) The probability density curve of the particles' position at $y = 0$ as time varies: (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = 1$; (c) $\delta = -1$.

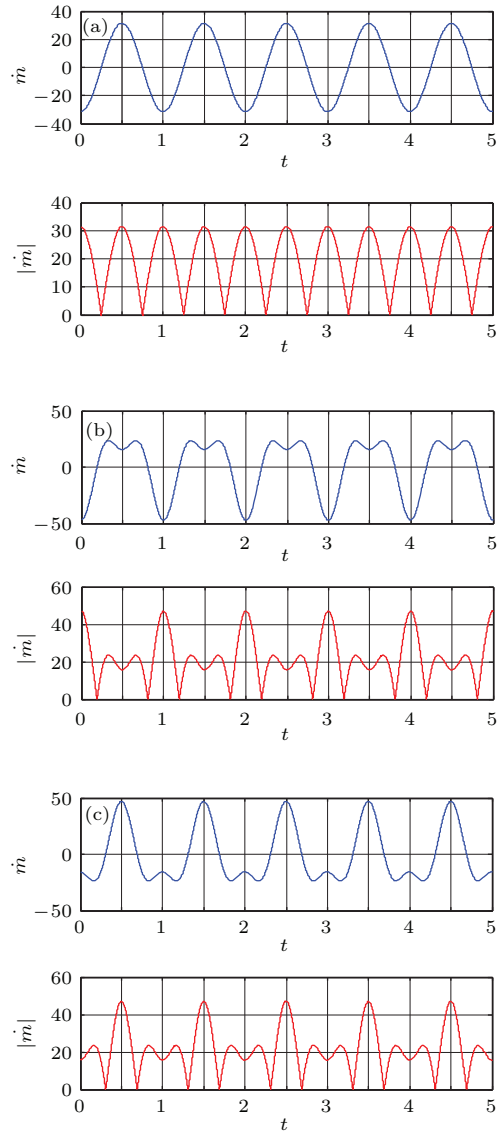


图6 (网刊彩色) 通道沿 x 轴移动速度 \dot{m} 及绝对值 $|\dot{m}|$ 随时间的变化 (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = 1$; (c) $\delta = -1$
 Fig. 6. (color online) The variation of the channel moving velocity along x axis \dot{m} and its absolute value $|\dot{m}|$ as time varies: (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = 1$; (c) $\delta = -1$.

3.2 通道参数对运输速度的影响

图7给出了其他参数保持不变($b = 1.05$, $a = 5$, $f = 1$, $\omega = 1$, $\gamma = 1$)的情况下不同噪声强度下粒子平均速度 v 与对称参数 δ 的关系. 从图可见, 当 $D = 0$ 时, 系统没有定向流出现; 当 $D \neq 0$ 时, 粒子平均速度与对称参数基本呈正比例关系. $\delta = 0$ 时整体无定向流; $\delta > 0$ 时定向流方向为正; $\delta < 0$ 时定向流方向为负, 系统定向运输机理如第3.1节所述. 图8给出了 $D = 10$ 时 δ 分别取 0, 0.5, 1 的条件下 $f_y(0, t)$ 随时间的演化, $f_y(0, t)$ 可刻画粒子在 y 轴分布的集中程度. 从图8可以看到,

当 $\delta > 0$ 时, 由通道非对称时移引起的粒子 y 轴分布的非对称性随着 δ 的增大而增大. 该非对称性越大, 通道分别沿正负向运动时粒子受到边界的束缚影响差异越大, 导致系统整体的定向运输速度越大.

图9给出了给出了其他参数保持不变($b = 1.05$, $a = 5$, $D = 10$, $\delta = 1$)的情况下不同空间频率 ω 下粒子平均速度与通道时间频率 f 的关系. 可以看出, 对于适当固定的 ω , 粒子流速度随 f 的增大而先增后减, 出现广义共振峰, 即对于固定的空间频率, 存在最优时间频率使得运输速度达到最大. 为了分析相同周期倍时间内图10给出了 $\omega = 5$

时 f 分别取 60, 30, 10 的条件下 $f_y(0, t)$ 随 t 的演化. 从图 10 可见, $f = 10$ 时相同时间内粒子在 y 轴中心区域集中-发散变化次数较少, 整体集中程度较低 (图 9 中黑线整体偏低); $f = 60$ 时相同时间内粒子分布在 y 轴中心区域集中-发散变化的次数较多, 整体集中程度较高 (图 10 中红线整体偏高).

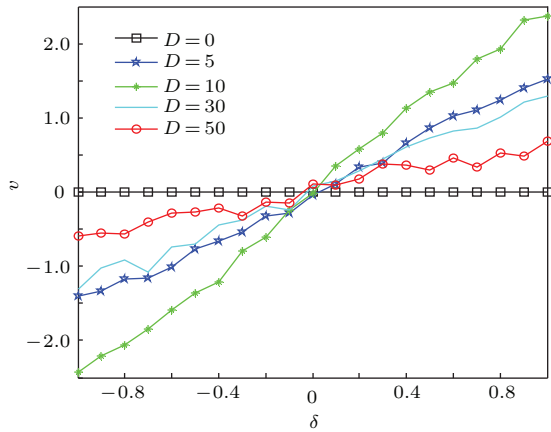


图 7 (网刊彩色) v 与 δ 的关系

Fig. 7. (color online) The relationship between v and δ .

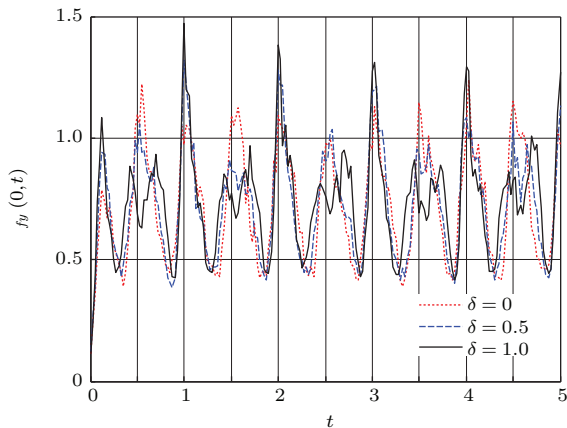


图 8 (网刊彩色) 不同 δ 下 $f_y(0, t)$ 随时间的演化

Fig. 8. (color online) The variation of $f_y(0, t)$ as time varies under different δ .

给定时间内粒子分布在 y 轴中心区域集中-发散变化的次数决定了粒子受通道净单向推动的次数; 粒子分布在 y 轴中心区域的整体集中程度决定了粒子受边界的影响程度. 从图 10 可以看出, 通道时间频率 f 越大, 给定时间内粒子分布在 y 轴中心区域集中-发散变化的次数越多, 因而粒子受通道净单向推动的次数越多, 有助于定向运输; 但与此同时, 粒子在 y 轴中心区域的整体集中程度越高, 边界对其运动的影响越弱, 有碍于定向运输. 因此, 综合考虑以上两种影响, 过小的时间频率 f 会导致相同时间内粒子受通道净单向推动次数较少, 运输

速度较低; 过大的时间频率 f 会导致粒子在 y 轴中心区域的整体集中程度过高, 运输速度同样较低; 只有当 f 取适当值时系统运输速度达到最大值.

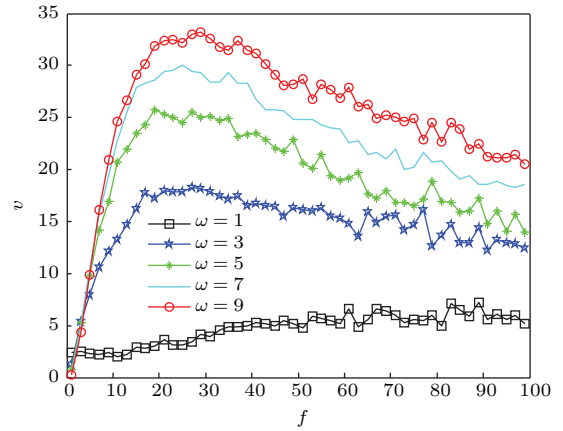


图 9 (网刊彩色) v 与 f 的关系

Fig. 9. (color online) The relationship between v and f .

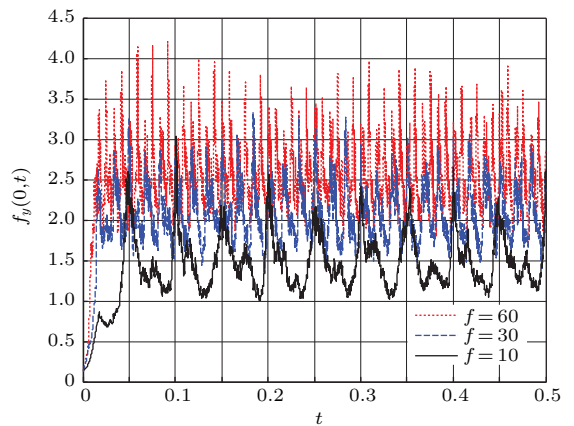


图 10 (网刊彩色) 不同 f 下 $f_y(0, t)$ 随时间的演化

Fig. 10. (color online) The variation of $f_y(0, t)$ as time varies under different f .

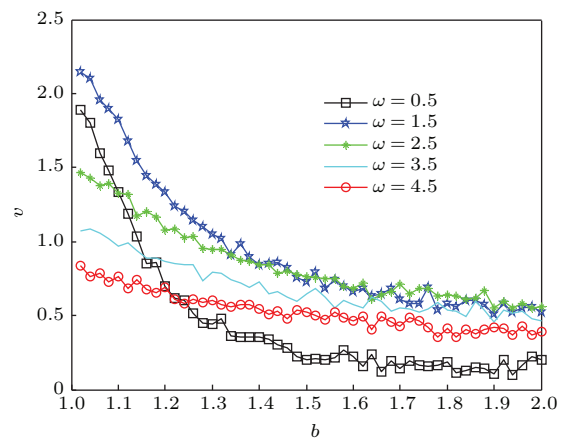


图 11 (网刊彩色) v 与 b 的关系

Fig. 11. (color online) The relationship between v and b .

图 11 给出了其他参数保持不变 ($a = 5, f = 1, D = 10, \delta = 1$) 的情况下不同通道空间频率 ω 下粒子平均速度 v 与通道宽度参数 b 的关系. 从图可见, 对于固定的空间频率 ω , 粒子平均速度随着通道宽度的增大而降低. 图 12 给出了 $\omega = 1$ 时 b 分别取 1.05, 1.2, 2.0 的条件下 $f_y(0, t)$ 随时间的演化. 图 12 中, $b = 1.05$ 对应的红色曲线最高, 最大值和次最大值的差较大; $b = 1.2$ 对应的蓝色曲线的各极大值低于红色曲线且最大值和次最大值的差较小; $b = 2$ 对应的黑色曲线最低, 几乎没有极值差. 这是因为通道宽度越大, 粒子自由扩散运动的空间越大, 边界对粒子束缚的效果越弱, 故整体运输速度越小; 反之亦然.

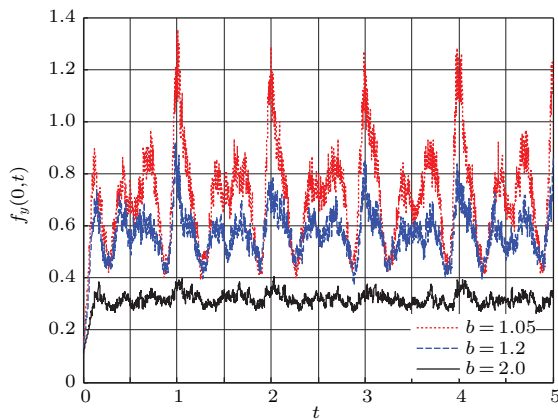


图 12 (网刊彩色) 不同 b 下 $f_y(0, t)$ 随时间的演化
Fig. 12. (color online) The variation of $f_y(0, t)$ as time varies under different b .

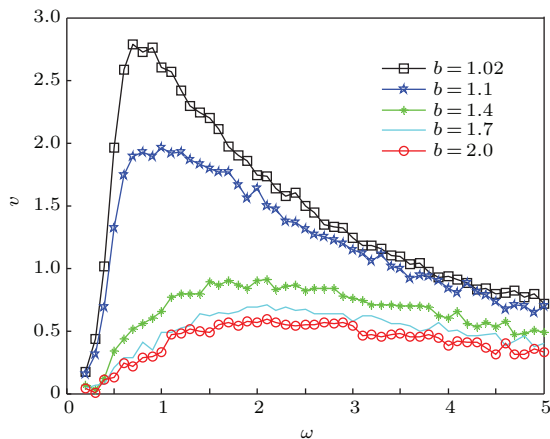


图 13 (网刊彩色) v 与 ω 的关系
Fig. 13. (color online) The relationship between v and ω .

图 13 给出了其他参数保持不变 ($a = 5, f = 1, D = 10, \delta = 1$) 的情况下不同通道宽度参数 b 下粒子平均速度 v 与通道空间频率 ω 的关系. 可以看出, 对于固定的 b , 粒子流速度随 ω 的增大而先增后减,

出现广义共振峰, 即存在最优空间频率使得运输速度达到最大. 同样地, 我们通过对粒子在 y 轴分布的集中程度进行分析. 图 14 给出了 $b = 1.02$ 时 ω 分别取 0.05, 0.2, 0.5, 0.7, 2, 3 的条件下 $f_y(0, t)$ 随时间的演化. 当 ω 较小时单个时间周期 ($T = 1$ s) 内粒子分布只会出现一次极大值; 随着 ω 的增大, 单个时间周期内粒子分布逐渐分化出多个极大值.

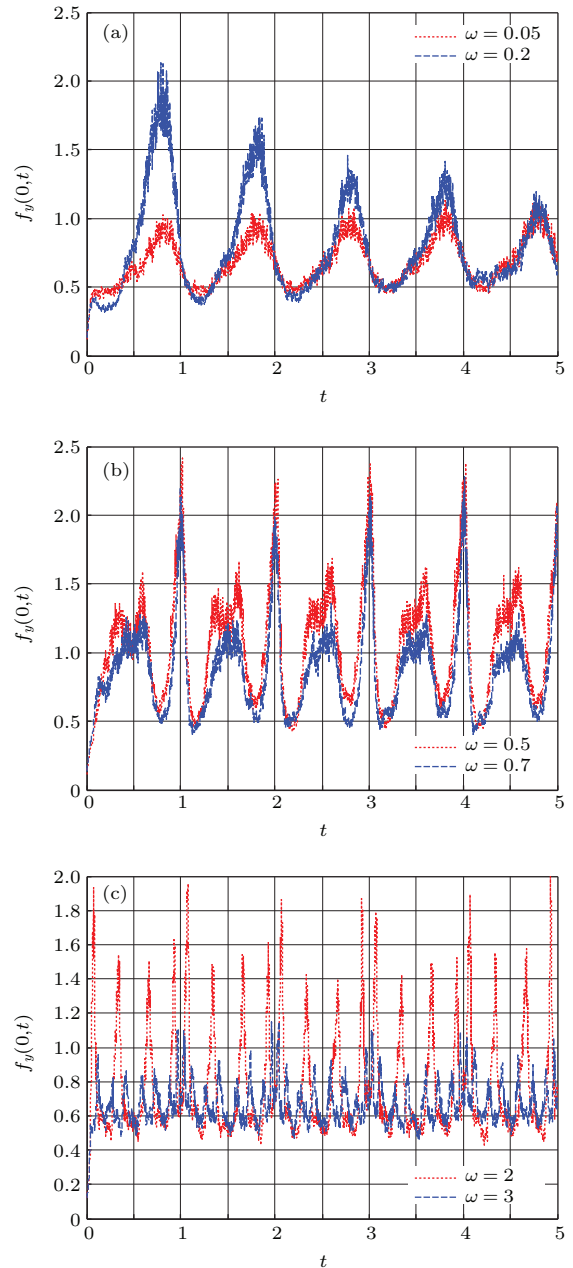


图 14 (网刊彩色) 不同 ω 下 $f_y(0, t)$ 随时间的演化
(a) $\omega = 0.05, 0.2, 0.3$; (b) $\omega = 0.5, 0.7$; (c) $\omega = 2, 3$
Fig. 14. (color online) The variation of $f_y(0, t)$ as time varies under different ω : (a) $\omega = 0.05, 0.2, 0.3$; (b) $\omega = 0.5, 0.7$; (c) $\omega = 2, 3$.

若 $\omega = 0.5, 0.7$ (如图 14 (b) 所示), 当通道变向时, 受单侧边界推动至通道 $y = 0$ 附近的粒子可以

在该时间周期内扩散至通道另侧, 即同一时间周期内粒子会受到两侧边界的推动作用, 正如第3.1节所述, 两侧边界推动作用的非对称性将引发定向输运.

当通道空间频率 ω 很小时(如图14(a)所示)对应的通道空间周期很大, 当通道变向时, 只有极少部分粒子能够在该时间周期内从通道一侧运动到通道另侧并受通道非对称推动产生定向运动, 大部分粒子将只受单侧通道边界的影响在其所在的通道空间周期内交替做束缚和扩散运动, 故系统输运速度很小. 此外, 由于同一个通道空间周期内不同 x 轴位置的粒子受不同侧边界的影响, 其 y 轴分布会同时产生集中-发散和发散-集中这两种相反的变化, 外力的非对称性将导致集中和发散的变化率有所不同, 整体上导致在单个外力时间周期内粒子 y 轴分布只出现一次集中.

当空间频率 ω 较大时(如图14(c)中 $\omega = 2$), 粒子在单个外力时间周期内具备穿越多个通道空间周期的能力, 因而粒子分布在 y 轴中心区域发生多次集中且每次集中程度均较充分, 粒子分布的非对称性较弱, 导致整体输运速度较小.

当空间频率 ω 进一步增大时, 更多的粒子会陷于狭窄的通道缝隙中而随通道一起做周期无偏运动, 能够运动到通道中心区域的粒子较少(图14(c)中 $\omega = 3$ 对应的蓝色曲线始终偏低), 输运速度进一步降低.

3.3 噪声强度对输运速度的影响

图15给出了当 $a = 5, f = 1, \omega = 1, \gamma = 1$ 时不同空间对称性下粒子平均速度 v 与噪声强度 D 的关系. 从图可见, 当通道为空间非对称情形时, 粒子平均速度随噪声强度先增后减, 表现出类似于随机共振的现象, 且粒子流所能达到的最大速度随通道非对称程度的增加而增大. 这是因为当噪声足够小时, 粒子运动比较微弱, 很难连续穿越通道窄处, 故基本上均随振荡通道在初始位置附近做振荡运动; 当噪声逐渐增加时, 粒子的运动逐渐加剧, 粒子出现在通道内各位置的可能性增大, 与振荡通道产生协同作用而发生输运; 当噪声足够大时, 通道对粒子运动的影响不再起主要作用, 由于噪声的分布是对称的, 故粒子定向流现象逐渐减弱, 甚至消失.

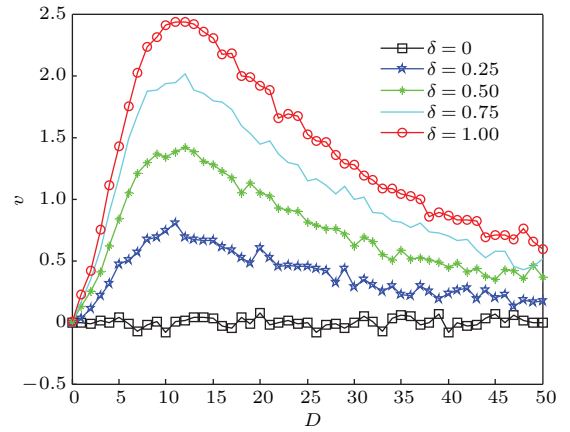


图15 (网刊彩色) 粒子平均速度 v 与噪声强度的关系
Fig. 15. (color online) The relationship between the particles' average velocity and noise density.

4 结 论

本文对二维非对称周期时移波状通道中的粒子定向输运问题进行讨论, 得到以下结论: 1) 粒子沿通道横截方向(y 轴)的分布会随通道的时间非对称振荡出现集中与发散的非对称周期交替变化, 导致粒子受边界影响程度的强弱发生非对称周期变化, 使得粒子在通道延伸(x 轴)的运动出现非对称性, 系统在通道延伸(x 轴)方向表现出定向输运流; 2) 定向流速度及方向可通过改变系统参数进行调节, 具体规律为定向流速度与对称参数成正比例关系, 随通道宽度的增加而递减, 随通道空间频率及时间频率变化均会出现广义共振现象; 3) 随着噪声强度的增加, 定向流速度会先增大后减小, 即适当的噪声可以增强系统的输运行为.

参考文献

- [1] Reimann P 2002 *Phys. Rep.* **361** 57
- [2] Astumian R D 1997 *Science* **276** 917
- [3] Parrondo J M R, De Cisneros B J 2002 *Appl. Phys. A* **75** 179
- [4] Astumian R D, Hanggi P 2002 *Physics Today* **55** 33
- [5] Ai B Q, He Y F, Zhong W R 2011 *Phys. Rev. E* **83** 051106
- [6] Zhang H W, Wen S T, Zhang H T, Li Y X, Chen G R 2012 *Chin. Phys. B* **21** 078701
- [7] Gao T F, Liu F S, Chen J C 2012 *Chin. Phys. B* **21** 020502
- [8] Hanggi P, Marchesoni F 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 387
- [9] Li F G, Xie H Z, Liu X M, Ai B Q 2015 *Chaos* **25** 033110
- [10] Wu J C, Chen Q, Wang R, Ai B Q 2015 *Physica A* **428** 273

- [11] Jung P, Kissner J G, Hanggi P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3436
- [12] Flach S, Yevtushenko O, Zolotaryuk Y 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 11
- [13] Bai W S M, Peng H, Tu Z, Ma H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 210501 (in Chinese) [白文斯密, 彭皓, 屠浙, 马洪 2012 物理学报 **61** 210501]
- [14] Zheng Z G 2004 *Spatiotemporal Dynamics and Collective Behaviors in Coupled Nonlinear Systems* (Beijing: Higher Education Press) (in Chinese) [郑志刚 2004 耦合非线性系统的时空动力学与合作行为 (北京: 高等教育出版社)]
- [15] Wang F, Deng C, Tu Z, Ma H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 040501 (in Chinese) [王飞, 邓翠, 屠浙, 马洪 2013 物理学报 **62** 040501]
- [16] Ai B Q, He Y F 2010 *J. Chem. Phys.* **132** 094504
- [17] Ai B Q, He Y F, Zhong W R 2010 *Phys. Rev. E* **82** 061102
- [18] Zwanzig R 1992 *J. Chem. Phys.* **97** 3587
- [19] Berezhkovskii A M, Dagdug L, Bezrukov S M 2015 *J. Chem. Phys.* **142** 134101
- [20] Wang X L, Drazer G 2015 *J. Chem. Phys.* **142** 154114
- [21] Alvarez-Ramirez J, Dagdug L, Inzunza L 2014 *Physica A* **410** 319
- [22] Chen Q, Ai B Q, Xiong J W 2014 *Chaos* **24** 033119
- [23] Locatelli E, Baldovin F, Orlandini E, Pierrno M 2015 *Phys. Rev. E* **91** 022109
- [24] Ai B Q, Shao Z G, Zhong W R 2012 *J. Chem. Phys.* **137** 174101
- [25] Reguera D, Rubi J M 2001 *Phys. Rev. E* **64** 061106
- [26] Reguera D, Schmid G, Burada P S, Rubi J M, Reimann P, Hanggi P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 130603
- [27] Margaretti P, Pagonabarraga I, Rubi J M 2013 *J. Chem. Phys.* **138** 194906
- [28] Ai B Q, Wu J C 2014 *J. Chem. Phys.* **140** 094103
- [29] Fleishman D, Filippov A E, Urbakh M 2004 *Phys. Rev. E* **69** 011908
- [30] Popov V L, Filippov A E 2008 *Phys. Rev. E* **77** 021114
- [31] Ai B Q 2009 *J. Chem. Phys.* **131** 054111
- [32] Ding H, Jiang H J, Hou Z H 2015 *J. Chem. Phys.* **143** 244119
- [33] Brenk M, Bungartz H J, Mehl M, Muntean I L, Neckel T, Weinzierl T 2008 *SIAM Conference on Computational Science and Engineering* Costa Mesa, CA February 19–23, 2007 p2777
- [34] Duke T A J, Austin R H 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1552
- [35] Derenyi I, Astumian R D 1998 *Phys. Rev. E* **58** 7781

Direct transport of particles in two-dimensional asymmetric periodic time-shift corrugated channel*

Xie Tian-Ting¹⁾ Deng Ke¹⁾ Luo Mao-Kang^{1)2)†}

1) (Department of Mathematics, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Department of Aeronautics and Astronautics, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

(Received 17 April 2016; revised manuscript received 28 May 2016)

Abstract

Studies on direct transport of particles not only attribute to understand many processes in the fields of biology, physics, chemistry, etc., but also to provide suitable methods to artificially control particles and micro-devices. In recent decades, direct transport in channels has aroused the interest of an increasing number of researchers. However, the current researches on direct transports in channels mainly focus on static boundary situations. Considering the fact that the time-variable channels exist widely in reality, the corresponding studies in time-variable channels are of distinct value and significance.

Therefore, in this paper, direct transport of particles in two-dimensional (2D) asymmetric periodic time-shift corrugated channel is discussed. Firstly, the corresponding Langevin equation describing the motion of particles in a 2D time-shift corrugated channel is established. The channel discussed here is periodic and symmetric in space but follows a periodic and asymmetric time-shift law. Secondly, the transport mechanism and properties of the above model are analyzed by numerical simulation. The average velocity of particles is chosen to evaluate the transport performance. The relationships between the average velocity and typical systematic parameters are discussed in detail.

According to the research, the transport mechanism is analyzed as follows. The asymmetric shift of the channel along the longitudinal direction will cause the distribution disparity of particles along the section direction, which can influence the bound effect of the channel on the motion of particles. Specifically, higher concentration of the particles along the section direction implies weaker bound effect of the channel walls, and vice versa. As a result, the particles exhibit different diffusive behaviors along the positive and negative longitudinal directions, thus inducing a direct current.

By investigating the relationships between the average velocity and typical systematic parameters, the conclusions are derived as follows. 1) The average current velocity is proportional to the asymmetric degree of channel since increasing asymmetric degree can increase the bound effect disparity, and thus promoting the direct transport behavior. 2) Higher temporal frequency can increase the directional impetus number in a certain period of time, but makes the distribution of particles more concentrated simultaneously. The competition between these two effects leads to generalized resonance transport behavior as the temporal frequency varies. 3) Wider channels allow particles to diffuse freely in larger space. Therefore, as the channel width increases, the bound effect is weakened and the direct transport is hindered, resulting in a decline in average velocity of particles. 4) The average current velocity exhibits generalized resonance behavior as the spatial frequency varies, which is caused by the competition between the diffusion scale of particle and the spatial period of channel. 5) With the growth of the noise intensity, the current velocity will first increase and then decrease, which means that adding proper noise to the system can enhance the direct transport phenomenon.

Keywords: direct transport, time-shift corrugated channels

PACS: 05.10.Gg, 45.50.Dd

DOI: 10.7498/aps.65.150501

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11301361).

† Corresponding author. E-mail: makaluo@scu.edu.cn