

# COMPORTAMIENTO HIDRODINÁMICO DE UN GAS GRANULAR EN EL RÉGIMEN TRANSITORIO DEL FLUJO TANGENCIAL UNIFORME

Antonio Astillero<sup>1</sup>, Andrés Santos<sup>2</sup>

(1) Departamento de Informática, Centro Universitario de Mérida, Universidad de Extremadura, 06800 Mérida

(2) Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06071 Badajoz

Un gas granular nunca está en equilibrio, existiendo una continua disipación de energía debido a la inelasticidad de las colisiones. En consecuencia, no es ni mucho menos evidente la aplicabilidad de una descripción hidrodinámica. Tal descripción, de ser posible, no debe limitarse a las ecuaciones de Navier–Stokes, sino que abarca aquellos estados en los que la dependencia espacial y temporal de la función de distribución de velocidades  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  tiene lugar a través de una dependencia funcional respecto a los campos hidrodinámicos  $n(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  y  $T(\mathbf{r}, t)$ , es decir,  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f[\mathbf{v}|n, \mathbf{u}, T]$ . Así, el gas pasaría primero por una corta etapa *cinética*, muy sensible a las condiciones iniciales, seguida de una etapa *hidrodinámica* más lenta en la que el sistema ha “olvidado” prácticamente las condiciones iniciales, alcanzándose finalmente un estado estacionario de no equilibrio en el caso de que externamente se inyecte energía para compensar la disipación inelástica.

En este trabajo hemos llevado a cabo simulaciones mediante el método DSMC para comprobar la validez del escenario anterior. Para ello hemos escogido el flujo tangeccial uniforme, caracterizado por una densidad constante, una temperatura uniforme y un perfil lineal de velocidades  $\mathbf{u}(\mathbf{r}) = ay\hat{\mathbf{x}}$ . Este estado es inherentemente no newtoniano, pero tiene la ventaja de que sólo presenta un gradiente hidrodinámico ( $a = \partial u_x / \partial y$ ), que es además constante. Si la descripción hidrodinámica es válida, entonces  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rightarrow n[m/2T(t)]^{3/2} f^*(\mathbf{c}(\mathbf{r}, t), a^*(t))$ , donde  $\mathbf{c}(\mathbf{r}, t) \propto [\mathbf{v} - \mathbf{u}(\mathbf{r})] / \sqrt{T(t)}$  es la velocidad peculiar escalada con la velocidad térmica y  $a^*(t) \propto a/n\sqrt{T(t)}$  es el gradiente de velocidad escalado con la frecuencia de colisión. Hemos considerado tres valores para el coeficiente de restitución ( $\alpha = 0.5, 0.7$  y  $0.9$ ) y cuatro valores muy diferentes entre sí del gradiente de velocidad  $a$ . Además, para cada par  $(\alpha, a)$ , hemos partido de cinco condiciones iniciales muy dispares, lo que da un total de 60 simulaciones realizadas. Los resultados muestran que, tras un número de colisiones por partícula que depende esencialmente de  $a$ , el sistema alcanza efectivamente un régimen hidrodinámico previo al estado estacionario, de modo que las propiedades, adecuadamente escaladas, son independientes de  $a$  y de la preparación inicial del sistema.