

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FISICA



**PROPAGACIÓN DE UNA ONDA ULTRASÓNICA EN UN  
MEDIO GRANULAR NO CONSOLIDADO SECO O  
HÚMEDO SOMETIDO A UNA FUERZA DE COMPRESIÓN  
ESTÁTICA NORMAL**

ANTONELLA NICOLETTE RESCAGLIO BUSTOS

Profesor Guía: Dr. Francisco Melo Hurtado

Trabajo de Graduación presentado a la Facultad de Ciencia, en cumplimiento parcial de los requerimientos exigidos para optar al Título profesional de Ingeniero Físico.

SANTIAGO DE CHILE  
MAYO DE 2010

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE

FACULTAD DE CIENCIA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**PROPAGACIÓN DE UNA ONDA ULTRASÓNICA EN UN  
MEDIO GRANULAR NO CONSOLIDADO SECO O  
HÚMEDO SOMETIDO A UNA FUERZA DE COMPRESIÓN  
ESTÁTICA NORMAL**

ANTONELLA NICOLETTE RESCAGLIO BUSTOS

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**PROPAGACIÓN DE UNA ONDA ULTRASÓNICA EN UN  
MEDIO GRANULAR NO CONSOLIDADO SECO O  
HÚMEDO SOMETIDO A UNA FUERZA DE COMPRESIÓN  
ESTÁTICA NORMAL**

ANTONELLA NICOLETTE RESCAGLIO BUSTOS

Profesor Guía: Dr. Francisco Melo Hurtado

Profesores Comisión: Dr. Álvaro San Martín Ulloa  
Dra. Yolanda Vargas Hernández  
Dr. Francisco Vivanco Avaria

TESIS PARA OPTAR AL TÍTULO PROFESIONAL DE INGENIERO FÍSICO

SANTIAGO DE CHILE  
MAYO DE 2010

“PROPAGACIÓN DE UNA ONDA ULTRASÓNICA EN UN MEDIO  
GRANULAR NO CONSOLIDADO SECO O HÚMEDO SOMETIDO A  
UNA FUERZA DE COMPRESIÓN ESTÁTICA NORMAL”

Trabajo de Graduación presentado a la Facultad de Ciencia, en  
cumplimiento parcial de los requerimientos exigidos para optar al Título  
profesional de Ingeniero Físico.

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE

SANTIAGO DE CHILE

MAYO DE 2010

**“PROPAGACIÓN DE UNA ONDA ULTRASÓNICA EN UN MEDIO  
GRANULAR NO CONSOLIDADO SECO O HÚMEDO SOMETIDO A  
UNA FUERZA DE COMPRESIÓN ESTÁTICA NORMAL”**

ANTONELLA NICOLETTE RESCAGLIO BUSTOS

Este trabajo de Titulación fue preparado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Francisco Melo Hurtado, académico del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora, del candidato.

.....  
Álvaro San Martín Ulloa

.....  
Yolanda Vargas Hernández

.....  
Francisco Vivanco Avaria

.....  
Francisco Melo Hurtado  
Profesor Guía

.....  
Bernardo Carrasco Puentes  
Director

# Agradecimientos

Agradezco principalmente a mi familia que ha sido pilar fundamental de mis logros, principalmente al carácter de mi madre Pilar Bustos que ha sido la responsable de formar a la persona que ahora soy; la ternura de mi hermano Edgar Valdebenito que llena de alegría su entorno hasta en los momentos más tensos y por supuesto la confianza y sabiduría de la persona que ha sido mi padre Fernando Valdebenito. En particular quiero agradecer a mi novio que quiero muchísimo Roberto Tapia Retamales que, además de ser parte de mis avances y progresos, me ha querido en forma incondicional, ha escuchado mis problemas y tolerado mis mañas durante todos estos años.

Agradezco a mis profesores, en especial a Francisco Melo por aceptarme en su equipo de trabajo y por enseñarme a ser más cautelosa y menos impulsiva; a Álvaro San Martín, por su preocupación y generosidad que me ha brindado durante toda mi carrera; a Jean-Jacques Ammann por su dedicación y buenos consejos cada vez que lo requerí; a Francisco Vivanco por su simpatía y disposición ante cualquier problema que se me presentó; y también a profesores que han sido relevantes durante mi etapa de estudiante de pregrado tal como Luis Rodríguez, Jorge Ferrer y Juan Carlos Retamal.

También quiero agradecer a grandiosas personas que he conocido en la universidad y que me han brindado su ayuda y simpatía en este largo proceso, entre ellos Vicente Salinas, Víctor Duarte, Franco Tapia, Tiaren García, Daniela Briceño, Alejandro Pereira, Juan Palma, Víctor Romero, Juan Francisco Fuentealba, Sebastián Michea, Francisco Santibañez, Rocío Lopez, Romina Muñoz, Desireé Salas, Natalie Casanova, Héctor Alarcón, David Espíndola, Roberto Bernal, Leonardo Caballero, Erika Inostroza, Manuel Mesa, Néstor Gatica, Alejandro Riveros, Marco Ossandón, Javier Contreras, Verónica Calderón, Paola Arias, Juan Escrig, Marcela del canto, y por último, a Stephane Griffiths que, además de ser un gran amigo, fue mi guía en los inicios de este trabajo de tesis.

# Índice general

Índice General . . . . .	I
Índice de figuras . . . . .	III
Índice de cuadros . . . . .	V
<b>Resumen</b>	<b>1</b>
<b>Introducción General</b>	<b>2</b>
<b>Objetivos</b>	<b>5</b>
<b>1. Propiedades y características de los materiales granulares</b>	<b>6</b>
1.1. Descripción mecánica del contacto entre granos . . . . .	7
1.1.1. Contacto de Hertz . . . . .	7
1.1.2. Modelo de Hertz-Mindlin . . . . .	9
1.2. Propagación acústica en una cadena unidimensional de bolitas . . . . .	10
1.2.1. Relación de Dispersión . . . . .	11
1.2.2. Estudios sobre la caracterización de la propagación acústica . . . . .	14
1.3. Medios granulares no consolidados . . . . .	16
1.3.1. Efecto del fluido entre granos . . . . .	16
1.3.2. Ensamblajes granulares . . . . .	17
1.3.3. Desorden de apilamientos granulares . . . . .	18
1.3.4. Cadenas de fuerza . . . . .	19
1.3.5. Silo de granos . . . . .	20

---

<b>2. Mediciones ultrasónicas</b>	<b>22</b>
2.1. Ultrasonidos . . . . .	23
2.2. Cristales piezoeléctricos . . . . .	23
2.3. Transductores piezoeléctricos . . . . .	25
2.4. Métodos de medición ultrasónica . . . . .	26
<b>3. Medición de la velocidad de una onda ultrasónica en un medio granular</b>	<b>28</b>
3.1. Montaje utilizado . . . . .	29
3.2. Velocidad de propagación de la onda . . . . .	30
3.3. Compactación . . . . .	32
3.4. Propagación de ondas E y S . . . . .	34
<b>4. Ondas acústicas en un medio granular</b>	<b>36</b>
4.1. Comportamiento acústico en granos secos . . . . .	37
4.2. Comportamiento acústico en presencia de fluido intersticial . . . . .	39
4.2.1. Propagación de ondas longitudinales . . . . .	41
4.2.2. Propagación de ondas de cizalle . . . . .	43
<b>5. Ondas de scattering en un medio granular</b>	<b>47</b>
5.1. Estudio de las ondas de scattering en un medio granular . . . . .	48
5.2. Ondas de scattering en el vacío . . . . .	49
5.3. Comportamiento acústico en diferentes gases . . . . .	53
<b>Conclusión</b>	<b>56</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>59</b>

# Índice de figuras

1.1. Problema de dos esferas elásticas . . . . .	9
1.2. Sistema de masa-resorte . . . . .	11
1.3. Curva de dispersión . . . . .	12
1.4. Ensamblajes granulares . . . . .	17
1.5. Cadenas de fuerza en un apilamiento granular . . . . .	19
1.6. Problema de silos . . . . .	21
2.1. Vibradores piezoeléctricos tipo longitudinal . . . . .	24
2.2. Vibradores piezoeléctricos de cizalle . . . . .	25
2.3. Esquema de un transductor piezoeléctrico . . . . .	25
2.4. Métodos de medición ultrasónica . . . . .	27
3.1. Representación esquemática del montaje utilizado . . . . .	29
3.2. Velocidad de propagación según modelo de Hertz . . . . .	31
3.3. Medición de la compactación . . . . .	33
3.4. Compactación en función de la presión aplicada . . . . .	34
3.5. Ondas E y S . . . . .	35
4.1. Forma de la señal emisora y receptora . . . . .	37
4.2. Comparación de la velocidad experimental con modelo de Hertz . . . . .	38
4.3. Compactación en granos mojados . . . . .	41
4.4. Velocidad de propagación longitudinal en granos mojados . . . . .	42
4.5. Superficie de contacto real . . . . .	43

---

4.6. Compactación en granos mojados . . . . .	44
4.7. Velocidad de propagación transversal en granos mojados . . . . .	45
4.8. Superficie de contacto con fluido en los intersticios . . . . .	46
5.1. Ondas de scattering en un medio granular . . . . .	49
5.2. Ondas de scattering en un medio granular seco y sin aire . . . . .	50
5.3. Ondas de scattering en en granos secos y mojados . . . . .	51
5.4. Ondas de scattering en granos saturados con distintos gases . . . . .	53

# Índice de cuadros

3.1. Características del material granular . . . . .	30
4.1. Características de los fluidos líquidos . . . . .	40
5.1. Características de los fluidos gaseosos . . . . .	54

# Resumen

Este trabajo consistió en estudiar el comportamiento de una onda ultrasónica que viaja a través de un apilado granular no consolidado, contenido en un recipiente cilíndrico, sometido a una fuerza de compresión estática normal que varió de 0,04 a 3MPa.

Se midió la velocidad de propagación de la onda coherente en función de la fuerza aplicada manteniendo una compactación fija de los granos. Se hizo una comparación, del comportamiento de la onda, entre granos secos (condiciones ambientales) y humedecidos con fluido intersticial estudiando su efecto de acuerdo a las propiedades viscoelásticas de los fluidos. Este análisis se realizó excitando el medio granular con ondas de compresión y de cizalle resultando que la presencia de fluido sólo afecta a las ondas de compresión de manera que la velocidad de propagación de la onda coherente en este tipo de excitación y en el sector de bajas fuerzas de compresión, presenta un aumento, según la viscosidad del fluido, de a lo más 25 % para el fluido más viscoso en comparación con los granos secos.

Se estudió el comportamiento de las ondas de scattering en el apilamiento granular sometido a una fuerza de compresión fija de 1MPa. Este estudio se efectuó variando las condiciones ambientales de los granos, tales condiciones fueron vacío, condiciones ambientales externas, fluido intersticial y saturados con distintos gases secos, donde se observó que existe un efecto importante de la humedad en la atenuación de este tipo de ondas.

# Introducción general

Un medio granular es un conjunto de partículas discretas cuyo tamaño puede ser variable pero superior a  $1\mu m$ , como ejemplo se tiene arena ( $\approx 10^{-4}m$ ), algunos polvos ( $\approx 10^{-6}m$ ), balasto ( $\approx 10^{-2}m$ ), etc. Un gran número de industrias, como agricultura, ingeniería civil, industria farmacéutica, etc., tratan materiales granulares considerados como conjuntos de partículas macroscópicas tales como trigo, arena, gravilla, minerales, polvos, o píldoras farmacéuticas que principalmente interactúan a través de fuerzas de contacto. También, parte de la industria, juega un rol primordial en los procesos geotécnicos tales como los deslizamientos de terreno o la erosión y, a una escala mayor, la tectónica de placas sísmicas que determinan la morfología de la tierra. Otra operación común a nivel industrial es la compactación de los medios granulares, que consiste en disminuir el volumen del medio reordenando el ensamble de granos bajo la acción de fuerzas externas [1, 2, 3].

El comportamiento de un material granular en proyectos de ingeniería tienen repercusiones importantes. El fracaso de la estabilidad de puentes, represas, pendientes de excavaciones, etc., es a menudo causado por la dinámica de granos [3]. A pesar de una simplicidad aparente, los medios granulares presentan una variedad de comportamientos que los dejan fuera de los tres estados habituales de la materia (sólido, líquido, gas) y son a veces considerados como un estado suplementario. No son ni completamente sólidos ni completamente líquidos, pueden tomar la forma de un recipiente como los líquidos y también adoptar una variedad de formas cuando están aislados. Por otro lado, tienen propiedades que no son encontradas en otros estados, como el efecto de arco, dilatancia y segregación. Si los materiales no son cohesivos, las fuerzas entre granos

serán únicamente repulsivas y la forma del material estará determinada por las condiciones de los límites (tensión aplicada o gravedad) [1, 4].

Históricamente, la ciencia de los medios granulares, en gran parte relatada por el mundo de la ingeniería actual, enfrenta numerosas dificultades en cuanto al tratamiento de estos materiales. Después de más de dos siglos, los más destacados científicos han abordado los aspectos fundamentales de estos problemas. En 1773, Coulomb propuso dos ideas relacionadas con la fricción estática entre granos; Faraday, en 1831, descubrió las inestabilidades de convección en polvos bajo vibración; y Reynolds, en 1885, introdujo la noción de dilatancia que implica que un apilamiento denso de granos sometido a un cizallamiento puede fluir sólo si su volumen puede aumentar. Jacques Duran, en su libro "Sables, poudres et grains"[5] reconstruye la trayectoria histórica de la ciencia de los medios granulares para el futuro de esta área de investigación tal como se conoce actualmente [1].

Dos aspectos particularmente importantes contribuyen a las propiedades únicas de los materiales granulares. Por un lado, la temperatura ordinaria no juega ningún rol, aunque es tentativo pensar que un flujo granular se puede considerar como un gas denso compuesto de partículas discretas donde las fuerzas de cohesión son despreciables, la energía de agitación térmica  $k_B T$  también lo es para partículas micrométricas, donde la magnitud pertinente para tal medio es la energía potencial  $mgd$  de un grano de masa  $m$ , diámetro  $d$  y sometido a la gravedad  $g$ , lo que implica que las consideraciones entrópicas son fácilmente dominadas por los efectos mecánicos. Por otra parte, las interacciones entre granos son disipativas a causa de la fricción sólida y de las colisiones inelásticas [1]. Los fenómenos de dinámica no lineal estudiada en los medios granulares pueden tener un interés fundamental para los problemas de stick/slip a la escala microscópica [6, 7] como para el estudio de la dinámica de terremotos en escalas geológicas [8].

Cuando conjuntos de granos son conservados en volúmenes cerrados, como por ejem-

En los silos, se comportan de manera inhabitual. Si se considera un conjunto de bolitas esféricas no cohesivas sometidas a la gravedad, éstas se llaman medios granulares no consolidados. Una característica particular de estos medios es la transmisión inhomogénea de fuerzas que preferentemente actúan a lo largo de algunas cadenas de bolitas, las cuales son llamadas cadenas de fuerzas. Las bolitas que no participan en estas cadenas de fuerzas son, a menudo, llamadas espectadoras desde el punto de vista de la elasticidad del medio. Existe pues una distribución estática de fuerzas para cada contacto, que consta de contactos fuertemente y débilmente cargados. Esta distribución estática de fuerzas es una de las claves de la comprensión de la elasticidad de los medios granulares [2].

En el caso de un material no cohesivo, las interacciones entre granos son gobernadas por dos fuerzas: contacto y fricción. El campo de stress resultante de una carga externa es extremadamente heterogénea a causa de la formación de cadenas de fuerza a una escala mesoscópica. Las propiedades estáticas y dinámicas en materiales granulares densos son esencialmente determinadas por estas redes de contacto. La propagación de ondas ultrasónicas proporciona un método de investigación original en estos medios granulares [1]. La presencia de una delgada capa de fluido alrededor de cada partícula del medio, añade al menos dos fuerzas más al problema: una fuerza atractiva debido a la creación de meniscos entre dos bolitas y fuerzas viscoelásticas en el contacto mojado. Hay estudios respecto de la influencia de puentes de líquido en el comportamiento mecánico de un material granular [9, 10] y muestran la importancia de fuerzas capilares que ocurren debido a la presencia de un fluido [11, 12, 13, 14]. Por ejemplo, para el caso de una cadena de bolitas en una dimensión, el puente líquido presente en el contacto entre dos granos induce a un endurecimiento del contacto entre granos.

# Objetivos

## Objetivo general

El objetivo principal de este trabajo se enfoca en el estudio experimental del comportamiento acústico de una onda ultrasónica en un medio granular no consolidado sometido a la acción de una presión variable, normal y estática cuando las condiciones del medio granular son modificadas con fluido, ya sea líquido intersticial o saturado con gases.

## Objetivos específicos

- Estudiar el efecto de fluido intersticial, de acuerdo a sus propiedades viscoelásticas, en la propagación acústica de ondas longitudinales y de cizalle, midiendo la velocidad de la onda coherente para diferentes valores de fuerza de compresión aplicada en un rango de  $0,04$  a  $3MPa$  en el caso seco y húmedo.
- Estudiar el comportamiento acústico de las ondas de scattering en el apilado granular sometido a una fuerza de compresión de  $1MPa$  cuando éstos están en vacío y cuando están saturados de diferentes gases.

# **Capítulo 1**

## **Propiedades y características de los materiales granulares**

## 1.1. Descripción mecánica del contacto entre granos

El comportamiento macroscópico en medios granulares está, en parte, condicionado por las propiedades mecánicas de los contactos entre granos. En 1880 Hertz introdujo una descripción de la interacción mecánica entre dos esferas elásticas del mismo radio sometidas a una fuerza normal, esta descripción permite relacionar la fuerza normal que actúa entre dos esferas con el desplazamiento relativo de sus centros [15]. Posteriormente, esta teoría fue entendida para el caso de una fuerza tangencial entre dos esferas [16].

### 1.1.1. Contacto de Hertz

Hertz utilizó la elasticidad lineal en medios continuos para calcular la relación entre fuerza y desplazamiento de dos esferas en contacto. Cuando dos esferas entran en contacto sin deformación, el contacto es inicialmente puntual. En el caso general, donde la superficie de contacto no es conocida con certeza, la superficie de contacto, una vez cargados los cuerpos, es una elipse. Considerando un sólido de revolución, la superficie de contacto es un círculo. Para el cálculo de deformaciones locales, cada esfera es vista como un semi-espacio elástico lineal, cargado sobre una pequeña región elíptica de su superficie plana. Como consecuencia de lo anterior, las tensiones concentradas a nivel de contacto se tratan independientemente de la distribución general de tensiones en las dos esferas. La simplificación anterior es posible si la zona de contacto es pequeña ante los radios de las esferas, lo que implica débiles deformaciones. La figura 1.1 muestra un esquema del problema de dos esferas elásticas en contacto. Suponiendo que no hay fricción entre las superficies de contacto y que sólo existe una presión normal entre ellas, la teoría de Hertz permite obtener la relación (1.1) [15]:

$$r = \left( \frac{3F_N R}{4E^*} \right)^{1/3}, \quad (1.1)$$

donde  $r$  es el radio de la superficie de contacto de las esferas de radio  $R$ ,  $F_N$  es la fuerza normal o de compresión aplicada sobre las esferas en contacto,  $E^* = E/2(1 - \nu^2)$  con  $E$  y  $\nu$  corresponden al módulo de Young y coeficiente de Poisson del material en contacto respectivamente.

La presión local en el centro de la superficie de contacto  $p_N$  se escribe:

$$p_N = \left( \frac{6F_N E^{*2}}{\pi R^2} \right)^{1/3}. \quad (1.2)$$

El desplazamiento normal relativo entre los centros de las esferas  $U^{(n)}$  es:

$$U^{(n)} = \left( \frac{9F_N^2}{16RE^{*2}} \right)^{1/3}. \quad (1.3)$$

La relación fuerza/desplazamiento es intrínsecamente no lineal puesto que  $U^{(n)} \propto F_N^{2/3}$ , por lo tanto, es posible esperar efectos importantes de no linealidad sobre la propagación de ondas de compresión en este tipo de medios.

La deformación  $\epsilon$  asociada a la zona de contacto se escribe como la relación entre el desplazamiento normal relativo entre esferas y el radio de éstas  $\epsilon = U^{(n)}/2R$ .

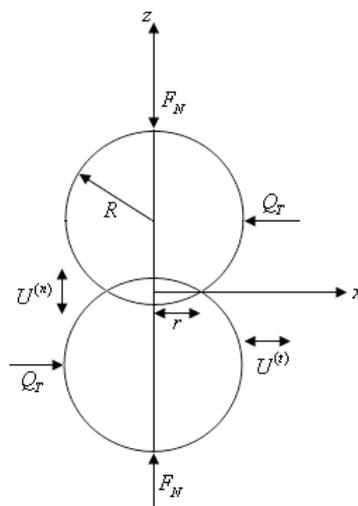


Figura 1.1: Problema de dos esferas elásticas sometidas a una fuerza normal  $F_N$  y una fuerza tangencial  $Q_T$ .

### 1.1.2. Modelo de Hertz-Mindlin

Si se agrega una fuerza tangencial  $Q_T$  al problema de dos esferas en contacto, ésta creará una deformación elástica en la interfase. Dependiendo de la magnitud de la fuerza tangencial habrá o no deslizamiento a nivel de contacto. En el caso donde no hay deslizamiento, los desplazamientos de todos los puntos de la zona de contacto son los mismos. Si un objeto estático está sometido a una fuerza normal  $F_N$  y una fuerza tangencial  $Q_T$  éste no se desplazará mientras se cumpla que  $|Q_T| < \mu_s |F_N|$  con  $\mu_s$  el coeficiente de fricción estático. Si el sólido está en movimiento, la fuerza de tracción necesaria para asegurar un movimiento a velocidad constante es definida por  $|Q_T| = \mu_d |F_N|$  donde  $\mu_d$  es el coeficiente de frotamiento dinámico. Estos coeficientes de frotamiento  $\mu_s$  y  $\mu_d$ , fueron introducidos por Euler a mediados del siglo XVIII y siempre se cumple que  $\mu_s > \mu_d$ . Y fue en este mismo siglo donde Coulomb y Amontons hicieron las leyes fenomenológicas de frotamiento. Este último concepto lleva a una serie de otros fenómenos como la rugosidad de superficies, elasticidad, adhesión, humedad, termoe-

lasticidad, entre otros. Luego, en el caso sin deslizamiento, la relación entre la fuerza tangencial  $Q_T$  y el desplazamiento tangencial  $U^{(t)}$  se escribe:

$$U^{(t)} = \frac{Q_T}{4a} \left( \frac{2 - \nu}{G} \right), \quad (1.4)$$

donde  $G$  es el módulo de cizalle del material que constituyen las bolitas. Esta relación entre fuerza y desplazamiento tangencial es lineal.

En mecánica de contactos existe un término llamado "stick-slip", los cuales, describen los fenómenos de adhesión y microdeslizamiento respectivamente. Este fenómeno ocurre cuando existe un movimiento discontinuo o intermitente que comprende dos períodos, uno donde el objeto se resiste y no se mueve (adhesión o "stick") y otro donde el umbral de resistencia es sobrepasado y el objeto se desliza una cierta distancia (deslizamiento parcial o "slip"). Las dos fases del movimiento reflejan etapas distintas del sistema, en donde, la fase estática es controlada por el frotamiento estático  $\mu_s$  entre el objeto y la superficie, y la fase de deslizamiento donde el objeto se mueve bajo la acción de un resorte. En este caso el desplazamiento tangencial entre esferas es de la forma:

$$U^{(t)} = \frac{3\mu_s F_N}{8a} \left( \frac{2 - \nu}{G} \right) \left[ 1 - \left( 1 - \frac{Q_T}{\mu_s F_N} \right)^{2/3} \right], \quad (1.5)$$

con  $\mu_s$  el coeficiente de fricción estático del material de las bolitas. En este caso la relación entre el desplazamiento tangencial y las fuerzas tangencial y normal son no lineales y conducen a un comportamiento de histéresis dependiendo de la carga sobre el contacto [15, 17].

## 1.2. Propagación acústica en una cadena unidimensional de bolitas

Debido a la no linealidad entre fuerza y desplazamiento normal de dos esferas en contacto en el modelo de Hertz, se espera que la propagación de ondas también lo sea. Para comprender cómo se propagan las ondas acústicas en un medio granular real, se

considera un modelo unidimensional ordenado de bolitas, además, teniendo en cuenta que las deformaciones estáticas y dinámicas están limitadas sólo en una pequeña región en torno al punto de contacto, esta cadena de bolitas es constituida por masas puntuales de masa  $m$  unidas con resortes no lineales de rigidez  $K$  obedeciendo, así, a la teoría de Hertz (figura 1.2).

Para asegurar el régimen cuasi-estático de los fenómenos dinámicos y que las tensiones sean uniformes a la escala de una bolita se debe cumplir que las frecuencias acústicas sean pequeñas ante los modos de vibración de una bolita.

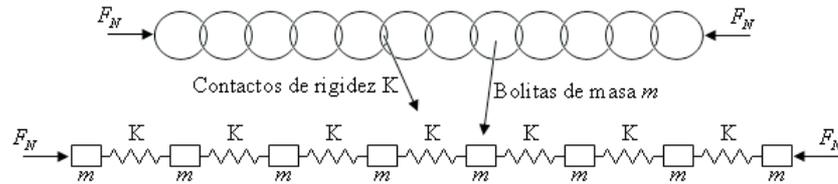


Figura 1.2: Cadena unidimensional de bolitas y su sistema de masa-resorte equivalente.

La dinámica de la cadena de bolitas sin disipación, está descrita por la ecuación diferencial no lineal de la siguiente forma [18]:

$$\frac{\partial^2 U_n}{\partial t^2} = \frac{\sqrt{2RE}}{3m(1-\nu^2)} \left[ (\delta_0 - (U_n - U_{n-1}))^{3/2} - (\delta_0 - (U_{n+1} - U_n))^{3/2} \right], \quad (1.6)$$

con  $U_n$  el desplazamiento de la bolita  $n$  respecto a su posición de equilibrio y  $\delta_0$  la variación de la distancia entre los dos centros de esferas adyacentes sometidas a una fuerza normal  $F_N$  respecto a la distancia sin fuerza  $2R$ , donde  $R$  es el radio de una esfera.

### 1.2.1. Relación de Dispersión

Para deformaciones dinámicas muy pequeñas, es decir, en el límite cuando  $|U_n - U_{n-1}| \ll \delta_0$ , la ecuación (1.6) se vuelve lineal y la constante de rigidez del resorte será:

$$K = \left( \frac{\partial \delta_0}{\partial F_N} \right)^{-1} = \frac{3}{4} (RF_N)^{1/3} \left( \frac{4E}{3(1-\nu^2)} \right)^{2/3}. \quad (1.7)$$

Si se considera un desplazamiento de la forma  $U_n = Ae^{i\omega t - k2Rn}$  y se reemplaza en la aproximación lineal de la ecuación (1.6), donde  $\omega$  y  $k$  es la frecuencia angular y el número de onda respectivamente, se obtiene la relación de dispersión:

$$\omega = 2\sqrt{\frac{K}{m}} |\sin(kR)|. \quad (1.8)$$

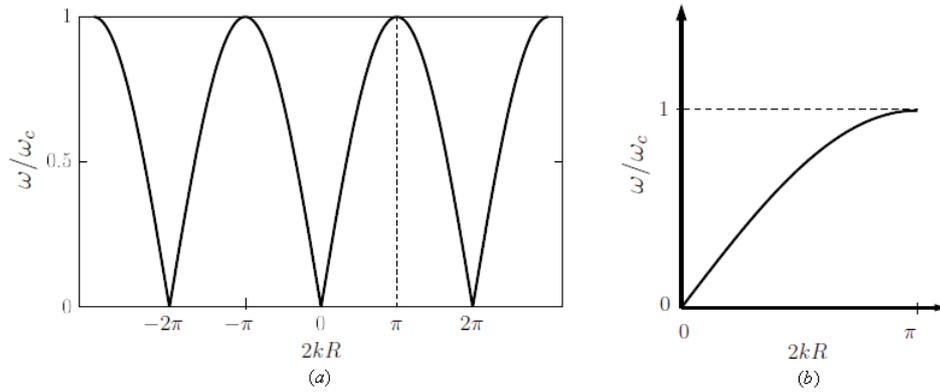


Figura 1.3: (a) Curva de dispersión  $\omega = \omega(k)$  de la cadena unidimensional de bolitas. (b) Curva de dispersión limitada a la primera zona de Brillouin  $0 < k < \pi/2R$ . El eje y corresponde a la frecuencia angular normalizada.

La curva de dispersión, al ser una función periódica  $\omega = \omega(k)$  (figura 1.3(a)), puede ser limitada al número de onda  $k$  comprendido entre  $0 < k < \pi/2R$ , lo que implica situarse en la primera zona de Brillouin (figura 1.3(b)) de la red recíproca del sistema considerado [19]. A partir de la ecuación (1.8), la frecuencia angular crítica de la cadena está dada por:

$$\omega_c = 2\sqrt{\frac{K}{m}}. \quad (1.9)$$

Luego, la frecuencia crítica asociada en función de parámetros accesibles está dada por:

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{3F_N^{1/6}}{4\pi^{3/2}\rho^{1/2}R^{4/3}} \left( \frac{4E}{3(1-\nu^2)} \right)^{1/3}, \quad (1.10)$$

donde  $\rho$  es la densidad del material de las bolitas. La velocidad de fase de una onda acústica está dada por  $c_\phi = \omega/k$  y la velocidad de grupo de un paquete de onda está dado por  $c_g = \partial\omega/\partial k$ . En el límite de baja frecuencia  $\omega/\omega_c \ll 1$  la velocidad de fase y de grupo son iguales:

$$c_\phi \cong c_g \cong \frac{3F_N^{1/6}}{2\sqrt{\pi\rho}R^{1/3}} \left( \frac{4E}{3(1-\nu^2)} \right)^{1/3}, \quad (1.11)$$

la cual, depende de la fuerza de compresión de la cadena como  $F_N^{1/6}$ . Cuando la frecuencia angular tiende a ser igual a la crítica, la pendiente de la curva de dispersión se anula y la velocidad de grupo tiende a cero, es decir, que la energía ya no se propaga en la cadena, los modos desaparecen. Para frecuencias acústicas muy superiores a la crítica de cadenas de bolitas (típicamente  $f \cong 10f_c$ ), las longitudes de ondas acústicas de los modos de volumen de las bolitas son comparables al diámetro de una bolita. Los modos de vibraciones radiales de una bolita aparecen así como las ondas de superficie de Rayleigh [20].

Sin embargo, el desorden de contactos en un medio granular tridimensional sugiere pensar en efectos colectivos que pueden originar las desviaciones observadas a bajas tensiones aplicadas. Goddard [21] propuso una mecánica de "reclutamiento de contactos" durante la variación de la tensión aplicada, modificando así el número de contactos. Este mecanismo puede ser descrito por la evolución del número de coordinación  $Z$  (correspondiente al número de contacto de una bolita con sus vecinos) durante la carga mecánica, como en las simulaciones numéricas de J.-N. Roux [22]. Luego, la velocidad de propagación  $v$  en un medio granular tridimensional no dependerá a priori de una ley de potencia quedando que  $v \propto (\Phi(F_N)Z(F_N))^{1/3} \cdot K(F_N)^{1/2} \propto F_N^{1/6}$ , donde  $\Phi$  es la compactación del sistema (correspondiente a la relación entre el volumen total de las bolitas y el volumen total del recipiente donde están apiladas las bolitas).

### 1.2.2. Estudios sobre la caracterización de la propagación acústica

En los últimos años se ha desarrollado una gran cantidad de experiencias diferentes respecto de la propagación acústica en redes unidimensionales de bolitas [11, 18, 20]. Por un lado, se tiene la naturaleza de la señal en estudio: frecuencia, amplitud o forma; y, por otro lado, los efectos de la propagación considerada: no linealidades, conservaciones de modos o dispersión de la velocidad. La idea es idealizar el problema de la propagación acústica en los medios granulares mediante la eliminación de una serie de comportamientos particulares ligados al carácter tridimensional de éstos: arreglo aleatorio de granos, diferente distribución de fuerzas en los contactos, etc.

#### 1.2.2.1. Ondas de superficie

Los estudios de M. De Billy [20] fueron dedicados a frecuencias muy superiores a la frecuencia crítica  $f_c$ , de modos acústicos longitudinales, donde varias longitudes de onda son contenidas en un diámetro de bolita, por lo que se generan algunas ondas de superficie de Rayleigh por conversión de modos en cada contacto entre bolitas. La naturaleza de estas ondas se puede asegurar, por ejemplo, por la sensibilidad de la señal en la superficie de las bolitas o el desfase en  $\pi/2$  de las ondas en cada contacto. Este tipo de ondas de superficie esférica se ha observado a la escala de una bolita por excitación opto-acústica y detección óptica [23].

A altas frecuencias de excitación ( $f \gg f_c$ ) aparecen varios tipos de modos de vibración [24]:

- Modos de Rayleigh para los cuales una onda de superficie se propaga alrededor de la bolita cuando el centro permanece inmóvil.
- Modos de "whispering gallery".
- Modos de respiración, que corresponde a una vibración radial de la bolita.

Las frecuencias de resonancia de cada modo y los números de ondas asociadas, pueden calcularse numéricamente por el método de elemento finito [24]. Por lo tanto, habiendo una periodicidad de  $2R$ , como en la figura 1.2 (siendo  $R$  el radio de las bolitas), es posible obtener la relación de dispersión de cada modo de propagación. Estos modos de vibración son de frecuencias de resonancia muy superiores a la frecuencia crítica  $f_c$  de modos longitudinales.

### **1.2.2.2. Relación de la velocidad de propagación y la fuerza estática**

Hay estudios que quieren verificar la validez del modelo de contacto de Hertz para describir el comportamiento elástico de una cadena de bolitas. C. Coste y B. Gilles, por ejemplo, publicaron sobre la influencia de la fuerza estática aplicada a la cadena de bolitas sobre la velocidad de propagación acústica [11]. Como muestra la ecuación (1.11), se observa claramente una dependencia de la velocidad con  $F_N^{1/6}$ . Sin embargo, si la superficie del material es alterado o se está en la zona de plasticidad del contacto, la dependencia ya no es la misma dicha anteriormente.

También se observó que la frecuencia crítica de los modos longitudinales de la cadena sobre la fuerza estática  $F_N$  va como  $F_N^{1/6}$ , tal como lo predice la teoría de Hertz [25].

### **1.2.2.3. Propagación de solitones**

Los solitones son ondas no lineales que se caracterizan por mantener el mismo perfil durante su propagación en un medio necesariamente no lineal y dispersivo, además su velocidad de propagación es superior a la del sonido en una cadena de bolitas (supersónicos). La existencia y observación experimental de los solitones fueron estudiados por V.F. Nesterenko y C. Coste respectivamente [26, 18]. Estas ondas no lineales se generan gracias a un impacto mecánico sobre la primera bolita de la cadena y a los contactos no lineales. Los solitones, especialmente, se pueden propagar cuando la fuerza estática aplicada  $F_N$  es nula, lo que no es posible para modos longitudinales lin-

eales. Un límite fuertemente no lineal o anarmónico de la ecuación (1.6) corresponde a  $|U_n - U_{n-1}| \gg \delta_0$ , y se refiere a excitaciones acústicas de amplitudes mucho mayores a  $F_N$  aplicada sobre la cadena.

### 1.3. Medios granulares no consolidados

El estudio del modelo de Hertz-Mindlin pone en evidencia el carácter no lineal a escala microscópica del contacto entre dos esferas, así como la posibilidad de deslizamiento a nivel de contacto. Una cadena unidimensional de esferas obedece a la ley de Hertz manifestando después la existencia de una frecuencia crítica para la propagación de ondas acústicas dentro de la cadena y de ondas no lineales, llamadas solitones, que se propagan en la red. Por lo tanto, se espera que un medio granular real tridimensional presente algunos fenómenos no lineales a escala macroscópica del apilamiento por causa del modelo microscópico de Hertz.

#### 1.3.1. Efecto del fluido entre granos

El apilado granular además de estar compuesto de granos también tiene fluido, el cual puede ser gas o líquido. En condiciones ambientales el medio granular está saturado de aire. Si se excita con una onda acústica, parte de su energía será transmitida por los granos y otra parte por el fluido, es decir, podría haber un acoplamiento entre los modos de ambos medios, sin embargo, puede ser muy ineficiente y afectar débilmente en la propagación acústica. La presencia de fluido en los intersticios del medio se traduce a un amortiguamiento debido a la viscosidad del fluido, así pues, una parte de la energía se debe a frotamientos viscosos. Una forma de cuantificar la importancia de estas fuerzas viscosas, en relación a la energía cinética o potencial para una partícula, es con un número de Reynolds efectivo [5].

$$R_e \approx \frac{\rho}{\eta} Rv, \quad (1.12)$$

con  $\rho$  la densidad de las partículas de radio  $R$  y  $v$  la velocidad en el fluido de viscosidad  $\eta$ . Este número de Reynolds representa la relación entre la energía cinética de una partícula sobre el trabajo de la fuerza viscosa para una longitud característica equivalente al radio de una esfera.

### 1.3.2. Ensamblajes granulares

Al verter granos en un recipiente, el apilamiento de éstos es aleatorio, es decir, que no hay algún orden a gran escala (relativamente al diámetro de un grano). Si la disposición de granos es controlable, es posible crear arreglos granulares regulares (cúbica simple, centrada en las caras o en el centro y hexagonal compacta). Éstos poseen un orden a corta distancia, lo que asegura una repartición de tensiones homogénea dentro del medio sin la acción de una tensión isótropa. Idealmente cada contacto será cargado de igual manera.

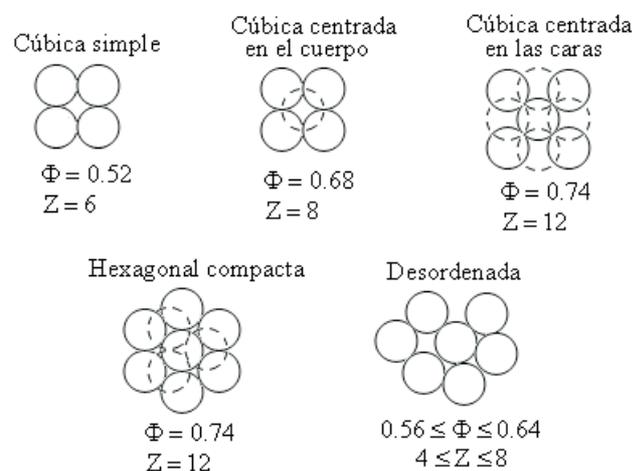


Figura 1.4: *Ensamblajes granulares regulares y desordenados con sus propiedades geométricas asociadas.*

La compactación  $\Phi$  y el número de coordinación  $Z$  son parámetros muy utilizados para comprender las propiedades de los medios granulares y el rol de los espacios vacíos

entre granos (ver figura 1.4). La compactación corresponde a la relación entre el volumen total de las bolitas  $V$  y el volumen total del recipiente donde están apiladas las bolitas  $V_{rec}$  tal que:

$$\Phi = \frac{V}{V_{rec}} = \frac{N(4/3)\pi R^3}{h\pi R_{rec}^2}, \quad (1.13)$$

donde  $R$  es el radio de los granos,  $N$  es el número total de granos del apilado,  $R_{rec}$  y  $h$  son el radio y altura del recipiente respectivamente.

El número de coordinación es el número de contactos de una bolita con sus vecinos, el cual, permite una medida topológica simple del apilamiento sobre su estabilidad y su cohesión. Lagrange y Maxwell fueron los primeros en estudiar sobre la estabilidad de estas estructuras, usando como hipótesis el equilibrio entre el número de grados de libertad del sistema y el número de tensiones.

### 1.3.3. Desorden de apilamientos granulares

El desorden de un apilamiento, creado a partir de una repartición de bolitas en forma aleatoria, es causada por una distribución de fuerzas inhomogénea en el apilamiento granular. En un sistema de muchas partículas aparece un gran número de soluciones que dependen en gran parte de la naturaleza del material, donde la solución no es totalmente conocida debido a que este tipo de problemas inevitablemente implica un desorden geométrico del apilamiento y un desorden de las fuerzas de contacto resultantes de la carga exterior.

En un apilamiento granular siempre existe un desorden de fuerzas relacionadas al frotamiento entre granos, la cual, actúa a distancias del orden de un micrón que es justamente la diferencia que existe entre los granos de un medio granular real en donde las partículas nunca son exactamente idénticas. El problema fundamental está dado por la movilización de las fuerzas de fricción. El contacto entre dos sólidos ocasiona dos

reacciones que limitan el movimiento relativo de estos dos sólidos; uno, dirigido según la normal al plano tangente del punto de contacto, correspondiente a la reacción horizontal que equilibra el peso del objeto sostenido; y otro, correspondiente a una reacción tangencial a nivel de contacto entre los dos sólidos, la cual, es opuesta al deslizamiento.

#### 1.3.4. Cadenas de fuerza

En un apilamiento granular desordenado es posible encontrar dos regiones muy destacadas. En una de ellas se observa una red de fuertes tensiones a lo largo de algunas bolitas, llamadas cadenas de fuerza y que son las que soportan la mayor parte de la carga aplicada. Y otra región en la cual casi no existen tensiones, donde los contactos entre granos son muy débiles. En la figura 1.5 se muestra un apilamiento granular desordenado.

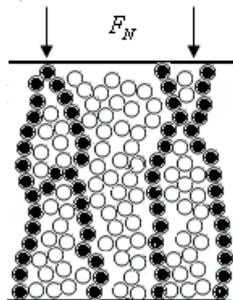


Figura 1.5: *Representación de las cadenas de fuerza en un apilamiento granular desordenado sometido a una fuerza normal  $F_N$ .*

Existen trabajos experimentales y numéricos relacionados con la observación de estas cadenas de fuerzas. En el caso de una material granular sometido a la fuerza gravitacional, se pueden calcular numéricamente las redes de tensiones internas configurando el material de diferentes formas, como por ejemplo, variando las altura del apilado, haciendo arreglos regulares y aleatorios, diferentes formas macroscópicas, etc. [27, 28, 29, 30, 31]. Se observa que en los arreglos regulares, ya sea de discos en dos

dimensiones o esferas en tres dimensiones, las tensiones son distribuidas de igual forma en todas las bolitas. En cambio, en los arreglos irregulares, debidas a defectos de localización de bolitas, las tensiones no son soportadas uniformemente [32] y aparecen líneas privilegiadas de fuertes tensiones.

Una forma de conocer la repartición de fuerzas entre contactos dentro del medio, sometido a una presión estática, es considerando la distribución de contactos, la cual, puede ser representada por el número de contactos en el medio en función de su deformación estática. Un método para medir experimentalmente esta distribución de contactos es la detección en papel carbón de trazas dejadas por las bolitas sobre la pared del recipiente, trazas cuya superficie es relacionada con la fuerza estática de contactos [33, 34]. Otra manera de medir es por elastosimetría, que consiste en iluminar un sistema bidimensional de granos entre dos polarizadores cruzados [35]. A diferencia de los trabajos experimentales, las simulaciones numéricas [32, 36] permiten acceder a distribuciones de pequeñas fuerzas estáticas, además, el número de contactos débiles es ligeramente superior al número de contactos fuertes quien representa sólo el 40 % de los contactos en el medio.

### **1.3.5. Silo de granos**

Si se mide la presión en la base de una columna vertical llena de material granular, ésta no es lineal con la altura de granos como pasa en el caso de un fluido estático. En otras palabras, al verter granos en un recipiente, no todo el peso de éstos reposa en el fondo, sino que una parte del peso es soportado por las paredes del recipiente. Este fenómeno es llamado "problema de silo" o "efecto Janssen". Si se supone un recipiente cilíndrico de diámetro  $D$  y una altura del apilamiento  $H$ , entonces cuando  $H \geq D$  los granos se organizan de tal forma que crean cadenas de tensiones orientadas hacia las paredes del recipiente (figura 1.6), esto, es debido a la fricción entre los granos y la pared quien soporta una gran parte de las fuerzas. El modelo de Janssen describe la

propagación de tensiones en un recipiente [37], donde las tensiones horizontales se suponen proporcionales a las tensiones verticales por un factor de proporcionalidad  $\kappa$  llamada constante de Janssen.

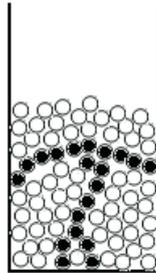


Figura 1.6: *Ilustración del problema de silos.*

## **Capítulo 2**

# **Mediciones ultrasónicas**

## 2.1. Ultrasonidos

La frecuencia relacionada con los ultrasonidos comienza en los  $20kHz$  y los instrumentos generalmente utilizados para generarlos son los transductores, los cuales, transforman un tipo de energía en otra. Hay diversos mecanismos para generar ultrasonido, entre estos, la magnetostricción, electrostricción, piezoelectricidad, este último el más utilizado. Por otro lado, según el tipo de información que se quiera adquirir de algún medio, existen dos configuraciones típicas utilizadas para medir con ultrasonidos a través de algún material, el método de pulso-eco y el de transmisión. La frecuencia de los sensores utilizados para emitir la señal mecánica en este trabajo es del orden de los  $0,1MHz$ .

## 2.2. Cristales piezoeléctricos

Existen materiales que al someterlos a una deformación mecánica cambian sus propiedades, ya sea, propiedades magnéticas como níquel, cobalto u otros materiales ferromagnéticos; propiedades eléctricas como el titanato de bario u otros materiales ferroeléctricos; y en el caso del cuarzo, sal de la Rochelle (tartrato mixto de potasio y sodio:  $KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ ), A.D.P. (fosfato dihidrógeno de amonio:  $NH_4H_2PO_4$ ) u otros cristales piezoeléctricos, los cuales, al deformarlos se polarizan. Por otra parte, al someter estas sustancias a un campo magnético o eléctrico se producirá una deformación mecánica, es decir, un pequeño cambio en su longitud. Estos cambios indican que existe una transformación de energía eléctrica a mecánica y viceversa. En el campo de la ingeniería, los dispositivos que hacen tales transformaciones son llamados transductores y los materiales elegidos para la transducción son llamados "piezo-active"[38].

Los cristales piezoeléctricos tienen diferentes propiedades elásticas, dieléctricas y piezoeléctricas según la dirección de los ejes del cristal [38]. Estos tienen una red asimétrica de moléculas que se deforman cuando se le aplica una fuerza mecánica. Esta deformación causa una reorientación de cargas eléctricas en el material, resultando un desplazamien-

to relativo de cargas positivas y negativas. El desplazamiento de cargas induce cargas superficiales sobre el material de polaridad opuesta en cada lado [39].

Hay dos caminos para excitar vibradores piezoeléctricos longitudinalmente. Una es utilizando el efecto transversal, poniendo un campo eléctrico en la dirección  $y$  para hacer vibrar el cristal en la dirección  $x$  (figura 2.1(a)). Y la otra forma, es utilizando el efecto longitudinal, es decir, poniendo un campo eléctrico en la dirección  $x$ , haciendo vibrar el cristal también en la dirección  $x$  (figura 2.1(b)) [38].

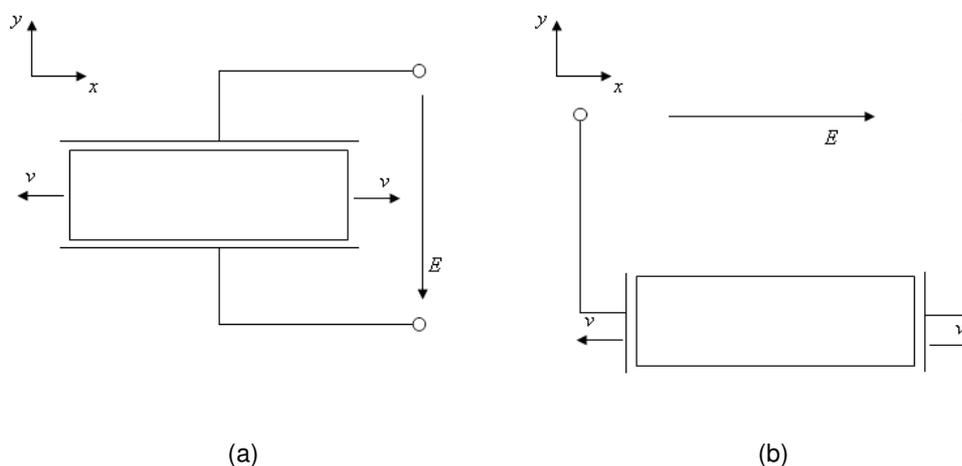


Figura 2.1: *Vibradores piezoeléctricos tipo longitudinal. (a) Efecto transversal. (b) Efecto longitudinal.*

Para el caso de vibradores tipo cizalle existen dos modos de vibración. Uno donde el cizalle ocurre paralelo al electrodo y la frecuencia de resonancia depende del grosor del material (figura 2.2(a)). Y el otro es un vibrador en que la cara rectangular se cizalla en forma rómbica como muestra la figura 2.2(b) [38].

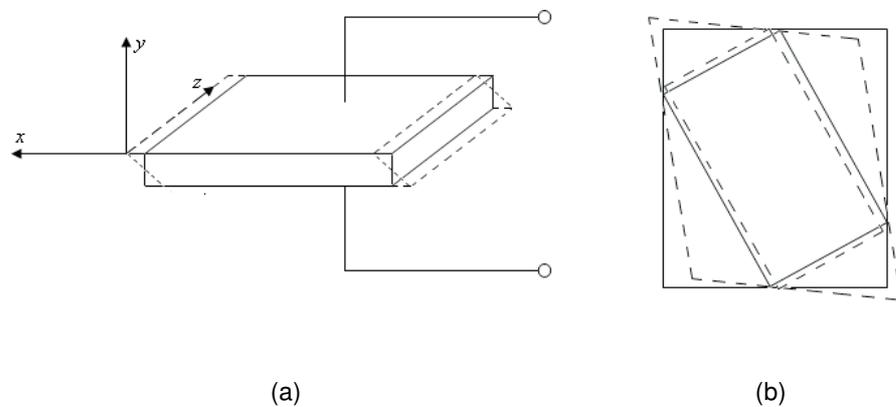


Figura 2.2: Vibradores piezoeléctricos de cizalle o shear. (a) Vibrador tipo shear grueso. (b) Vibrador tipo shear cara.

## 2.3. Transductores piezoeléctricos

En este trabajo se utilizarán transductores piezoeléctricos comerciales. Las principales componentes de un transductor piezoeléctrico son el elemento activo (active element), el elemento disipador (backing) y la capa protectora (wear plate), los cuales se muestran en la figura 2.3.

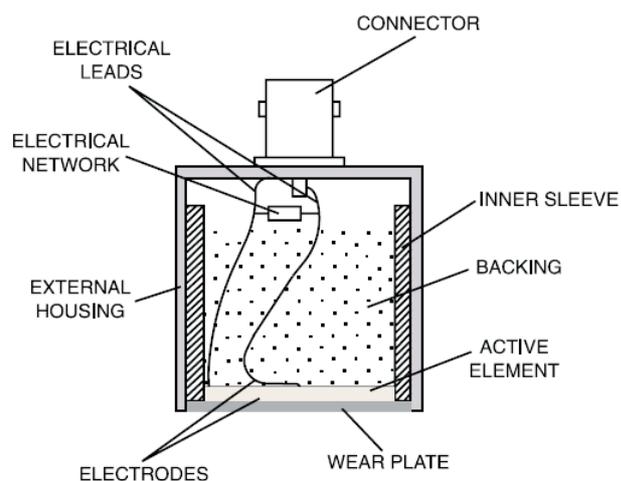


Figura 2.3: Esquema de un transductor piezoeléctrico [40].

El elemento activo es el encargado de la transducción electro-mecánica, es decir, está constituido por el material piezo-activo que generalmente corresponde a cerámicos piezoeléctricos cuya geometría dependerá del tipo de onda acústica que se desee. Estos cerámicos al ser deformados crean, en los electrodos previamente adaptados en el material, una diferencia de potencial. Así mismo, al aplicar una diferencia de potencial a los electrodos del material, éste se deforma. Luego, este fenómeno es utilizado para generar y recibir energía acústica. El backing, situado detrás del elemento activo, está hecho de un material altamente denso usado para controlar la vibración del transductor. La energía radiada desde la cara posterior del elemento activo es absorbida para evitar las oscilaciones libres del sensor a su frecuencia de resonancia. Por último, el wear plate, tiene como propósito básico proteger el elemento activo del ambiente de prueba [40, 41].

Cada transductor pasa por un análisis espectral que viene especificado por el proveedor comercial. Las unidades típicas son  $MHz$  para el análisis de frecuencia,  $\mu s$  para el análisis de la forma de onda y  $dB$  para el peak de amplitud [40].

## **2.4. Métodos de medición ultrasónica**

En los ensayos con ultrasonido se miden dos cantidades básicas, éstas son el time-of-flight (tiempo que tarda la onda de sonido en viajar a través de la muestra) y la amplitud de la señal recibida. La detección del camino acústico, dependerá de la configuración del o los transductores dando origen a dos modos de operación fundamentales: modo de reflexión o pulse-echo y modo de transmisión o through-transmission.

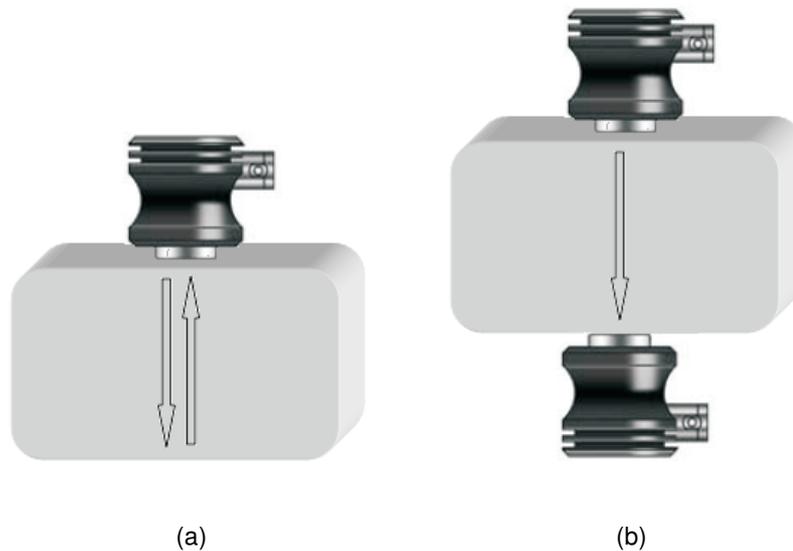


Figura 2.4: Métodos de medición ultrasónica. (a) Modo de reflexión o pulso-eco. (b) Modo de transmisión o through-transmission.

En el modo de reflexión (figura 2.4(a)), se utiliza un sólo transductor, el cual, actúa como emisor de pulsos y receptor de la señal reflejada. En cambio, en el modo de transmisión (figura 2.4(b)) se utilizan dos transductores, el primero como emisor de la señal acústica y el segundo como receptor de la señal transmitida a través de la muestra. Éste último método de medición se utilizará para estudiar la propagación de ondas acústicas en el material granular.

## **Capítulo 3**

# **Medición de la velocidad de una onda ultrasónica en un medio granular**

### 3.1. Montaje utilizado

En esta sección se describe el comportamiento acústico de una onda que se propaga en un apilado de material granular no consolidado sometido a una presión estática normal.

La configuración experimental se basa en el modo de medición del tipo transmisión o through-transmission. Los transductores ultrasónicos son situados, uno en la parte más alta (emisor) y el otro en la base del recipiente (receptor) que contiene el material granular. La cara de ambos transductores queda en contacto directo con los granos. Un esquema del montaje se muestra en la figura 3.1.

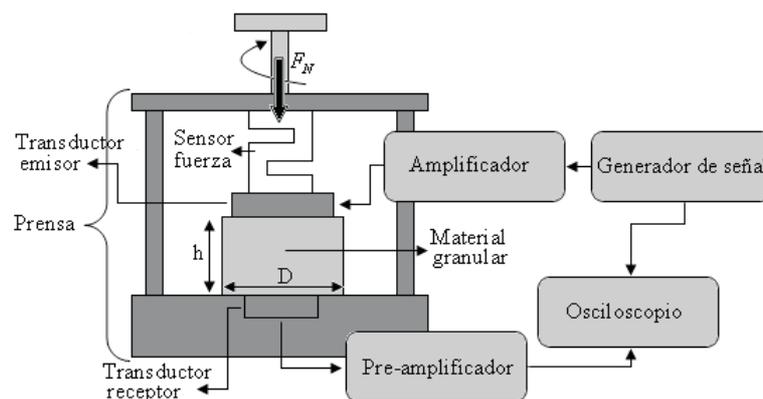


Figura 3.1: Representación esquemática del montaje utilizado.

El recipiente, es un cilindro de aluminio de diámetro interior  $D = 50\text{mm}$  situado sobre una prensa que permite aplicar una fuerza estática normal.

El medio granular es un conjunto aleatorio de bolitas de vidrio polidispersas de diámetro contenido entre  $400$  y  $600\mu\text{m}$ , cuyo módulo de Young  $E$ , coeficiente de Poisson  $\nu$  y densidad  $\rho$  son presentados en el cuadro 3.1.

Cuadro 3.1: Características del material granular.

$E[GPa]$	$\nu$	$\rho[kg/m^3]$
65	0,25	2500

El apilado tiene una altura aproximada de  $h \approx 11mm$  ocupando un volumen cercano al 65 % del volumen total del recipiente. La diferencia significativa existente entre el diámetro del recipiente cilíndrico  $D$  y la altura  $h$  del apilado granular ( $h < D$ ), evita la formación de cadenas de fuerzas horizontales frente a las paredes del recipiente. En efecto, como se mencionó en el capítulo 1 sección 1.3.5., cuando  $h \geq D$  los granos se organizan de tal forma que crean cadenas de tensiones orientadas hacia las paredes del recipiente debido a la fricción entre los granos y la pared, esta última soportando una gran parte de las fuerzas.

Sobre la prensa se ubica una manivela utilizada para aplicar la fuerza normal al apilado. La presión aplicada tiene un rango de 0,04 a  $3MPa$  y se mide a través de un sensor strain gauge. La velocidad  $v$  de la onda acústica que se propaga en el medio granular son medidas para cada valor de fuerza normal, contenido en el rango  $[0,04 - 3]MPa$ , aplicada sobre el apilado.

La señal acústica, usada para excitar el medio granular, corresponde a un pulso sinusoidal de un ciclo de frecuencia central de  $500kHz$ , enviada cada  $10ms$ . El transductor emisor es del tipo longitudinal, tiene una superficie de contacto de  $25mm$  de radio y su frecuencia está centrada en los  $500kHz$ . Las características del transductor receptor se especificarán más adelante dependiendo del experimento.

## 3.2. Velocidad de propagación de la onda

La velocidad de propagación  $v$  de la onda que se propaga a través del material granular, es determinada mediante la medición del tiempo de vuelo. El tiempo de retraso  $\Delta t$ , entre

la señal emitida y la señal recibida (medida), es decir, el tiempo que demora la señal en recorrer la altura  $h$  del apilado de granos, permite determinar la velocidad de la onda a partir de la relación:

$$v = \frac{h}{\Delta t}. \quad (3.1)$$

Por otro lado, de acuerdo al modelo de Hertz (ecuación (1.11)), la velocidad depende de la fuerza aplicada de forma no lineal con  $v \propto F_N^{1/6}$ , un modelo de la curva es presentado en la figura 3.2.

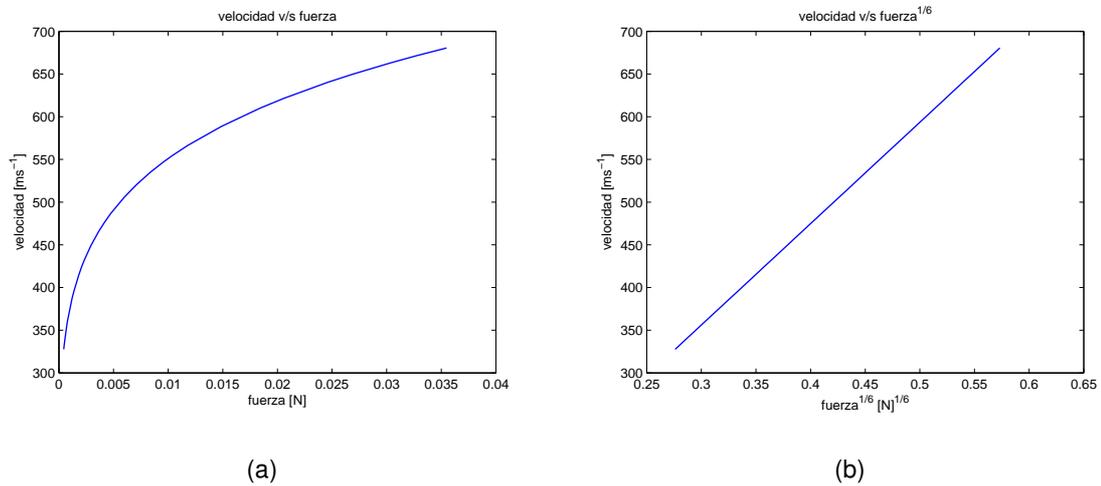


Figura 3.2: Evolución de la velocidad de propagación acústica en un medio granular en función (a) de la fuerza aplicada (0,08 a 3MPa) y (b) de la potencia a la 1/6 de la fuerza aplicada según el modelo de Hertz.

Además, la velocidad varía según del número de coordinación  $Z$ , que tiene que ver con el número de contactos de una bolita, y de la compactación  $\Phi$ , que depende del número de bolitas y de la altura del apilado, como [42]:

$$v_p = \sqrt{[K + (4/3)\mu]/\rho}, \quad (3.2)$$

con  $v_p$  la velocidad del sonido de compresión y  $\rho$  la densidad del material granular, donde el módulo de bulk  $K$  y el módulo de cizalle  $\mu$  dependen del número de coordinación  $Z$  y

de la compactación  $\Phi$  de la siguiente forma [42]:

$$K = \frac{C_n}{12\pi} [(1 - \Phi) Z]^{2/3} \left[ \frac{6\pi p}{C_n} \right]^{1/3}, \quad (3.3)$$

$$\mu = \frac{C_n + (3/2)C_t}{20\pi} [(1 - \Phi) Z]^{2/3} \left[ \frac{6\pi p}{C_n} \right]^{1/3}, \quad (3.4)$$

con  $p$  la presión del sistema comprimido y los prefactores  $C_n = 4G/(1 - \nu)$  y  $C_t = 8G/(2 - \nu)$  son definidos en términos del módulo de cizalle  $G$  y del coeficiente de Poisson  $\nu$  [42].

Por lo tanto, si se quiere medir la velocidad de propagación a una compactación fija, en distintas corridas del experimento, el material granular debe ser reordenado de tal forma que no hayan grandes variaciones de la compactación. Una manera de medir esta última se describe en la sección que viene a continuación.

### 3.3. Compactación

Según la ecuación (1.13), la compactación depende del número de bolitas  $N$  y de la altura del apilado  $h$ . El radio de las bolitas  $R$  y del recipiente  $R_{rec}$  tienen valores conocidos. La altura del apilado, que varía según la fuerza aplicada, se determina a través de la medición del tiempo de vuelo de una onda ultrasónica que se propaga en agua. Esta medición es realizada con un transductor de inmersión puesto en la plataforma superior de la prensa tal como se muestra en la figura 3.3.

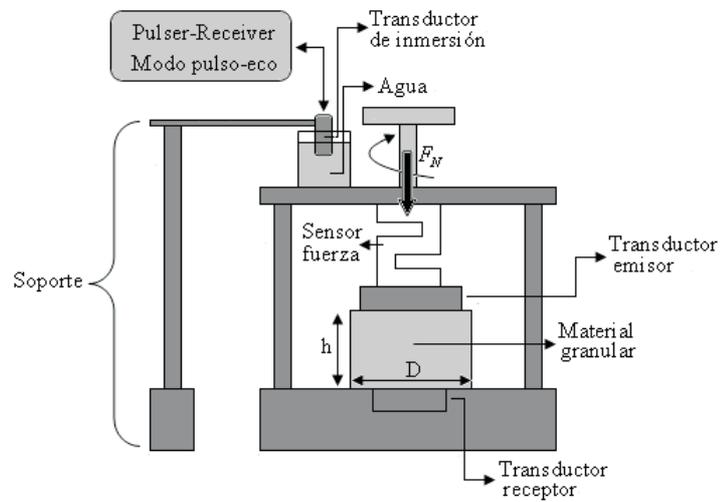


Figura 3.3: Forma de medir la variación de la altura del apilado.

El número de bolitas  $N$  es determinada por la razón entre la masa total de granos en el apilado  $m_b$  y la masa de una bolita  $m$  tal que:

$$N = \frac{m_b}{m} = \frac{m_b}{\rho \left(\frac{4}{3}\right) \pi R^3}, \quad (3.5)$$

con  $\rho$  la densidad del material de las bolitas.

En la figura 3.4 se presenta una ejemplo de la evolución de la compactación según la fuerza aplicada.

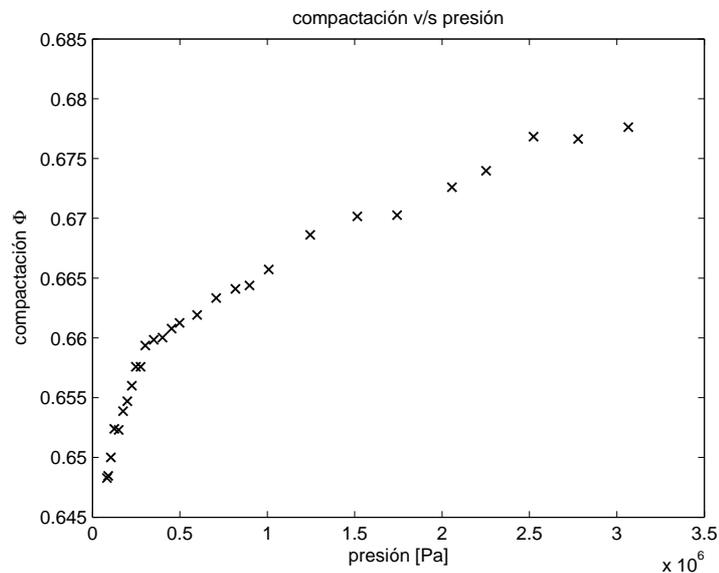


Figura 3.4: Evolución típica de la compactación  $\Phi$  según la fuerza de compresión aplicada.

### 3.4. Propagación de ondas E y S

La transmisión de una señal acústica que viaja en un medio granular según el set-up descrito anteriormente, permite identificar dos modos de propagación llamadas ondas E y S (figura 3.5 [43]), las cuales, dependerán de la longitud de onda de la señal respecto del material granular.

Como se describe en el trabajo realizado por Jia, Caroli y Velicky [43], cuando la longitud de onda  $\lambda$  es muy grande respecto del tamaño de las bolitas,  $\lambda > 10d$ , la señal que se propaga es una "onda coherente" de baja frecuencia llamada E, la cual, es reproducible de un experimento a otro, es decir, no es sensible a un cambio de configuración.

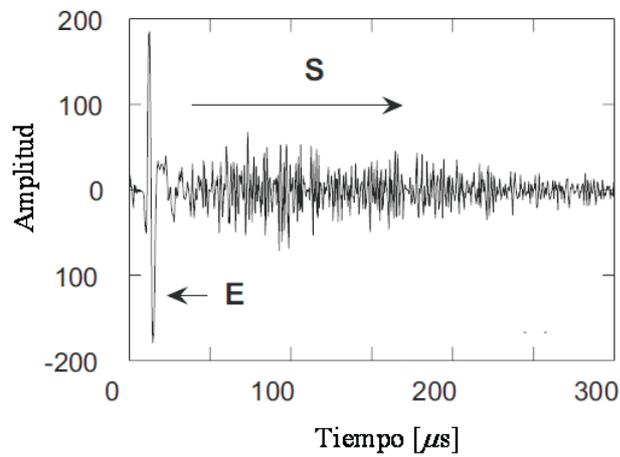


Figura 3.5: Señal ultrasónica detectada a través de un muestra de bolitas de vidrio confinadas y sometidas a tensión (diámetro de las bolitas  $d \approx 400\mu m$  a  $800\mu m$ , altura del apilado  $h = 11mm$ , presión normal  $P = 0,75MPa$  y frecuencia  $f = 500kHz$ ).

Por otro lado, si la longitud de onda es del orden del tamaño de las bolitas,  $\lambda \approx d$ , la onda se vuelve muy sensible a las fluctuaciones espaciales de la red de cadenas de fuerza, siendo una onda difusa debido a las numerosas heterogeneidades del medio. Ésta onda es asociada a la tipo S y cambia en cada configuración.

## **Capítulo 4**

# **Ondas acústicas en un medio granular**

## 4.1. Comportamiento acústico en granos secos

Un medio granular seco está compuesto de granos que interactúan principalmente a través de dos fuerzas, repulsión elástica y fricción.

Una comparación entre los datos experimentales y el modelo realizado por Hertz, que dice que la velocidad  $v$  depende de forma no lineal con la fuerza normal  $F_N$  como  $v \propto F_N^{1/6}$ , es mostrada utilizando la configuración experimental y las características del material granular descritos en el capítulo anterior. La masa total de bolitas utilizadas es de  $m_b = 34g$ , la altura del apilado es de  $h = 10,7mm$  y la fuerza de compresión  $P$  aplicada varía entre  $0,04 < P < 3MPa$ .

El transductor emisor, como se dijo en el capítulo anterior, es del tipo longitudinal, tiene una superficie de contacto de  $50mm$  de diámetro y su frecuencia está centrada en los  $500kHz$ .

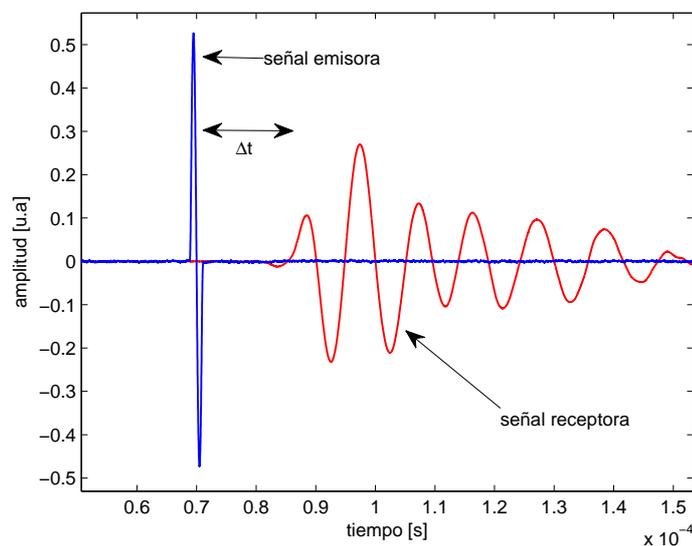


Figura 4.1: Forma de la señal emisora y receptora. La señal receptora de la figura corresponde a una fuerza de compresión de  $1MPa$ .

El transductor receptor es del tipo longitudinal de frecuencia centrada en  $500\text{kHz}$  cuya señal pasa por un pre-amplificador para luego ser vista en un osciloscopio (figura 3.1). La superficie de contacto del transductor receptor tiene un diámetro de  $12,7\text{mm}$ . La forma de la señal del transductor emisor y receptor se ilustra en la figura 4.1.

Con la altura del apilado  $h$  y el tiempo de retardo o de vuelo  $\Delta t$ , se determina la velocidad de propagación a través del apilado (ecuación (3.1)) para cada valor de fuerza de compresión aplicada. El criterio utilizado para determinar el tiempo de vuelo será realizando una correlación entre la señal emitida y la recibida.

Una comparación entre la velocidad medida experimentalmente y la que predice el modelo de Hertz ( $v \propto F_N^{1/6}$ ) se muestra en la figura 4.2.

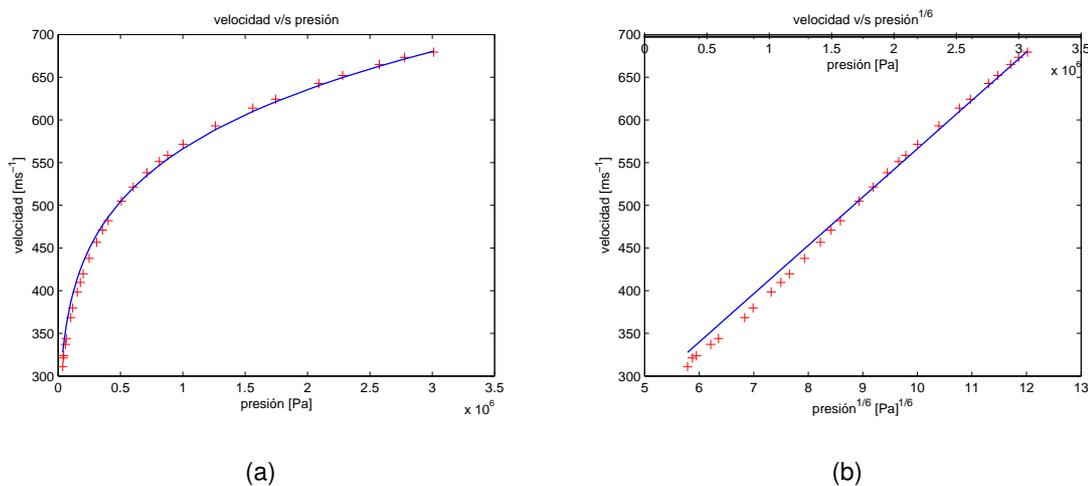


Figura 4.2: Comparación de la evolución de la velocidad de la onda medida experimentalmente ( $\times$ ) y según el modelo de Hertz ( $-$ ) a través del medio granular en función (a) de la fuerza de compresión aplicada y (b) de la potencia a la  $1/6$  de la fuerza de compresión (en el eje horizontal superior de este gráfico se aprecia el rango de presión aplicada).

De la figura 4.2 se aprecia que la velocidad experimental se ajusta bastante bien a lo

predicho por Hertz ( $v \propto F_N^{1/6}$ ), sin embargo hay trabajos experimentales que indican que esta dependencia de la potencia de la fuerza puede variar entre  $1/6$  y  $1/4$  (Jia [43]). En el trabajo realizado en esta ocasión no nos enfocaremos tanto en esta dependencia sino más bien en cómo afecta la presencia de fluido intersticial en la propagación acústica.

## **4.2. Comportamiento acústico en presencia de fluido intersticial**

Cuando hay presencia de fluido alrededor de cada partícula del material granular, además de las fuerzas de repulsión elástica y de fricción, se agregan al menos dos fuerzas más al problema. Una de estas fuerzas es atractiva debida a la creación de meniscos entre dos bolitas y la otra, tiene que ver con fuerzas viscoelásticas en el contacto mojado.

Hay estudios respecto de la influencia de puentes de líquido en el comportamiento mecánico de un material granular [9, 10], para el caso de una cadena de bolitas en una dimensión, un puente líquido presente en el contacto entre dos granos induce a un endurecimiento del contacto entre éstos. Hay otros estudios que se refieren a la importancia de fuerzas capilares que ocurren debido a la presencia de un fluido [11, 12, 13, 14].

Al aumentar la cantidad de fluido en el espacio vacío de material granular, la velocidad de propagación en el medio, también aumenta, pero sólo hasta un cierto porcentaje de fluido que corresponde aproximadamente a un 0.2 % del volumen disponible entre granos. Se han obtenido los mismos resultados en las mediciones de la variación de la conductividad térmica  $k$  de un material granular parcialmente mojado con distinta cantidad de fluido, el término  $k$  aumenta con la cantidad de fluido hasta que, el fluido agregado al material granular, es cercano a un 0.2 % [44].

La cantidad de fluido utilizado para hacer las mediciones en este trabajo corresponde

aproximadamente al 0.6 % del volumen desocupado y así asumir que las variaciones de la velocidad de propagación en el medio granular no se deben al volumen de fluido adherido a la muestra.

El material granular ocupa cerca del 65 % del volumen total del recipiente lo que equivale a tener un volumen desocupado  $V$  de aproximadamente  $V = 7,4 \times 10^{-6} m^3$ . Las propiedades mecánicas y elásticas del contacto entre granos se modifican al adherir fluido. El volumen de fluido viscoso adherido es cercano a  $5 \times 10^{-8} m^3$ , el cual, al ser mezclado con el material granular crea una capa homogénea de fluido alrededor de cada bolita.

Al adherir fluido al contacto entre dos granos se crea un puente líquido, el cual, es supuesto para inducir un endurecimiento al contacto entre granos con respecto a la propagación ultrasónica. Este efecto permite un incremento de la velocidad de la onda como es mostrado por Job en su trabajo relacionado con la propagación de ondas solitarias no lineales (solitones) en una cadena de bolitas [12].

Las propiedades de los fluidos utilizados se presentan a continuación en el cuadro 4.1.

Cuadro 4.1: Características de los fluidos utilizados en este estudio.

Propiedades físicas	agua	Aceite de silicona (Rhodorsil)		
		47V50	47V500	47V10000
Viscosidad [ $Pa \cdot s$ ]	$1 \times 10^{-3}$	$50 \times 10^{-3}$	0,5	10
Densidad [ $kg/m^3$ ]	998	959	970	973
Tensión superficial [ $mN/m$ ]	73	20,7	21,1	21,1

### 4.2.1. Propagación de ondas longitudinales

Esta sección presenta el comportamiento de una onda longitudinal que se propaga a través de un medio granular para diferentes fuerzas de compresión, aplicada externamente, contenida en un rango de  $0,04$  a  $3MPa$ . Tanto el transductor emisor como receptor producen ondas acústicas del tipo longitudinales siendo la señal de excitación del transductor emisor de  $500kHz$ . Cada transductor tiene una frecuencia centrada en  $500kHz$ . La superficie de contacto del transductor emisor tiene  $50mm$  de diámetro y la del receptor  $12,7mm$  de diámetro. la masa  $m_b$  de bolitas utilizada es de  $m_b = 34,06g$  y la altura  $h$  del apilado es de  $h = 10,7mm$ . Para realizar este estudio se utilizaron aceites de silicona de diferentes viscosidades.

Como ya se dijo en el capítulo anterior, la velocidad de propagación en el medio también depende del número de coordinación  $Z$  y la compactación  $\Phi$  de los granos, la figura 4.3, muestra la compactación medida de los granos en los distintos fluidos utilizados.

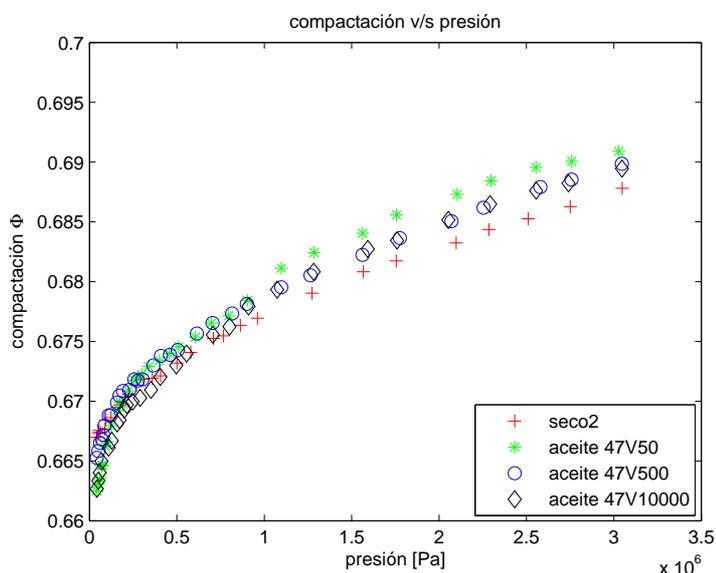


Figura 4.3: Medida de la compactación de los granos en los distintos fluidos utilizados para un rango de fuerza de compresión de  $0,04$  a  $3MPa$ .

De la figura 4.3 vemos que hay poca variación de la compactación respecto a cada fluido, esto indica que la velocidad será medida a una compactación relativamente fija para cada situación.

La figura 4.4 muestra la evolución de la velocidad  $v$  respecto a la fuerza  $F_N$  de compresión aplicada para los distintos fluidos utilizados, la figura 4.4 (b) muestra esta dependencia en escala logarítmica para un mejor análisis de la dependencia de la fuerza normal en la velocidad de propagación.

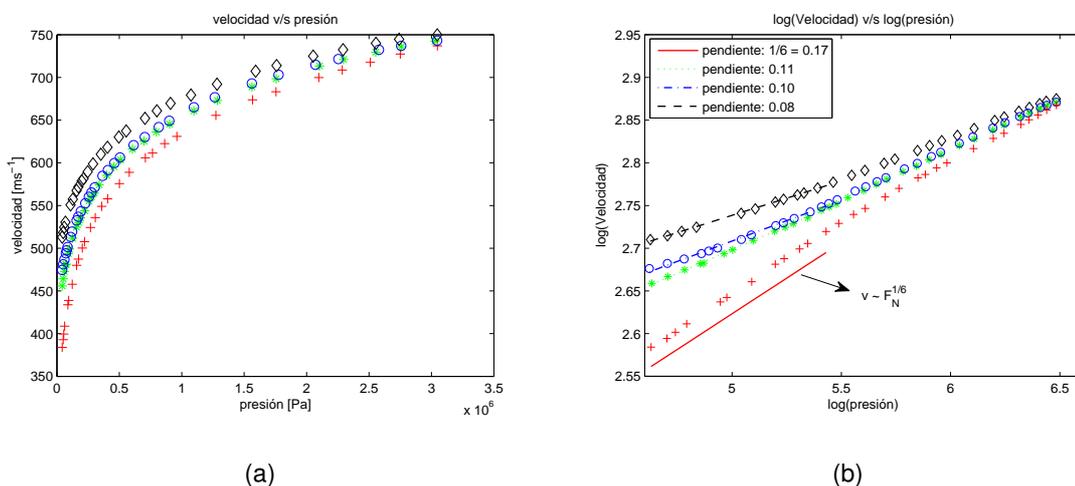


Figura 4.4: Evolución de la velocidad  $v$  de propagación de la onda en función de la fuerza  $F_N$  de compresión aplicada para un rango de 0,04 a 3MPa en el caso seco (×) comparado con aceites Rhodorsil 47V50 (\*), 47V500 (o) y 47V10000 (◇). En (a) se muestra la dependencia directa entre  $v$  y  $F_N$  y en (b) en escala logarítmica.

De la figura 4.4, se ve claramente que ocurre un efecto importante en la velocidad de propagación cuando hay presencia de fluido en el medio granular. En primer lugar, se presenta un aumento en la velocidad cuando hay presencia de fluido en los granos. Esta situación se puede explicar en forma cualitativa considerando las rugosidades, existentes a escala microscópica, de las bolitas en el contacto [1]. La zona de contacto real está constituido de un ensamble de micro-contacts entre las asperezas, los cuales dismin-

uyen el umbral de deslizamiento cuando los granos están lubricados haciendo que las asperezas se deslicen fácilmente entre ellas dando un máximo de estabilidad en los contactos, causando así un mayor número de micro-contacts que en el caso seco (figura 4.5). Este razonamiento de la superficie de contacto real se traduce a una argumentación de la rigidez resultante del contacto local lubricado. Por otra parte, vemos en la figura 4.4 (b) que los granos mojados siguen caminos distintos, sin embargo todos convergen al comportamiento sujeto por los granos secos, es decir, llega un momento donde el fluido ya no es importante en la velocidad de propagación de la onda y la rigidez del contacto sólo es determinado por lo predicho por Hertz ( $v \propto F_N^{1/6}$ ).

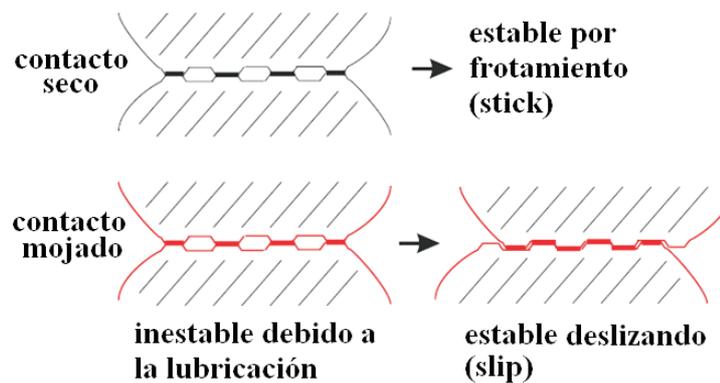


Figura 4.5: *Ensamble de micro-contacts entre las asperezas, dando un máximo de estabilidad en los contactos.*

### 4.2.2. Propagación de ondas de cizalle

A diferencia de la sección anterior, acá se presenta el comportamiento de una onda transversal o de cizalle que se propaga a través de un medio granular para diferentes fuerzas de compresión contenida en un rango de 0,08 a 3MPa. Tanto el transductor emisor como receptor emiten ondas acústicas transversales con frecuencia centrada en 100kHz y una superficie de contacto de 50mm de diámetro. La masa  $m_b$  de bolitas utilizada es de  $m_b = 34,06g$  y la altura  $h$  del apilado es de  $h = 11mm$ .

Al igual que en el caso anterior, acá también se estudió el comportamiento de la velocidad respecto a la fuerza de compresión en distintos fluidos, en este caso se utilizó agua y 2 tipos de aceites de silicona (47V50 y 47V10000). La curva de compactación en función de la fuerza de compresión aplicada en un rango de 0,08 a  $3\text{MPa}$ , no sufre grandes variaciones respecto de un fluido a otro como se muestra en la figura 4.6.

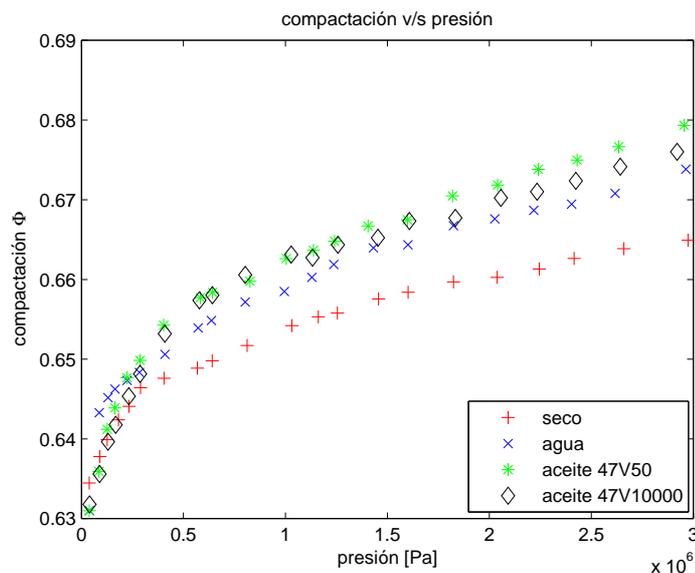


Figura 4.6: Medida de la compactación de los granos en los distintos fluidos utilizados para un rango de fuerza de compresión de 0,08 a  $3\text{MPa}$ .

A continuación se presenta la relación entre la velocidad de propagación de la onda de cizalle y la fuerza de compresión aplicada (figura 4.7).

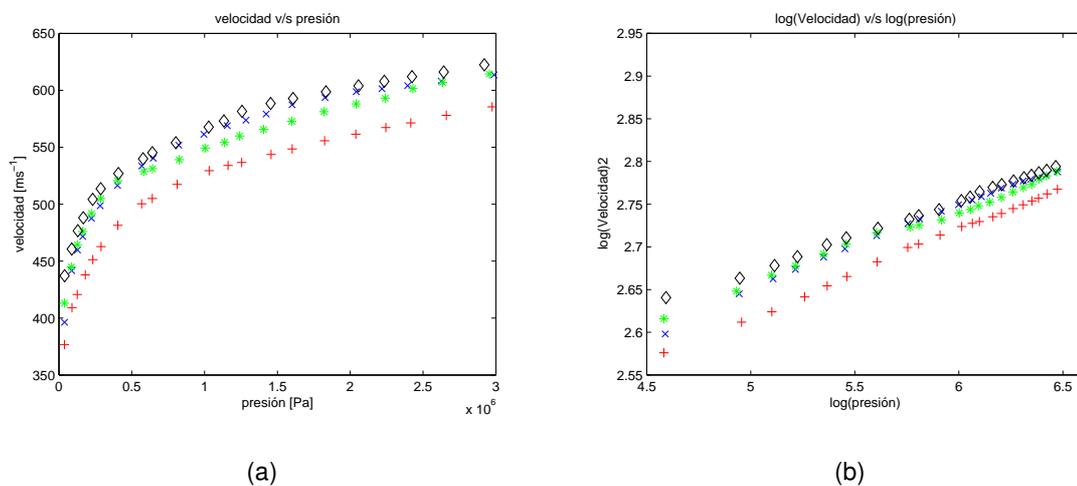


Figura 4.7: Evolución de la velocidad  $v$  de propagación de la onda en función de la fuerza  $F_N$  de compresión aplicada para un rango de 0,08 a 3MPa en el caso seco ( $\times$ ) comparado con agua ( $\times$ ) y aceites Rhodorsil 47V50 (\*) y 47V10000 ( $\diamond$ ). En (a) se muestra la dependencia directa entre  $v$  y  $F_N$  y en (b) en escala logarítmica.

De las curvas presentadas en la figura 4.7, se aprecia que no hay un cambio significativo en el comportamiento de la velocidad al propagarse en granos mojados en comparación con granos secos. Si se mira la figura 4.7 (b) se puede ver que existe un pequeño aumento en la velocidad de propagación cuando hay presencia de fluido pero esto sólo es atribuido a que la curva de compactación de los granos secos estaban menos compactados que los humedecidos con fluido. Por lo tanto, para el caso de propagación mecánica con ondas de cizalle, el fluido no tiene ningún efecto en la velocidad de propagación. Estos resultados se contradicen con el argumento dado en la sección anterior respecto a la superficie de contacto real (figura 4.5), por esta razón se propone que la configuración de los micro-contactos queda determinada por zonas que son llenadas con fluido intersticial (figura 4.8) donde las ondas de cizalle no se propagan explicando así que no hay efecto en la velocidad cuando hay presencia de fluido.

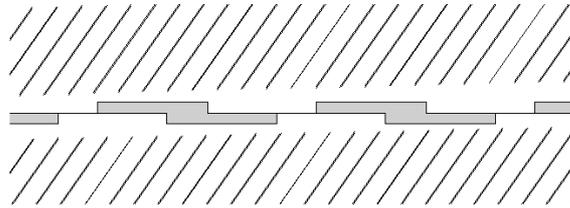


Figura 4.8: *Ensamble de micro-contactos entre las asperezas determinada por zonas que son llenadas con fluido intersticial.*

## **Capítulo 5**

# **Ondas de scattering en un medio granular**

## 5.1. Estudio de las ondas de scattering en un medio granular

Cuando la longitud de onda  $\lambda$  de la señal transmitida a través de un medio granular es del orden del tamaño de un grano de diámetro  $d$ , ocurren efectos de scattering debido a que, como se dijo en el capítulo 3 sección 3.5, la onda se vuelve muy sensible a las fluctuaciones espaciales de la red de cadenas de fuerza, siendo una onda dispersa debido a las numerosas heterogeneidades del medio. Ésta onda es asociada a la tipo S y cambia en cada configuración experimental (figura 3.5). Estas ondas de alta frecuencia pueden ser comparadas con las ondas sísmicas [13], por lo tanto, su estudio puede conducir a una mejor comprensión de la propagación de estas ondas naturales.

El montaje experimental usado para estudiar los efectos de scattering corresponde al mostrado en la figura 3.1. El transductor emisor es del tipo longitudinal con frecuencia centrada en  $500kHz$  teniendo una superficie de contacto de  $50mm$  de diámetro. El transductor receptor permite medir la propagación de ondas de cizalle y su diámetro, de  $6mm$ , es lo suficientemente pequeño para la observación de ondas de dispersión. La masa total de bolitas utilizadas es de  $m_b = 34g$  y la altura del apilado es de  $h = 10,7mm$ .

La figura 5.1 muestra la señal ultrasónica transmitida a través de un medio granular medida para una fuerza de compresión de  $1MPa$ . Se puede notar una señal A de frecuencia relativamente baja correspondiente a la onda de cizalle coherente proveniente de la conversión del modo longitudinal al modo cizalle. También es posible observar una señal B de alta frecuencia correspondiente a la medida de la señal dispersada [43, 13].

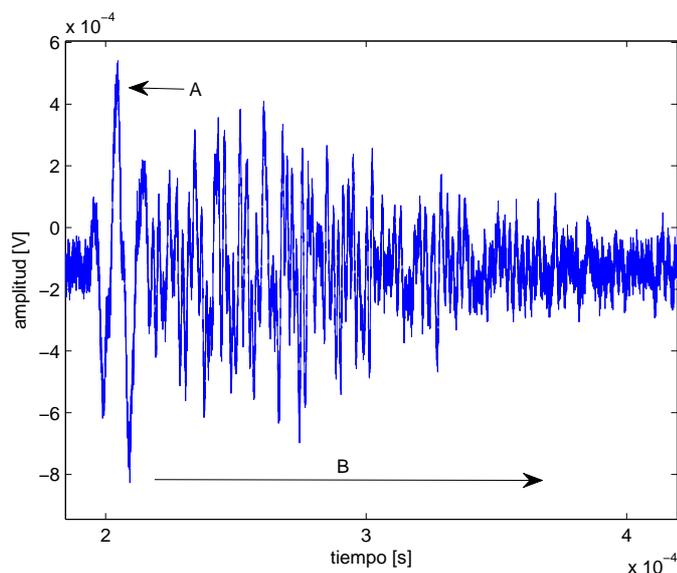


Figura 5.1: Señal ultrasónica transmitida a través de un medio granular seco sometido a una fuerza de compresión de 1MPa.

Resultados experimentales muestran que la velocidad de la onda A permanece sin cambios, tanto en granos secos como en vacío, mientras que el coeficiente de transmisión aumenta significativamente cuando la presión de aire disminuye como se verá en la siguiente sección en la figura 5.2.

## 5.2. Ondas de scattering en el vacío

El montaje experimental, descrito anteriormente, es envuelto con un plástico de tal forma que, con una bomba de vacío, se pueda extraer el aire del medio granular. La figura 5.2 muestra la medición de la onda de scattering de alta frecuencia transmitida a través del apilado granular con y sin presencia de aire para una fuerza aplicada de 1MPa.

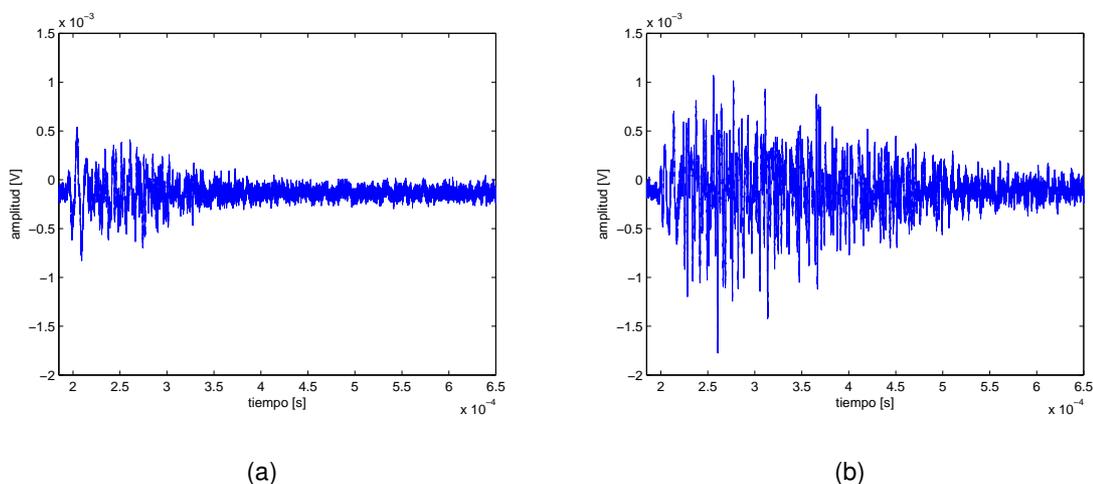


Figura 5.2: Señal ultrasónica transmitida a través de un medio granular seco (a) y sin aire (b), para una fuerza aplicada de  $1MPa$ .

Se ve que sacando el aire del medio granular, la propagación de la señal B tiene una amplitud y duración en el tiempo más grandes en vacío que en presencia de aire. Se debe considerar que al tener vacío la humedad es removida del medio granular.

Trabajos realizados por Jia [13] y Brunet [14] han mostrado que en un packing de bolitas mojadas, se observa un efecto drástico en la amplitud de la onda dispersada de alta frecuencia en comparación con el caso seco. En la figura 5.3 se presenta un promedio sobre 55 configuraciones independientes de la intensidad transmitida de las ondas dispersadas medidas en un medio granular seco, mojado y sin aire.

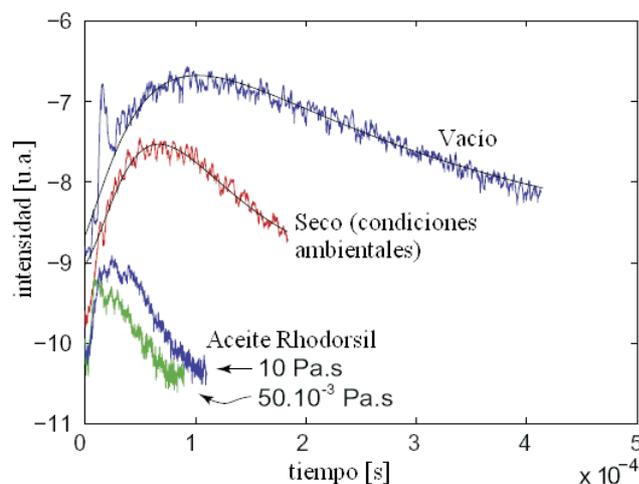


Figura 5.3: Comparación de las intensidades promediadas de las ondas de scattering viajando a través de granos mojados, secos y sin aire sometidos a una fuerza de compresión de 1MPa. Las líneas sólidas (caso seco y mojado) corresponden a intensidades simuladas.

Cuando hay fluido presente en el medio granular, en comparación con el caso seco, se puede observar una fuerte disipación de las ondas dispersadas de alta frecuencia tal como lo observó Jia [13]. Por otro lado, se observa que el mismo experimento en vacío presenta un aumento importante de la amplitud y el tiempo de la onda dispersada en comparación con el caso seco.

Asumiendo que el sonido incidente es una función  $\delta$  dependiente del tiempo y la posición, ésta empieza a difundir luego de viajar de una distancia  $z_0$  dentro de la muestra, suponiendo que no hay difusión incidente en las paredes del contenedor de la muestra y que sólo hay una contribución debida a reflejos internos [46, 45], Page ha expresado la ecuación de difusión como dependiente del coeficiente de reflexión  $R(\theta)$  de las paredes de la celda promediado sobre el ángulo incidente  $\theta$  [47]. Cuando  $R$  es muy cercano a  $R = 1$  se puede asumir que las paredes de la celda es perfectamente reflectante en  $z = 0$  y  $z = L$  y la ecuación de difusión toma la forma [13]:

$$J(t) = \frac{v_e U_0}{2L} e^{-t/\tau_a} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\delta_n} \cos\left(\frac{n\pi z_0}{L}\right) e^{-D(n\pi)^2 t/L^2}, \quad (5.1)$$

con  $v_e$  la velocidad de la onda coherente,  $U_0$  la energía de la onda transmitida,  $\tau_a = Q/2\pi f$  el tiempo de absorción inelástico y  $\delta_n = 2$  para  $n = 0$ , de otra forma  $\delta_n = 1$ . Suponiendo que  $z_0$  puede ser asociado al camino libre medio  $l^*$ , el coeficiente de difusión es expresado de acuerdo a  $l^*$  como:

$$D = \frac{1}{3} v_e l^*. \quad (5.2)$$

Usando la ecuación (5.1) se puede modelar la intensidad medida de las ondas dispersadas tal como se presentó en la figura 5.3. A partir de la ecuación de difusión se puede obtener el coeficiente de difusión  $D$  y el factor de calidad  $Q$  fitiando el perfil de tiempo del promedio de la intensidad transmitida. Para condiciones secas, se obtuvo que el mejor fit es con  $D = 0,13m^2/s$  y  $Q = 200$  y en vacío, se obtuvo que  $D_{vacuum} = 0,23m^2/s$  y  $Q = 900$ .

La diferencia de amplitud de las ondas dispersadas entre el caso seco y sin aire (figuras 5.2 y 5.3), puede ser atribuido a la humedad ambiental, la cual fue cerca del 25 % durante el experimento.

En estudios experimentales, hechos por Latham [48] acerca de propagación de ondas de cizalle en regiones exteriores de la luna, se observa una larga duración en las ondas de scattering debido a una extremadamente baja atenuación de la superficie lunar. Se llegó a que la luna tiene un gran factor de calidad ( $Q = 3600$ ) pero también es muy heterogénea. La alta heterogeneidad del medio tendería a incrementar la duración de las ondas sísmicas dispersadas. En este caso,  $Q$  es 4.5 veces más grande en el vacío que en condiciones ambientales indicando una alta heterogeneidad en el medio granular. Además, el camino libre medio es dos veces más grande, significando que el fenómeno de scattering ocurre para grandes distancias de propagación de la onda cuando no hay

presencia de aire ni humedad en el medio. Luego, la humedad presente en el gas que satura los granos tiende a aumentar la homogeneidad del medio considerado.

### 5.3. Comportamiento acústico en diferentes gases

Con el fin de verificar el efecto que produce la presencia de gas sin humedad en el comportamiento de la propagación de la onda a través del apilado granular, se llevaron a cabo diferentes mediciones insertando algunos gases secos al apilado para compararlos con los resultados dados por condiciones ambientales y en vacío. La figura 5.4 muestra tal comparación.

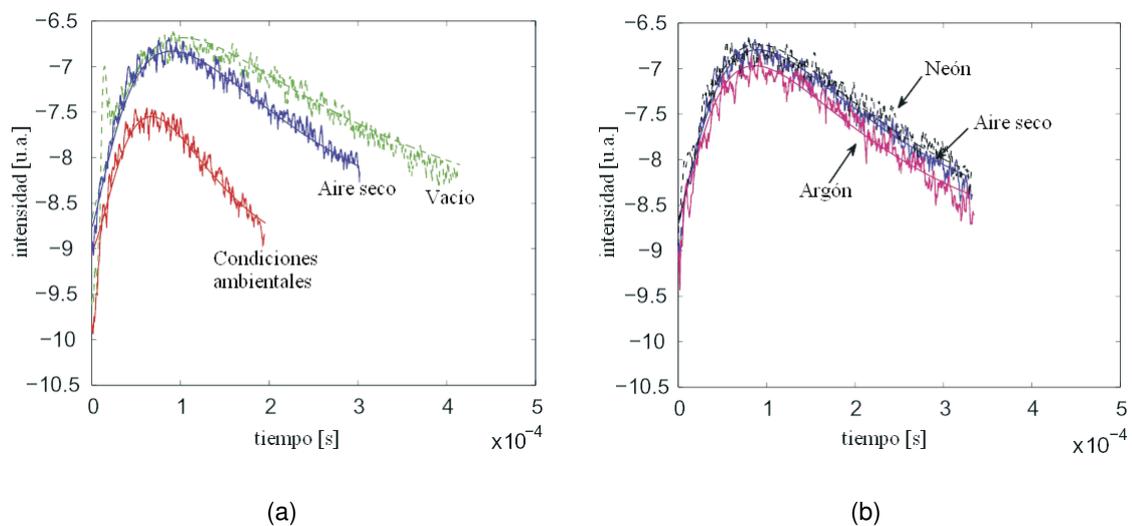


Figura 5.4: Comparación de la intensidad promedio de las ondas dispersadas propagando a través de diferentes condiciones de saturación con fluido gaseoso en el medio granular: (a) condiciones ambientales, vacío y aire seco y (b) neón, argón y aire seco, para una fuerza de compresión de 1MPa. La línea sólida corresponde a la intensidad simulada.

En la figura 5.4 (a) se presenta las intensidades de las ondas dispersadas en condi-

ciones ambientales, en vacío y en aire seco a 1Atm de presión estática. Se ve que las ondas dispersadas en aire seco son mucho más importantes que en el caso de condiciones ambientales. Comparando la evolución temporal de las ondas de scattering entre los tres casos aparece que hay una diferencia mucho más importante entre la duración de la onda en aire seco y condiciones ambientales que en aire seco y vacío.

Debido a que, en la onda medida en aire seco, la evolución temporal tiene un decrecimiento más rápido que en vacío se llega a un factor de calidad más bajo, siendo éste  $Q_{da} = 600$ , sin embargo, el coeficiente de difusión es bastante parecido siendo  $D = 0,22m^2/s$ . La razón entre ambos factores de calidad ( $Q_{vacuum}/Q_{da}$ ) es igual a 1.5, esta pequeña diferencia lleva a pensar que la heterogeneidad del sistema en ambos casos pueden ser comparables. El coeficiente de difusión medido usando aire seco indica que el scattering necesita un camino libre medio de  $l^* = 1,2mm$  para ser estabilizado, lo cual corresponde a 2 veces el diámetro de las bolitas. Por otro lado, sabiendo que en ambos casos la humedad ha sido removida del medio, se puede pensar que existen otras características en el sistema que influyen sobre la propagación y que son responsables de que haya un decrecimiento temporal más rápido de las ondas dispersadas cuando el apilado es saturado con aire seco.

En la figura 5.4 (b) se presentan mediciones de la intensidad de la onda dispersada al insertar gases de densidad y viscosidad diferente en el espacio intersticial del material granular a una presión estática de 1Atm. Las características de los gases utilizados se muestran en el cuadro 5.1.

Cuadro 5.1: Densidad y viscosidad de los gases utilizados para saturar el apilado granular a una presión estática de 1Atm.

Propiedad física	Aire seco	Argón	Neón
Viscosidad [ $\mu Pa \cdot s$ ]	18,6	22,9	32,1
Densidad [ $kg/m^3$ ]	1,25	1,78	0,9

De los resultados (figura 5.4 (b)) se ve que teniendo gases de viscosidad más alta que el aire seco, la onda dispersada también necesita 2 veces el diámetro de una bolita para estabilizarse, lo cual corresponde a un coeficiente de difusión  $D = 22\text{m}^2/\text{s}$ . Respecto a los factores de calidad, es decir, la disminución de la intensidad a lo largo del tiempo (entre  $1 \times 10^{-4}$  y  $3 \times 10^{-4}\text{s}$ ), se llegó a que para el neón y aire seco los factores de calidad son casi iguales, siendo  $Q_{Ne} = 630$  y  $Q_{da} = 600$  respectivamente. El camino libre medio en argón es el mismo que en los otros dos casos y el factor de calidad es levemente más pequeño correspondiente a  $Q_{Ar} = 560$ .

Luego, la diferencia de las viscosidades de los gases utilizados en el experimento no afectan el comportamiento de la onda dispersada. Por otra parte, la densidad de los gases afecta de forma muy leve en la propagación considerando que la diferencia existente entre los factores de calidad medidos para estos gases son muy similares en comparación a los medidos en condiciones ambientales y en vacío. A mayor densidad menor factor de calidad, lo que lleva a un incremento en la disipación  $Q^{-1}$ .

# Conclusión

Se logró medir la onda coherente de una señal ultrasónica que se propaga a través de un apilado granular, tanto de ondas de compresión como de cizalle en granos mojados y secos a fuerzas de compresión  $F_N$  incluidas en un rango de 0,04 a 3MPa para ondas longitudinales y de 0,08 a 3MPa para ondas de cizalle.

Los resultados indican que la presencia de fluido intersticial en el apilado granular tiene un efecto importante en la propagación de ondas longitudinales dependiendo de la viscosidad del fluido, comportándose de forma distinta a los granos secos. Se presenta un aumento en la velocidad cuando hay presencia de fluido aumentando según su viscosidad y siendo la máxima variación de un  $\approx 25\%$ , esto se atribuye a un endurecimiento en los contactos producido por deslizamientos de los micro-contactos. Por otra parte, la velocidad de propagación de la onda en los granos mojados siguen caminos distintos, llegando un momento donde el fluido ya no es importante y el comportamiento de la velocidad converge al sujeto por los granos secos predicho por Hertz ( $v \propto F_N^{1/6}$ ).

El estudio de ondas de cizalle que se propagan en un medio granular mojado indican que no hay un cambio significativo en el comportamiento de la velocidad de propagación en comparación con granos secos como ocurre con las ondas longitudinales. Para explicar esta situación se propone que, en vez de superficie de contacto real (figura 4.5) propuesta en el caso anterior, la configuración de los micro-contactos queda determinada por zonas que son llenadas con fluido intersticial (figura 4.8) donde las ondas de cizalle no se propagan explicando así que no hay efecto en la velocidad cuando hay presencia de fluido.

Otro estudio realizado en este trabajo tiene que ver con la medición de ondas de scattering, a una fuerza de compresión fija de  $1MPa$ , que se propagan a través de un medio granular sometido a distintas condiciones ambientales (ambientales externas, vacío, mojado y saturado con gases), las cuales pueden ser comparadas utilizando el modelo de difusión (ecuación 5.1) determinando el factor de calidad  $Q$ , que tiene que ver con la duración de la onda y el coeficiente de difusión  $D$  que es asociado al camino libre medio  $l^*$ .

Se observa que cuando se extrae el aire del apilado granular, la amplitud y la duración de las ondas de scattering aumentan significativamente comparado con las bolitas "secas" (condiciones ambientales externas). Luego, al hacer el estudio con bolitas mojadas con aceite Rhodorsil 47V50 y 47V10000 y comparándolas con el caso seco, ocurre que las bolitas mojadas presentan una fuerte disipación de las ondas dispersadas (figura 5.3). Con estos resultados se asume que la humedad en las bolitas juegan un rol importante en la propagación de las ondas de scattering.

El modelo de difusión señala que el factor de calidad y el coeficiente de difusión son más grandes en el vacío, indicando que hay un aumento del camino libre medio, por lo tanto, la propagación de la onda en el fenómeno de scattering ocurre en distancias más grandes y su duración es más importante que en condiciones ambientales. Este efecto en la duración de la onda para el caso sin aire se atribuye a la falta de humedad en el sistema debido a que cuando existe humedad se tiende a incrementar la homogeneidad del medio.

Por último, el estudio de ondas de scattering a través de los granos cuando están saturados con gases de distintas propiedades muestra que sus viscosidades no tienen efecto en la propagación de estas ondas, en cambio, el estudio del perfil de tiempo de la intensidades promediadas de las ondas dispersadas muestra que hay un aumento en la

disipación cuando la densidad del gas es mayor. Esta característica nos permite asumir que una pequeña parte de la disipación de la energía acústica en el medio es debido a pérdidas de transmisión en las varias interfases vidrio-gas. Por lo tanto, el tiempo de absorción inelástica es más alta en vacío mientras que el camino libre medio permanece sin grandes variaciones comparando el caso sin aire con la presencia de gas saturando el medio granular.

# **Bibliografía**

- 
- [1] T. Brunet, *Étude de milieux granulaires secs et mouillés à l'aide des ondes ultrasonores*, Thèse de doctorat de l'Université de Marne La Vallée, 2006.
- [2] C. Incerra, *Caractérisation de la compaction granulaire par des méthodes acoustiques linéaires et non linéaires*, Thèse de doctorat de l'Université Du Maine, Le Mans, France, 2007.
- [3] Aixiang Wu, Yezhi Sun, *Granular Dynamic Theory and its Applications*, Metallurgical Industry Press, Beijing, 2002.
- [4] Anita Mehta, *Granular Physics*, University Press, Cambridge, 2007.
- [5] J. Duran. *Sables, poudres et grains. Introduction à la physique des milieux granulaires*, Eyrolles Sciences, Paris, 1997.
- [6] S.Nasuno, A. Kudrolli, A. Bak, and J.P. Gollub. *Time-resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layers*, Phys. Rev. E, 58 :2161-71.
- [7] F. Radjai, P. Evesque, D. Bideau, and S. Roux. *Stick-slip dynamics of a one-dimensional array of particles*, Phys. Rev. E, 52 :5555-5564, 1995.
- [8] J.M. Carlson, J.S. Langer, and B.E. Shaw. *Dynamics of earthquake faults*, Rev. Mod. Phys., 66 :657-670,1994.
- [9] F. Soulié, F. Cherblanc, M.S. El Yousoufi and C. Saix, *Influence of liquid bridges on the mechanical behaviour of polydisperse granular materials*, Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech., 30, pp. 213-228, 2006.
- [10] P. Tegzes, R. Albert, M. Paskvan, A.-L. Barabási, T. Vicsek and P. Schiffer, *Liquid-induced transitions in granular media*, Phys. Rev. E, 60(5), pp. 5823-5826, 1999.
- [11] C. Coste and B. Gilles, *On the validity of Hertz contact law for granular material acoustics*, Eur. Phys. J. B 7, 155-168, 1999.

- [12] S. Job, F. Santibañez, F. Tapia, and F. Melo, *Nonlinear waves in dry and wet Hertzian granular chains*, *Ultrasonics*, 48(6-7), pp. 506-514, 2008.
- [13] X. Jia, *Codalike multiple scattering of elastic waves in dense granular media*, *Phys. Rev. Lett.*, 93:154303, 2004.
- [14] T. Brunet, X. Jia and P. Mills, *Mechanics for acoustic absorption in dry and weakly wet granular media*, *Phys. Rev. Lett.*, 101:138001, 2008.
- [15] K. L. Johnson. *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [16] R. D. Mindlin. *Compliance of elastic bodies in contact*, *J. of Appl. Mech.*, 71 :259-268, 1949.
- [17] K. L. Johnson. *Surface interaction between elastically loaded bodies under tangential forces*, *Proc. R. Soc. London., Ser. A* 230, 531-548, 1954.
- [18] C. Coste, E. Falcon and S. Fauve. *Solitary waves in a chain of beads under Hertz contact*, *Phys. Rev. E*. 56(5) :6104-6117, 1997.
- [19] L. Brillouin. *Wave propagation in periodic structures*, Dover Publications, 1953.
- [20] M. De Billy. *Experimental study of sound propagation in a chain of spherical beads*, *J. Acoust. Soc. Am.*, 108(4) :1486-1495, 2000.
- [21] J.D. Goddard. *Nonlinear elasticity and pressure-dependent wave speeds in granular media*. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 430 :105-131, 1990.
- [22] J.-N. Roux. In Behringer & Jenkins, editor, *Powders and Grains*, pages 215-218, Rotterdam, 1997. Balkema.
- [23] D. Royer, E. Dieulesaint, X. Jia and Y. Shui, *Optical generation and detection of surface acoustic waves on a sphere*, *Appl. Phys. Lett.* 52(9), 706-708, 1987.

- [24] A.C. Hladky-Hennion, F. Cohen-Tenoudji, A. Devos and M. de Billy, *On the existence of subresonance generated in a one-dimensional chain of identical beads*, J. Acoust. Soc. Am. 112(3), 850-855, 2002.
- [25] C. Coste, E. Falcon et S. Fauve, *Propagation d'ondes non linéaires dans une chaîne de billes en contact de Hertz*, dans "des géomatériaux aux ourrages", édité par C. Petit, G. Pijaudier-Cabot, J.M. Reynouard, p. 33, Hermès, Paris, 1995.
- [26] V. F. Nesterenko, *Propagation of nonlinear compression pulses in granular media*, J. Appl. Mech. and Tech. Phys. 24(4), 567-575, 1983.
- [27] S. G. Bardenhagen, J. U. Brackbill and D. Sulsky, *Numerical study of stress distribution in sheared granular materials in two dimensions*, Phys. Rev. E 62(3), 3882-3890, 2000.
- [28] M. E. Gates, J. P. Wittmer, J. P. Bouchaud and P. Claudin, *Jamming, forces chains, and fragile matter*, Phys. Rev. Lett. 81, 1841, 1998.
- [29] S. F. Edwards and D. V. Grinev, *Statistical mechanics of stress transmission in disordered granular arrays*, Phys. Rev. Lett. 82(26), 5397-5400, 1999.
- [30] H. A. Makse, D. L. Johnson and I. M. Schwartz, *Packing of compressible granular materials*, Phys. Rev. Lett. 84(18), 4160-4163, 2000.
- [31] L. E. Silbert, G. S. Grest and J. W. Landry, *Statistics of the contact network in frictional and frictionless granular packings*, Phys. Rev. E 66, 061303, 2002.
- [32] F. Radjai, M. Jean, J. J. Moreau and S. Roux, *Force distribution in dense two-dimensional granular systems*, Phys. Rev. Lett. 77(2), 274-277, 1996.
- [33] G. Lovoll, K. J. Maloy, and E. G. Flekkoy, *Force measurement on static granular materials*, Phys. Rev. E 60(5) :5872-5878, 1999.
- [34] N. W. Mueggenburg, H. M. Jaeger and S. R. Nagel, *Stress transmission through three-dimensional ordered granular array*, Phys. Rev. E 66 :031304, 2002.

- [35] T. Travers, M. Ammi, D. Bideau, A. Gervois, J. C. Messenger and J. P. Troadec, *Uniaxial compression of 2d packings of cylinders*, Effects of weak disorder. Europhys. Lett., 4 :329-332, 1987.
- [36] F. Radjai, D. Wolf, M. Jean and J. J. Moreau, *Bimodal character of stress transmission in granular packings*, Phys. Rev. Lett., 80(1) :61-64, 1998.
- [37] P. Claudin, *La physique du tas de sable*, Annales de Physique, 1999.
- [38] Yoshimitsu Kikuchi, *Ultrasonic transducer*, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Tokyo, 1969.
- [39] Alan S. Morris, *Measurement and instrumentation principles*, Tercera edición, 2001.
- [40] Olympus NDT, *Ultrasonic transducer, technical notes*, Panametrics-NDT
- [41] F. Hentzschel, *Evaluación del potencial de los ultrasonidos como herramienta de diagnóstico de parámetros de calidad de frutas*, Tesis para optar al título de Ingeniero Físico de la Universidad de Santiago de Chile, 2008.
- [42] , D. L. Johnson, H. A. Makse, N. Gland, L. Schwartz, *Nonlinear elasticity of granular media*, Physica B, 279, 134-138, 2000.
- [43] X. Jia, C. Caroli, B. Velicky, *Ultrasound propagation in externally stressed granular media*, Phys. Rev. Lett., 82 :1863-1866, 1999.
- [44] J. -C. Gérminard and H. Gayvallet, *Thermal conductivity of a partially wet granular material*, Phys. Rev. E, 64, 041301, 2001.
- [45] A. Legendijk, R. Vreeker, P. De Vries, *Influence of internal reflection on diffusive transport in strongly scattering media*, Phys. Lett. A 136 (1989) 81.
- [46] J.X. Zhu, D.J. Pine, D.A. Weitz, *Internal reflection of diffusive light in random media*, Phys. Rev. A 44 (6) (1991) 3948-3959.

- 
- [47] J.H. Page, H.P. Schriemer, A.E. Bailey, D.A. Weitz, *Experimental test of the diffusion approximation for multiply scattered sound*, Phys. Rev. E 52 (1995) 3106.
- [48] G.V. Latham, M. Ewing, F. Press, G. Sutton, J. Dorman, Y. Nakamura, N. Toksoz, R. Wiggins, J. Derr, F. Duennebier, *Passive seismic experiment*, Science 167 (3918) (1970) 455-457.

