

تأثير الضغط الإشعاعي الصوتي على الفقاعات الهوائية

ربيعة رمضان السني

كلية العلوم / غريان / جامعة الجبل الغربي

Abstract :

In this paper, we will shed light on the impact of ultrasound waves on air bubbles formed within the media, including so-called radiated pressure, where the voice of the tsunami working to make air bubbles in a certain way when exposed to it. This behavior depends on the radius of bubbles. These phenomena have been studied theoretically. Laws and theories under which aerobic bubbles were concluded since the fifties of the last century by scientists Kawashima, Yosioka and Hirano. In the beginning of the century, this subject received attention of many scientists in different countries in order to confirm the theories that have been reached and approved them by experiments. One of those experiments will be presented in this research concerned with behavior of air bubbles when exposed to radiation from ultrasound waves. Small bubbles which have a radius smaller than the radius resonant gathered in groups toward the trough of sound waves and large bubbles in the opposite direction where this behavior studied in case of ongoing and suspended waves.

الخلاصة :

في هذا البحث سنسلط الضوء على تأثير الموجات فوق السمعية على الفقاعات الهوائية المتكونة داخل سائل بما يسمى الضغط الإشعاعي الصوتي حيث تعمل هذه الموجات على جعل الفقاعات الهوائية تسلك سلوكا معيناً عند تعرضها لها ويتوقف هذا السلوك على حجم الفقاعة.

لقد درست هذه الظواهر نظرياً وتم استنتاج القوانين والنظريات الخاضعة لها الفقاعات الهوائية منذ خمسينيات القرن الماضي من قبل العلماء كاواشيما Kawasima ، يوزيوكا Yosioka والعالم هيرانو Hirano ، وفي بداية هذا القرن نال هذا الموضوع اهتمام الكثير من العلماء في دول مختلفة من أجل تأكيد

النظريات التي تم التوصل إليها وإثباتها بالتجارب العملية. واحدة من تلك التجارب سيتم عرضها في هذا البحث والخاصة بسلوك الفقاعات الهوائية عندما تتعرض لإشعاع من الموجات فوق السمعية فالفقاعات الصغيرة التي لها نصف قطر اصغر من نصف القطر الرنيني تتجمع في مجموعات باتجاه بطون الموجات الصوتية والفقاعات الكبيرة في الاتجاه المضاد حيث يتم دراسة هذا السلوك في حالة الموجات المستمرة والموقوفة.

المقدمة :

ضغط الإشعاع الصوتي من المواضيع التي درست في الخمسينيات من القرن الماضي من قبل العلماء K.Yosioka, Y. Kawasima, H. Hirano [1] وهو عبارة عن قوة هيدروديناميكية تؤثر على فقاعات السوائل عندما تكون تحت تأثير مجال صوتي وذلك في حالتها الموقوفة والموجات المستمرة، حيث تجمع الفقاعات نفسها في مجموعات معينة ومحددة تتحرك داخل السائل [2]. بشكل عام فان ضغط الإشعاع الصوتي مماثل لضغط الإشعاع الضوئي وتلعب قوى بجير كنس Bjerknes دوراً أساسياً في مثل هذه الظواهر التي لها صلة كبيرة بضغط الإشعاع الصوتي مثل ظاهرة ، Kavitation Sonolumineszenz, Levitation [3]، وسندرس هنا إحدى هذه الظواهر بشي من التفصيل:

ظاهرة Kavitation :

تعرف هذه الظاهرة باختصار بأنها تكون التجاويف الهوائية داخل السوائل. هذه التجاويف تتكون عندما يقل ضغط البخار عن ضغط السائل فتتكون فقاعات مملوءة بالبخار. انشقاق او تفتق السائل يكون إما عن طريق جهد مبذول أو عن طريق إمداد النظام بالحرارة . ومن الأسباب الشائعة لتكون kavitation حركة الأشياء بسرعة داخل الماء، ارتفاع درجات الحرارة ، الموجات فوق سمعية acoustic kavitation ، تسليط ضوء الليزر وأخيراً إدخال جسم بسرعة إلى الماء. اشتق مصطلح kavitation من الفعل الإيطالي cavitare والذي يعني تكوين أو بناء التجاويف ولتكوين التجاويف في سائل لابد أولاً من تمدد السائل ثم تفتقه

أو فتحه. نظرياً يمكن للسوائل أن تتحمل جهود عالية بمعنى آخر ضغوط منخفضة. لتكون الكافيتيشن kavitation أصبح ضرورياً أن يكون الضغط منخفضاً والماء نظيفاً نظافة مطلقة عند درجة حرارة 20°C (أخذت من منحنيات فان دير فالس) نظرياً تستخدم جهوداً عالية للحصول على حوالي 10^4 bar والذي يطابق انضغاطية الماء المتبادلة أو العكسية[4].

ديناميكية الفقاعات :

نفترض هنا فقاعة بقطر $R(t)$ ، ضغط $P(t)$ ودرجة حرارة $T(t)$ حيث t هو الزمن في سائل ما والضغط ودرجة الحرارة بعيداً عن الفقاعة هما T_{∞} و $P_{\infty}(t)$ ، ولاستنتاج المعادلات التي تصف ديناميكية الفقاعات نفترض أن الفقاعات كروية وأن الحركة متماثلة، بالإضافة إلى أن ما بداخل الفقاعة متجانس والسائل غير قابل للانضغاط. وكما بالشكل نحظ فقاعة على بعد r من المركز ومن قانون حفظ الكتلة نجد العلاقة[5]:

$$t, r) u = \frac{F(t)}{r^2} \quad (1)$$

حيث $t, r) u$ سرعة التيار داخل السائل و $t, r) F$ دالة في سطح الفقاعة وبمراعاة الشروط الحدية للفقاعة نجد أن:

$$t, r) u = \frac{dR}{dt}$$

$$F(R) = \left(t^2 \frac{dR}{dt} \right) \quad (2)$$

مع ضرورة مراعاة حالة تكثف البخار بداخل الفقاعة فحجم البخار الناتج مساوياً لحجم للفقاعة $4\pi R^2 \frac{dR}{dt}$ أما الكتلة فهي $4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \rho_V(T_B)$ حيث $\rho_V(T_B)$ كثافة البخار في هذه الحالة. وبالتالي تعطى القوة بالعلاقة:

$$t) F) = \left[1 - \frac{\rho^V(T_B)}{\rho^L} \right] R^2 \frac{dR}{dt} \quad (3)$$

تتقسم هذه القوى إلى قوى ابتدائية وثانوية فقوى Bjerknas الابتدائية هي القوة المتوسطة المؤثرة على الفقاعة والتي تعاني منها الفقاعة في المجال الصوتي وأيضاً تحدد للفقاعة موضعاً محدداً في هذا المجال. اكتشفت هذه القوى بواسطة العالمان C.A Bjerknas, V. Bjerknas قبل مئات السنين. [11] ويمكن استنتاج هذه القوة بافتراض أن الفقاعة كروية الشكل وتحاط بسائل ما. في السوائل وعندما تكون صوت $\lambda \ll R$ تتحكم في السائل قوة تدرج الضغط ∇p ويوضح الشكل (2) تأثير القوة من خلال تدرج المجال الصوتي وتكون القوة المؤثرة على وحدة الحجم dV هي:

$$F d = - \nabla p dV \quad (6)$$

وفي كامل الحجم تكون القوة على الشكل: $F = - \nabla p . V$
فتكون قوة Bjerknas الابتدائية على الشكل:

$$\vec{F}_{B1} = \langle V(t) \nabla p_a(t) \rangle_T \quad (7)$$

حيث الحجم يساوي $V(t) = \frac{4\pi R^3(t)}{3}$ هو حجم الفقاعة و $p_a(t)$ الضغط المتغير للصوت في موضع الفقاعة والأقواس المدببة تدل على القيمة المتوسطة للتردد الدوري للفقاعة [6].

في حالة الموجات المستمرة يأخذ الضغط الصوتي الشكل: $p_a \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})$
 $\vec{p} =$ وبالتعويض عن الضغط تكون القوة الابتدائية لبجيركناس Bjerknas معطاة بالشكل:

$$\vec{F}_{pB} = -P_a \vec{k} V \text{Sin} (\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x}) \quad (8)$$

وفي حالة الموجات الموقوفة لضغط بقيمة $a P_a \cos \omega t \cos \vec{k} \cdot \vec{x}$ هي :

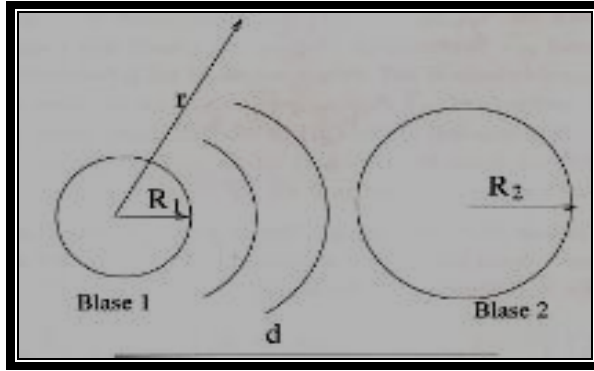
$$\vec{F}_{pB} = 2 P_a \vec{k} V \text{Sin} (\vec{k} \cdot \vec{x}) V \quad (9)$$

ومن الفرض الخاص بالحجم عند الضغط الموجب أي(حجم الفقاعة يكون في القيمة الدنيا عندما يكون الضغط في قيمته العظمي) فان قوة بجير كنس الابتدائية تظهر سلوكاً مختلفاً للفقاعات حسب القطر فالفقاعة التي لها قطر اصغر من قطر الرنين تأخذ اتجاها عكس الفقاعات التي لها قطر اكبر وهذا السلوك يرجع بكل تأكيد إلى أن القيمة المتوسطة $\langle V(t) \nabla p_a(t) \rangle$ تظهر الاتجاه الذي يقل فيه تدرج الضغط عندما يكون حجم الفقاعة كبيراً [12] . ومن ذلك فان الفقاعة تتجول أو تنتقل بسلوك محدد فالفقاعات الصغيرة التي يكون لها قطر أصغر من

القطر الرنيني تتجه باتجاه بطون الموجات الصوتية لتدرج الصوت والفقاعات الكبيرة في الاتجاه المضاد باتجاه العقد [12] حيث سيتم استخدام علاقة تربط بين التردد والقطر الرنيني لفقاعة موضوعة في سائل ما [9] والعلاقة هي $R_0 \approx 3.23m/s \approx f_0$.

قوة Bjerknes الثانوية :

هنا نراقب فقاعتين في مجال صوتي مستقر أو ثابت، الطول الموجي للموجات كبير بالنسبة لمتوسط المسافة بين فقاعتين وهذه الأخيرة تكون كبيرة بالنسبة لأقطار الفقاعات. سنفترض لاحقاً أن السعة والطور للموجات الصوتية المؤثرتان على الفقاعتين متساويتان وهاتان الفقاعتان كرويتا الشكل بانصاف أقطار $R_1(t)$ و $R_2(t)$. توضع الفقاعة الأولى ذات نصف القطر $R_1(t)$ في نقطة أصل النظام الاحداثي وتوضع الأخرى على مسافة d من الفقاعة الأولى كما بالشكل (2).



الشكل (2) يمثل القوة الثانوية بين فقاعتين حيث ينبعث من الفقاعة المتذبذبة الأولى موجات صوتية ناحية الفقاعة الثانية.

الفقاعة الثانية لها حجم $V_2 = \frac{4\pi}{3} R_2^3$ وتدرج الضغط ∇P_2 ينتج عنه قوة مقدارها :

$$F_{12} = -V_2 \nabla P_2 \quad (10)$$

وسرعة الفقاعة المتذبذبة في سائل غير قابل للانضغاط تكتب بالشكل:

$$t,r)u) = \frac{R^2_1 R_1}{r^2} \quad (11)$$

باستخدام معادلة اويلر بدون الحد $\frac{\partial u_1}{\partial r} u_1$ ذو الرتبة الخامسة r^5 يمكننا كتابة
المعادلة الآتية: $=0$ (12)

$$Q \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) + \frac{\partial P_1}{\partial V}$$

بالتعويض وإجراء التكامل نحصل على:

$$\frac{\partial P_1}{\partial r} = - \frac{q}{r^2} \cdot \frac{d}{dt} (R^2_1 R_1) \quad (13)$$

ومنه فان الضغط يكون:

$$P_1 = \frac{q}{r} \frac{d}{dt} \cdot (R^2_1 R_1) \quad (14)$$

حقل الضغط التابع للفقاعة الأولى يؤثر بالإضافة للضغط المهيج على الفقاعة الثانية وبالعكس. ويتعويض المعادلة 11 في المعادلة 12 نحصل على القوة التي تؤثر بها الفقاعة الأولى على الفقاعة الثانية التي تبعد مسافة d عنها :

$$\overrightarrow{F^{1 \rightarrow 2}} = - V_2 \nabla P_1$$

ويمكن إعادة كتابة المعادلة بالشكل :

$$\overrightarrow{F^{1 \rightarrow 2}} = \frac{q}{4\pi d^2} V_2 (t) \frac{d^2}{dt^2} V_1 (t) \overrightarrow{er}$$

حيث \overrightarrow{er} متجه الوحدة وباخذ القيمة المتوسطة عبر دورة T وإجراء التكامل نحصل على القوة الثانوية لجير كنس ولها الشكل:

$$B_2 = \langle \overrightarrow{F^{1 \rightarrow 2}} \rangle_T = \frac{q \overrightarrow{er}}{4\pi d^2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (t) V_2 \frac{d^2}{dt^2} V_1 td$$

$$\overrightarrow{F^{1 \rightarrow 2}}$$

$$= \frac{q \overrightarrow{er}}{4\pi d^2} \cdot \frac{1}{T} [V_2 \cdot V_1]_0^T - \int_0^T V_2 \cdot V_1 td$$

$$\overrightarrow{F^{1 \rightarrow 2}}_{B_2} = - \frac{q \overrightarrow{er}}{4\pi d^2} \langle V_2 V_1 \rangle_T \quad \text{وهذا يعني أن:}$$

ونلاحظ أن التأثير المتبادل للقوة الثانوية بين الفقاعتين متساو في القيمة ولكن في عكس الاتجاه أي أن:

$$\overrightarrow{F^{1 \rightarrow 2}}_{B_1} = \overrightarrow{F^{2 \rightarrow 1}}_{B_1}$$

الموجات فوق السمعية :

في المجال الصوتي استعمل العلماء سابقاً كمكبرات صوتية بواعث الكتروديناميكية ترتبط ارتباطاً كبيراً مع مساحة الاشعاع . أما اليوم فقد استعمل العلماء بواعث أو مصادر صوتية تبني فكرتها على مبدأ التخضر المغناطيسي [14] magnetostriktiv أو على مبدأ الإجهاد الكهربي (الكهربية الاجهادية) [11]. piezoelectric

ظاهرة التخضر المغناطيسي :

وفقاً لهذه الظاهرة فانه عندما يوضع قضيب من مادة عالية النفاذية المغناطيسية مثل الحديد أو النيكل في مجال مغناطيسي متناوب سريع التغير فان تردد القضيب يكون ضعف تردد المجال المغناطيسي المسلط كما ان تردد القضيب طولياً وتقلصه يولدان موجات فوق صوتية في الوسط الذي يحيط به، يتكون الضارب المغناطيسي المستخدم لهذا الغرض من مادة فيرومغناطيسية في مجال مغناطيسي حيث يعاني الجسم تغيرات مرنة في الطول عند ثبوت الحجم. في حالة خاصة مثلاً خليط المعادن توجد هناك إمكانية ضارب مغناطيسي حجمي حيث يكون الحجم في هذه الحالة متغير، وتفسير هذه الظاهرة حسب ميكانيكا الكم (وهو نفس السبب للتباين المغناطيسي magnetic anisotropie) هو الاقتران أو التأثير المتبادل بين العزم المغزلي والمداري لمادة فيرومغناطيسية عندما يسלט عليها مجال مغناطيسي خارجي حيث تنتظم المناطق وتنظم نفسها في خطوط مستقيمة متساوية ثم بدوران ثنائي القطب يتغير طول القضيب في مدى تقريباً 30-10 ميكرومتر لكل متر . ومن خلال المجال المغناطيسي الخارجي يهيج الفيرومغناطيس إلى تذبذبات حركية أو اهتزازات حركية .

الاجهادية الكهربية :

يقصد بالاجهادية الكهربية هو التأثير المشترك من الضغط الحركي و الجهد الكهربي في الجسم الصلب . وتعتمد على ظاهرة تغير أو تشويه أسطح مواد معينة عندما تتعرض لشحنات كهربية وهذا ما يسمى بالتأثير المباشر . وبالعكس تتشوه المواد وخاصة البلورات عند تعرضها لجهد كهربي وتسمى هذه بالتأثير المعكوس. يرجع سبب الإجهاد الكهربي إلى عدم التماثل في بنية البلورات الذي يسبب تشوهات مرنة في البلورات حيث تنتقل الايونات الموجبة في عكس اتجاه

السالبة فتتحول كل خلية إلى ثنائي القطب و البلورات الي بلورات ثنائية القطب الكهربائي. هذا التأثير اكتشف أول مرة سنة 1881 بواسطة P. Curie [12] .
 يتكون مصدر الاجهادية الكهربائية للموجات فوق السمعية في ابسط الحالات من طبقة (piezoelectric) يكون لها توجيه مناسب بحيث يظهر فوق الجهتين طبقة موصلة للكهرباء سمك هذه الطبقة يتغير بتغير توافق حركة المجال المتغير عند تسليط جهد كهربائي متغير عليه.

ولاستنتاج معادلات وثوابت للمواد الاجهادية نفترض طبقة بسمك b قطعت من بلورة piezoelectric فعند تطبيق جهد U على الكترود المجال الكهربائي الذي مقداره E ينتج جهد حركي:

$$\sigma = -E e \quad (15)$$

حيث e ثابت التناسب ويمثل ثابت المواد وأيضاً عند تسليط قوة خارجية يتغير قسرياً سمك الطبقة بمقدار s ويكون على الشريحة بسبب تأثير الاجهادية استقطاب العوازل والذي يسبب في ازاحة D التي تعطى بالشكل:

$$s e = D \quad (16)$$

هذه المعادلات غير كافية لان الجهد الحركي لا يتكون بسبب تأثير الاجهاد الكهربائي فقط ولكن أيضاً بسبب التشوه الحركي. في حالة الانضغاطية يجب معالجة التغير الحادث في السماكة s والتمدد الحاصل الذي يكون سببه بالإضافة الي ظاهرة piezoelectric شدة المجال الكهربائي، وبالتالي تصبح المعادلة الأساسية هي بالشكل:

$$\sigma = K_E s \cdot -E \cdot e \quad (17)$$

$$e = D \cdot s + \epsilon_s E \quad (18)$$

حيث: E متجه المجال الكهربائي , K_E رقم المرونة, σ الجهد الحركي , ϵ_s مصفوفة ثوابت العوازل, e ثابت شحنة الاجهاد الكهربائي, S التمدد .

عندما تتعدم القوى المؤثرة على الشريحة أي ان $\sigma = 0$ وبالتالي تصبح $\sigma / K_E = Ee = s$ و D تأخذ الشكل:

$$D = \left(\epsilon + \frac{e^2}{K_E} \right)$$

في هذه الحالة فان ثابت العزل المؤثر الذي يساوي :

$$\epsilon_{\sigma} + \epsilon_s = \frac{e^2}{KE}$$

يكون اكبر من تغير السمك للشريحة والطاقة الكهربائية المخزنة في المادة الاجهادية تعطى بالعلاقة:

$$\frac{1}{2} ED = \frac{1}{2} \epsilon_s E^2 + \frac{1}{2} \frac{e^2}{KE} E^2$$

ويمكن كتابة العلاقة بين ϵ_{σ} ، ϵ_s بالشكل:

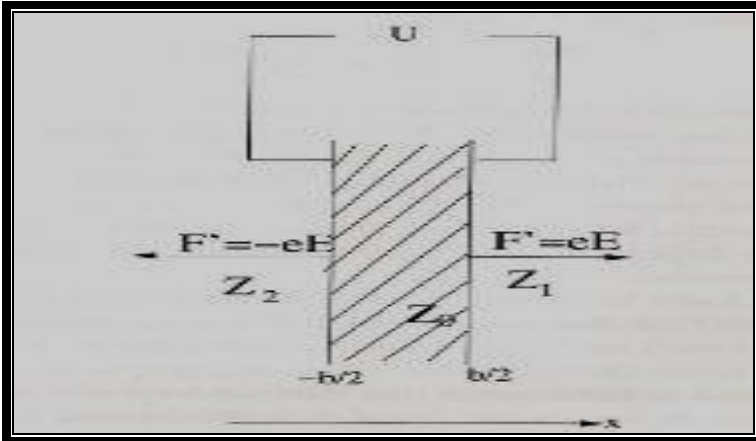
$$\epsilon_s = \epsilon_{\sigma} (1 - k^2)$$

حيث k معامل الاقتران وعندما تكون $D = 0$ في حالة الدائرة المفتوحة يكون :

$$K_E = K_D(1 - k^2)$$

تنذب السمك الاجهادي الكهربى :

عندما تتمدد الشريحة ذات السمك b تمدداً كبيراً فإنها تظهر تغيرات في السمك عندما يسلط عليها مجال كهربى عمودى على مستويات الشريحة. سنفترض هنا انه لدينا ثوابت الانضغاطية e_{11} ، e_{33} ونفترض أيضاً أن محور x موازياً للشريحة ونراقب هنا الموجات في الاتجاه الموجب أو السالب لمحور x انظر الشكل.



الشكل (3) الاجهادية الكهربائية على سطح شريحة ما في مجال كهربى

في حالة التغيرات السريعة وخاصة في حالة الموجات فوق السمعية يلعب قصور الكتلة دوراً مهماً والاضطرابات الحادثة في المواد الانضغاطية ليست لحظياً ولكنها تأخذ شكل الموجات. التي تكون على هيئة موجات طولية، يعطى معامل المرونة بالشكل:

$$K_E = 2 \mu + \lambda = \rho_0 c_L^2 \quad (19)$$

ومعادلة المجال الصوتي في بعد واحد تساوي:

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (20)$$

وتساوي عند استبدال الضغط P بالجهد المطبق السالب $-\sigma$ والسرعة تستبدل ب $\frac{\partial \xi}{\partial t}$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (21)$$

بترتيب الحدود نحصل على:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho_0 c_L^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{eE}{\partial x} \quad (22)$$

بمقارنة هذه الأخيرة بالمعادلة التي تسبقها نحصل على :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\partial eE}{\partial x} \frac{1}{\rho_0 c^2} \quad (23)$$

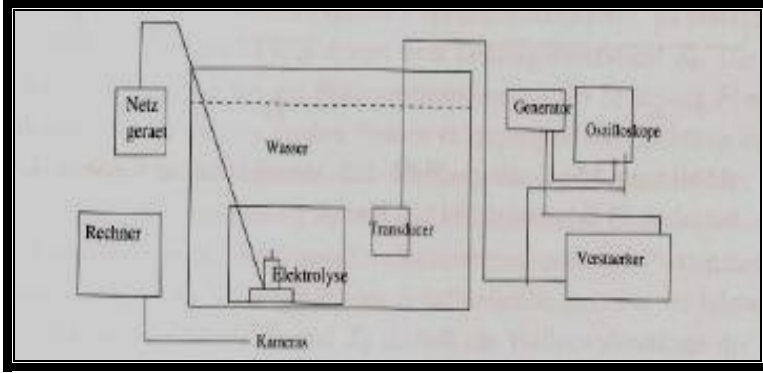
ويلاحظ أن الكترود الطبقة السطحية لشريحة المعدن يحدث تكثف على الشريحة يكون فيه المجال الكهربائي ذو الشدة E ثابتاً. الطرف الأيمن من المعادلة لا يساوي الصفر فقط على سطح الشريحة حيث تضعف قوة الاجهادية وتخرج الموجات الصوتية من هناك.

في الشكل السابق يلاحظ على الجهة اليمنى لسطح الشريحة القوة المسحوبة على المساحة $Ee = F$

وعلى الجهة اليسرى يلاحظ القوة المضغفة وتكون في عكس الاتجاه.

عملياً لدراسة السلوك المحدد للفقاعات في المجال الصوتي يستخدم الجهاز المبين بالشكل (4). حيث نستخدم حوض ماء بحجم 30*30*60 سم³ وصندوق مصنوع من زجاج لا ينكسر يسمى plexiglas بحجم 11*17*23 سم³ يوضع داخل الحوض ونضع به مولداً للفقاعات تصنع أنبويته من البلاتين (Elektrolyse) ومحول الطاقة الذي يأخذ شكل الشطيرة تصنع من الالومنيوم في طبقتين تتوسطهما طبقة من النحاس الأصفر (Transducer) بالإضافة إلى أجهزة إلكترونية أخرى

مثل المضخم verstärker، المذبذب oszilloskop، مصدر للجهد Netzgerät، مولد Funktionsgenerator. لتصوير الفقاعات نستخدم كاميرا رقمية (Hisis 2002) لها قدرة تحليلية 100 frams/sec توصل بكمبيوتر .



الشكل (4) يمثل ترتيب الأجهزة المستخدمة في التجربة.

بعد إعداد الأجهزة للعمل فبعضها يوضع في الماء لذلك يجب أن تجهز أولاً فيغطي مثلاً مولد الطاقة، تقاس المسافة بين هذا المولد والعاكس الذي بالصندوق الصغير داخل الحوض حيث يجب أن تكون أنصاف أعداد صحيحة من الطول الموجي، بعد ذلك نغمر الهيدروفون في الماء لتحويل الصوت إلى جهد كهربي يقاس بالأجهزة السابقة الذكر. يعدل التردد عند قيم 25,45.79,120 كيلوهرتز، ويستعمل جهد 5-8 فولت لتنتقل الفقاعات من الاكتروليزور بانتظام ومنفردة إلى الأعلى. للتصوير تضاء الأجهزة من الخلف لرؤية الفقاعات.

النتائج: أ/ في حالة الموجات المستمرة: كما سبق ذكره يغطي الصندوق الصغير بماص الموجات فوق السمعية من كافة الجوانب والأرضية وتم استخدام صندوق صغير لتقليل الحيز لنتمكن من الحصول على موجات مستمرة.

- أنصاف أقطار الفقاعات: في الترددات المنخفضة فقاعات مختلفة الأقطار ، لكن في الترددات العالية تم الحصول على الفقاعات الكبيرة فقط بسبب الضغط الصوتي العالي فتتجمع الفقاعات في قمة المنبع حتى يزداد حجمها و أيضاً بسبب القوة الثانوية لبجيركنس. وأنصاف أقطار

الفقاعات موضحة بالجدول (1) وأستخدم برنامج Hisis لتتبع الفقاعات وقياس أقطارها وسرعاتها.

الجدول (1) يوضح نصف القطر الريني وأنصاف الأقطار المتحصل عليها في التجارب لترددات مختلفة.

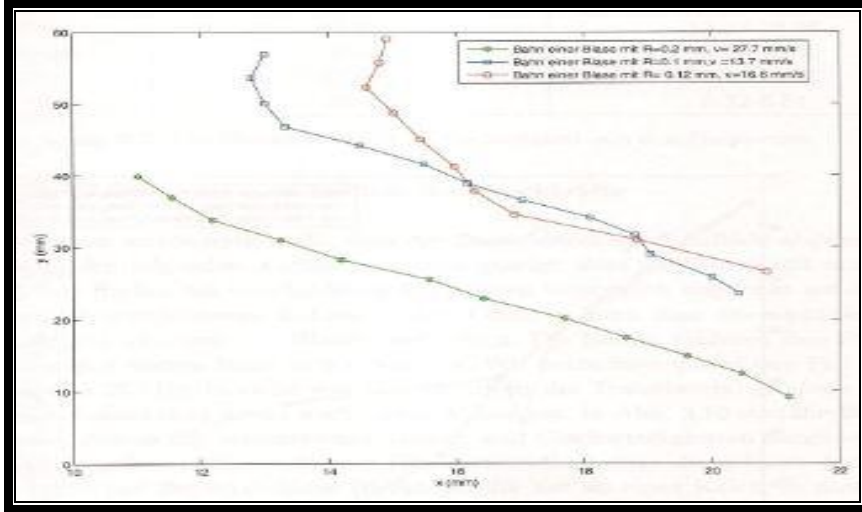
نصف القطر المقاس (mm)	نصف القطر الريني (mm)	التردد (kHz)
0.03-0.19	0.12	25.95
0.04-0.12	0.07	45.6
0.05-0.28	0.04	79.4
0.05-0.2	0.03	120.25

- السرعة : تتوقف السرعة التي ترتفع بها الفقاعات على عدة عوامل منها نصف القطر فالفقاعات الكبيرة ترتفع بسرعة كبيرة عكس الصغيرة وأيضاً تتوقف على قوى بجيركنس الابتدائية والثانوية. حيث نرى ذلك في الجدول (2) ونلاحظ أن الفقاعات الصغيرة في التردد العالي 120 kHz ترتفع بسرعة منخفضة.

الجدول (2) علاقة التردد بسرعة الفقاعات الهوائية الكبيرة والصغيرة.

سرعة الفقاعات الصغيرة (mm/s)	سرعة الفقاعات الكبيرة (mm/s)	التردد (kHz)
28.08-13.22	43.07	25.95
18.02-13.78	39.5	45.6
25.67-14.45	47.02	79.4
6.84-5.32	30.04	120.25

- مسار الفقاعات تحت تأثير عالي الضغط : عندما تتعرض الفقاعات للضغط الإشعاعي الصوتي فإنها تغير مسارها تحت تأثير قوي بجيركنس ، وتتكون أحياناً نتوءات أو قمم كما بالرسم البياني الشكل (5) هذه المسارات الموضحة بالشكل عند تردد 45 كيلوهيرتز لثلاث فقاعات بأنصاف أقطار وسرعات مختلفة حيث نلاحظ ان هذه الفقاعات تتجه جميعها باتجاه العقد حيث أن لها أنصاف أقطار أكبر من نصف القطر الرينى وتختلف فقط في السرعة التي ترتفع بها ،الرسم هذه المسارات استخدم برنامج Matlab.

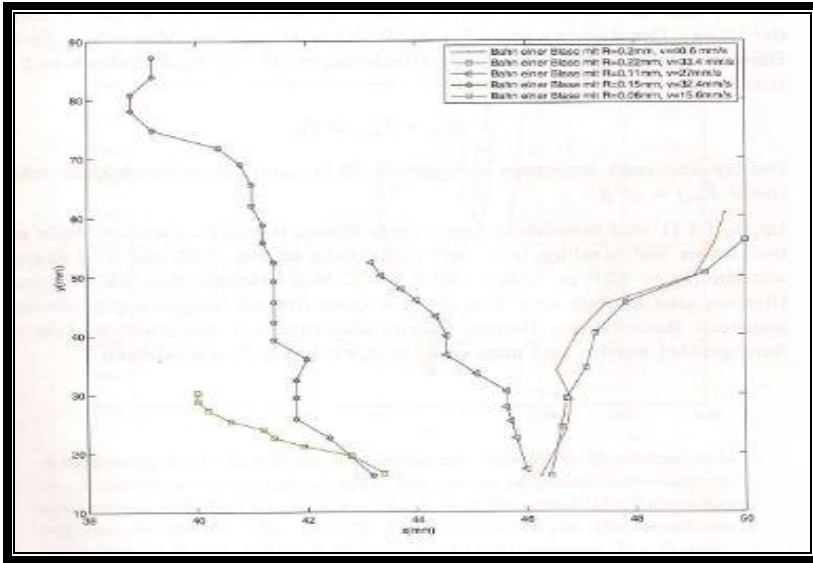


الشكل (5) مسار الفقاعات الهوائية عند تردد 45kHz وجهد (11 V) وارتفاع المنبع 13.5cm .

- الموجات الموقوفة: للحصول على الموجات الموقوفة نستخدم عاكساً مناسباً يوضع في الجهة المقابلة لمنبع الفقاعات ومصدر لموجات فوق سمعية، كعاكس تم استخدام مادة المطاط الإسفنجي حيث تتقابل الموجات الصادرة مع الموجات المنعكسة وتتكون الموجات الموقوفة، ويكون الانعكاس كاملاً عندما تكون المسافة

من المنبع إلى العاكس مضاعفات صحيحة من نصف طول الموجة، فتتكون البطون على الطبقة السطحية للعاكس تماماً تليها العقد و هكذا، في هذه الحالة كانت العلاقة بين السرعة وانصاف الأقطار للفقاعات علاقة خطية عند اغلب الترددات.

- مسار الفقاعات خلال الموجات الموقوفة: لهذه الفقاعات مسارات مطابقة تماماً للنظرية عند ترددات مختلفة وكمثال اخترنا المسارات عند تردد 120 كيلوهرتز الشكل (6) حيث يلاحظ أن للفقاعات الكبيرة نفس المسار الذي يعاكس المسار المتطابق للفقاعات الصغيرة.



الشكل(6)مسار الفقاعات عند تردد 120kHz تتجه الفقاعات $R < 0.15$ نحو اليسار باتجاه البطون والتي لها $R > 0.2$ mm تتجه بالاتجاه المضاد.

المراجع:

- [1] K.YOSIOKA and Y.KAWASIMA:Acoustic radiation pressure on bubbles and their logarithmic decrement. Acustica 167(5),173-178,1995.
- [2] A.A DOINIKOV: Acoustic radiation forces: Classical theory and recent advances. Research Devel Acoustics(1),39-67,2003.
- [3] A.A DOINIKOV: Theory of acoustic radiation pressure for actual fluids. Phys.Rev. E 54(6),6297-6303,1996.

- [4] J.ACKERET: Experimentelle und theoretische Untersuchung über Hohlraumbildung im Wasser. *Forschung im Ingenieurwesen* 1(2),63-72,1930.
- [5] C.E.BRENNEN: *Cavitation and Bubble Dynamics*, Band 44 der Reihe *Oxford Engineering Science*. Oxford University Press,1995.
- [6] M.S. PLESSET: The Dynamics of Cavitation Bubbles. *J.Appl.Mech.*16,277-282,1949.
- [7] F.R.GILMORE: The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. *Technischer Bericht 26-4*,Hydrodynamics Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena California,USA,1952.
- [8] J.B.KELLER and M.MIKSIS: Bubble oscillations of large amplitude. *J.Acoust.Soc.Am.*57(6),628-633,1980.
- [9]H.G.FLYNN: Cavitation dynamics. I. A mathematical formulation. *J.Acoust.Soc.Am.*57(6),1379-1396,1975.
- [10] A.PROSPERTTI: The thermal behaviour of oscillating gas bubble. *J.Fluid Mech.*222,587-615,1991.
- [11]V.F.K.BJERKNES: *Die Kraftfelder*. Viewegund ,Braunschweig,Germany,1909.
- [12] R.METTIN,S.LUTHER,C-D. OHL and W.LAUTERBORN: Acoustic cavitation structures and simulations by a particle model. *Ultrasonics* 6,25-29,1999.
- [13] P.CURIE: Ein Leben für die Forschung. *Physik in unserer Zeit*37(3),116-121,2006.
- [14] H.KUTTRUF: *Physik und Technik des Ultraschall*.S.Hirzel,1988.
- [15] M.MINNAERT: On Musical Air Bubble and the Sound of Running Water, *Phil.Mag.*16(7),235-248,1933.
- [16] R.METTIN,S.LUTHER,C-D. OHL and W.LAUTERBORN: Acoustic cavitation structures and simulations by a particle model. *Ultrasonics* 6,25-29,1999.
- [17]R.METTIN,I.AKHATOV,U.PARLITZ,C.D.OHLandW.LAUTERBOURN: Bjerknes forces between small cavitation bubble in a strong acoustic field, *Phys. Rev.*1997.
- [18] A.A.DOINIKOV: Translational motion of a spherical bubble in an acoustic standing wave of high intensity. *Recent Research Devel Acoustics* 14(4),1420-1425,2002.