



Experimentální studium vzplývavosti akustických zářičů nultého řádu v kapalinách

Karel Vokurka

Technická Univerzita v Liberci, katedra fyziky, Studentská 2, 461 17 Liberec

karel.vokurka@tul.cz

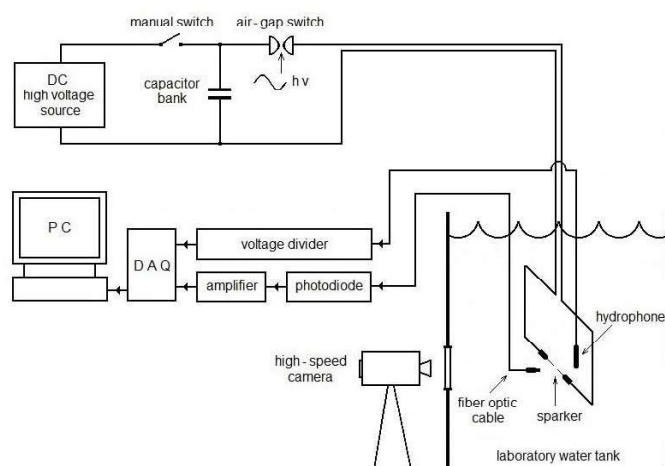
Abstract Buoyancy of the zeroth order acoustic radiators in liquids is studied experimentally. In experiments the acoustic radiators are physically modelled by the spark generated bubbles, as these bubbles represent spherical intensively radially oscillating acoustic sources and can be generated in water easily. It is found that the buoyancy grows with the square of the maximum bubble radius.

1 ÚVOD

Akustický zářič nultého řádu lze v kapalinách velmi dobře realizovat ve formě bubliny vytvořené při jiskrovém výboji. Takto vytvořená kulová bublina velmi intenzivně radiálně kmitá a do kapaliny vyzařuje silné akustické vlny. V kapalině je však bublina vztlakovou silou také uváděna do pohybu směrem k hladině, čímž je její chování jako akustického zářiče ovlivňováno [1–4]. Cílem tohoto příspěvku je experimentálně stanovit velikost vzplývavého pohybu tohoto zářiče a závislost vzplývavosti na velikosti zářiče.

2 MĚŘICÍ PRACOVNÍSTĚ

Schéma pracoviště pro vytváření intenzivně radiálně kmitajících bublin je uvedeno na obr. 1. Intenzivně kmitající kulové bubliny jsou vytvářeny při jiskrovém výboji sady kondenzátorů přes jiskřiště ponořené v laboratorní vodní nádrži o rozměrech 6 m (délka) × 4 m (šířka) × 5,5 m (hloubka). Jiskřiště bylo ponořeno do hloubky 2,5 m a od nejbližší stěny bylo vzdáleno 1,2 m. Kapacita použité sady kondenzátorů se mohla měnit paralelním spojováním 1 až 10 kondenzátorů, z nichž každý měl kapacitu 16 μF . Kondenzátory byly nabíjeny ze zdroje vysokého napětí 3,5 kV. Pro spuštění výboje přes jiskřiště ve vodě se používalo pomocné jiskřiště ve vzduchu. Kmitající bubliny byly filmovány rychlokamerou rychlostí 3 000 snímků za 1 s. Bylo pořízeno celkem 9 filmů různě velkých bublin. Filmy byly následně digitalizovány, takže snímky bylo možné vyhodnotit na počítači.



Obrázek 1: Schéma pracoviště pro studium vzplývavosti akustických zářičů nultého řádu ve vodě

3 TEORETICKÝ ROZBOR

Podle Archimedova zákona na bublinu působí hydrodynamická vztlaková síla o velikosti [5]:

$$F_{vz} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho g$$

Zde R je poloměr bubliny, ρ je hustota kapaliny a g je tíhové zrychlení. Hydrostatická vztlaková síla má směr svislý vzhůru a vzniká v důsledku hydrostatického tlaku v místě bubliny.

Proti vzplývavému pohybu bubliny působí hydrodynamická odporová síla, pro jejíž velikost odvodil Stokes vztah [5]:

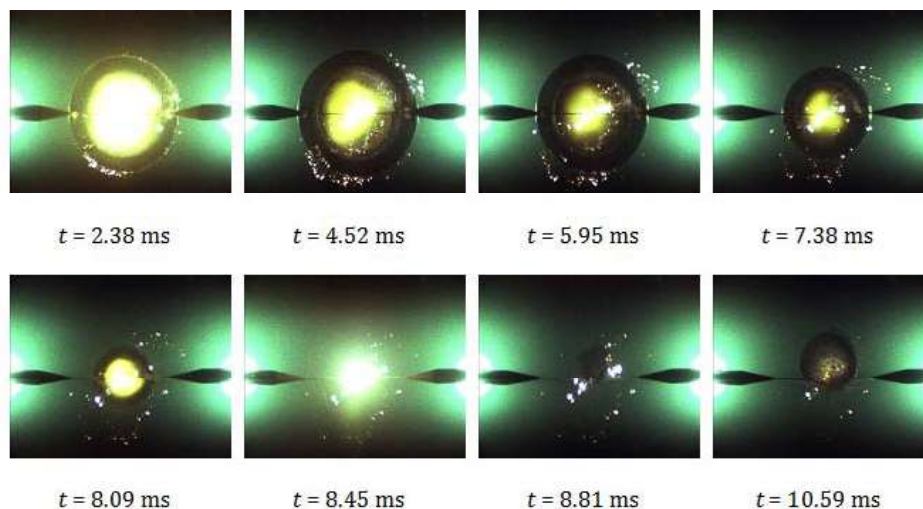
$$F_{os} = 6\pi\eta Rv$$

Zde η je dynamická viskozita kapaliny a v je vertikální rychlost vzplývající bubliny.

Poloměr bubliny R se během jejího kmitání výrazně mění. A sice od největšího poloměru R_{M1} se může zmenšit až třicetkrát na nejmenší poloměr R_{m1} . Vzhledem k tomu, že vztlaková síla roste s třetí mocninou poloměru bubliny R , zatímco odporová síla jen s první mocninou poloměru bubliny R , je zřejmé, že bublina se do vertikálního pohybu uvádí vztlakovou silou především v okolí největšího poloměru R_{M1} , ale vlastní pohyb je nejvýraznější v okolí nejmenšího poloměru R_{m1} .

4 NAMĚŘENÉ HODNOTY A DISKUSE

Příklady několika snímků vybraných z jednoho filmu jsou uvedeny na obr. 2.



Obrázek 2: Příklad vybraných snímků kmitající bubliny

Při zpracování se na jednotlivých snímcích odečítaly souřadnice čtyř bodů ve stěně bubliny dle obr. 3. Z odečtených souřadnic těchto bodů se stanovily horizontální a vertikální průměry bubliny

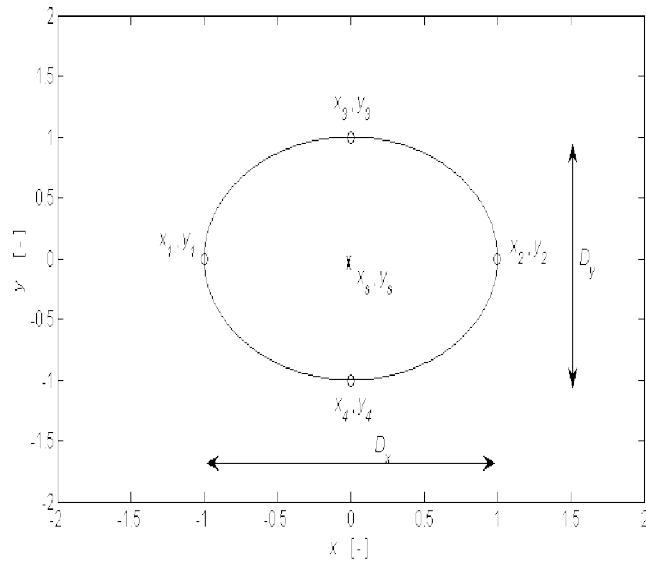
$$D_x = \frac{x_2 - x_1}{2} \quad , \quad D_y = \frac{y_3 - y_4}{2} \quad ,$$

střední velikost poloměru bubliny

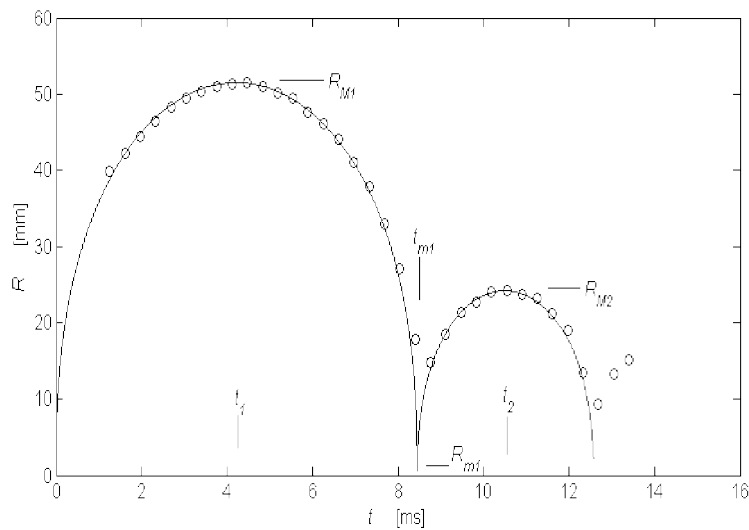
$$R = \frac{D_x + D_y}{4}$$

a vertikální souřadnice horní stěny bubliny $y_h = y_3$, dolní stěny bubliny $y_d = y_4$ a středu bubliny

$$y_s = \frac{y_3 + y_4}{2} \quad .$$



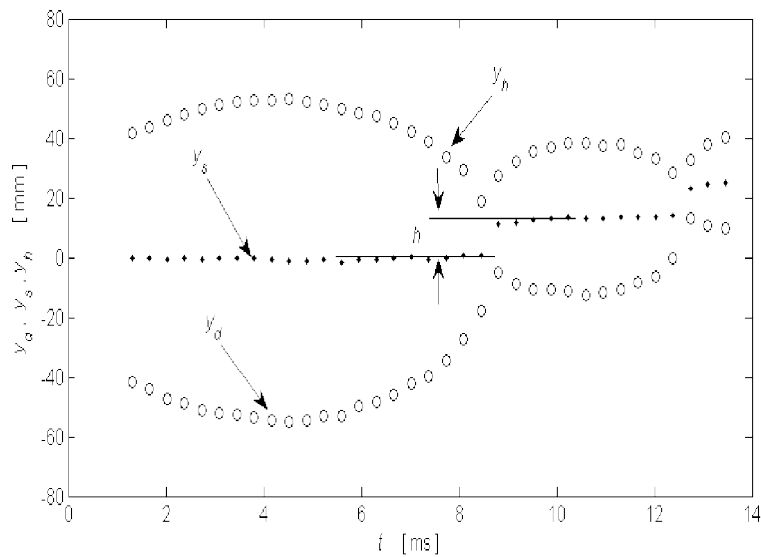
Obrázek 3: Schematické znázornění odečítaných bodů a nalezených průměrů a středu bubliny



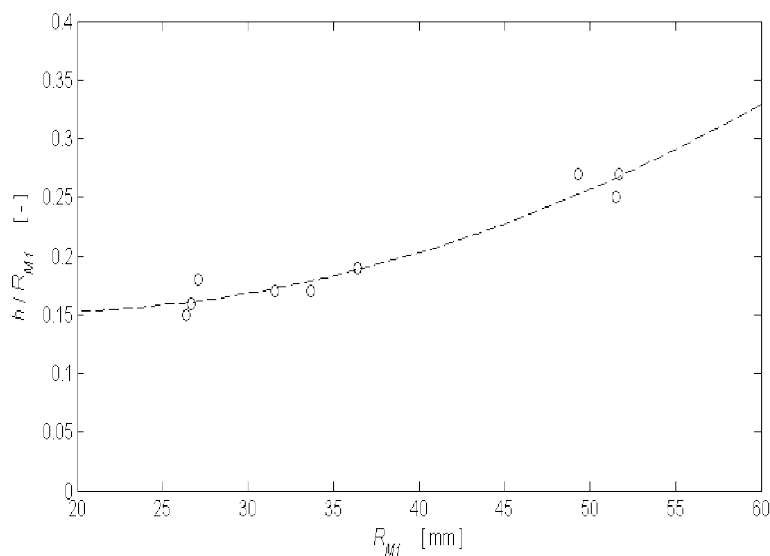
Obrázek 4: Průběh poloměru bubliny v závislosti na čase

Příklad takto zjištěné časové závislosti poloměru bubliny $R(t)$ je uveden na obr. 4. Příklady časového průběhu polohy horní stěny bubliny $y_h(t)$, středu bubliny $y_s(t)$ a dolní stěny bubliny $y_d(t)$ jsou uvedeny na obr. 5. Na obr. 5 je dobře vidět, že po většinu doby kmitu bubliny je střed bubliny přibližně ve stejné hloubce, avšak v okolí nejmenšího poloměru bubliny R_{m1} se poloha bubliny velmi rychle (téměř skokově) zvýší o hodnotu h . Velikost vertikálního pohybu bubliny však také závisí

na velikosti bubliny R_{M1} . Pro posouzení vzplývavosti bubliny bude proto používán poměr h/R_{M1} .



Obrázek 5: Časová závislost polohy horní stěny, středu a dolní stěny bubliny



Obrázek 6: Závislost vzplývavosti bublin na velikosti bublin

Uvedeným postupem byl určen poměr vzplývavosti h/R_{M1} všech 9 studovaných bublin. Závislost poměru vzplývavosti h/R_{M1} na velikosti bubliny R_{M1} je uvedena na obr. 6. Regresní polynom určený metodou nejmenších čtverců má pro naměřenou vzplývavost tvar $h/R_{M1} = 0,0001 \cdot R_{M1}^2 - 0,0032 \cdot R_{M1} + 0,1792$ (–, mm).

5 ZÁVĚR

Experimentálně bylo zjištěno, že vzplývavost bublin roste s druhou mocninou velikosti bublin. Uvedené poznatky je možné využít při analýze chování různě velkých intenzivních zářičů nultého řádu v kapalinách.

PODĚKOVÁNÍ

Práce popisované v příspěvku byly prováděny v rámci výzkumného záměru MŠMT 245 100 304. Autor je rovněž velmi vděčný Dr. Silvanovi Buogovi z Akustického ústavu CNR v Římě za pomoc při filmování bublin.

LITERATURA

- [1] R. H. Cole: *Underwater explosions*. Dover, New York 1948.
- [2] K. Vokurka: On Rayleigh's model of a freely oscillating bubble. III. Limits. *Czech. J. Phys.* **B35**, 121–132, 1985.
- [3] K. Vokurka: The scaling law for free oscillations of gas bubbles. *Acustica* **60**, 269–276, 1986.
- [4] A. M. Zhang, P. Cui, J. Cui, Q. X. Wang: Experimental study on bubble dynamics subject to buoyancy. *J. Fluid Mech.* **776**, 137–160, 2015.
- [5] Z. Horák, F. Krupka: *Fyzika*. SNTL/ALFA, Praha 1976.