

小特集—音波と気泡—

ソノルミネセンス

—音響キャビテーション気泡からの発光—*

崔 博 坤 (明治大学理工学部物理学科)**

43.25.Yw; 78.60.Mq

1. はじめに

冬の寒い早朝、洗顔のためにお湯を出そうと蛇口をひねる。はじめは冷たい水が出てくるが、徐々に温かくなっていく。水の出る音に耳をすますと、はじめ「シャー」という音であったものが、温かくなるにつれて「シュー」というやや低い音に変わっていくのが分かる。これは水に含まれる気泡と関係している。水道水には空気がほぼ飽和状態で溶けていて、ざっと計算すると 1L の水に 20 cc もの空気が入っていることになる。この溶存空気量は温度が高くなるほど少なくなる。つまり蛇口から流れる冷たい水には空気が多く溶けていて、お湯では少なくなる。蛇口から出てきたお湯をコップに入れてみると細かい気泡がもやのように白く見えている。お湯になって溶けにくくなった空気が気泡となり流れ出てきたのであろう。「シャー」という水の音の正体は、水道管内の共鳴と関連しているのではないだろうか。気泡を多く含んだ水の音速は場合によっては空中音速より小さくなるということが知られている [1]。水の音速が小さくなれば共鳴周波数が下がり、「シュー」という低い音になる、というのが筆者の推論である。この原稿が世に出るのは夏であろうからすぐに確かめるのは難しいかもしれないが、冬になったら蛇口から流れる音を聞いて確かめてほしい。小川がチョコロチョコと流れる音や炭酸飲料のシュワツという音など、我々の日常には気泡が発する音が意外に多いということに今更ながら驚いている。

気泡は温度の差だけではなく、圧力変化によっても生まれる。ビールの栓を抜いたときの泡は最も身近な例であろう。さて、音波の圧力変化によつ

て生まれ、膨張収縮する気泡を単なる気泡と区別するため音響キャビテーション気泡、あるいは音響気泡と呼んでいる。音響気泡は音波周期と同期して膨張収縮を繰り返し、最小径になったときに気泡内部が高温高压条件になる。この条件下で OH ラジカルが生成したり、発光することがある。この発光をソノルミネセンスというが、これを理解するために気泡の膨張収縮の物理から始めることにする。

2. 気泡の動力学と発光

周囲の圧力に従って気泡が膨張と収縮を繰り返すという振動現象は、物理の教科書に出てくるバネのついた重りの単振動に例えることができる。バネ定数に相当するのは気泡内のガスの圧力 (正確には $12\pi\gamma R_0 P_0$) である。これは納得し易い。重りの質量に相当するのは気泡内気体の質量、と考えそうだがそうではなく、気泡体積の 3 倍分に相当する水の質量 ($M = 4\pi R_0^3 \rho$) である。ここで R_0 は気泡半径、 γ は気体の比熱比、 P_0 は静圧 (1 気圧)、 ρ は水の密度である。振動するのは気泡のみと考えがちだが、実は質量をもって振動するのは気泡周囲の水である。このバネ定数と有効質量から気泡の共振周波数 f_0 は

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}} \quad (1)$$

で与えられる [2]。空気気泡を考え、 f_0 を kHz, R_0 を mm で表すと、上式は

$$f_0 R_0 \approx 3 \quad (2)$$

という覚え易い式となる。半径 0.1 mm の気泡ではおよそ $f_0 = 30$ kHz ということになる。水中に音波を加えると、気泡サイズより波長のほうがずっと大きいので、気泡には一様な圧力が周期的にかかる。気泡半径が圧力変化に従って変化するのは

* Sonoluminescence: Light emission from acoustic cavitation bubble.

** Pak-Kon Choi (Department of Physics, Meiji University, Kawasaki, 214-8571) e-mail: pkchoi@meiji.ac.jp

正に音圧による強制振動である。音波周波数が気泡サイズで決まる共振周波数と一致すると、気泡振動変位は最大になる。更に、共振のとき外力と変位の位相が90度ずれることは強制振動でよく知られている。音圧が小さく、従って振動変位も小さいときは(1)式で問題ないが、音響キャピテーションのように音圧が1気圧以上にもなるような現象では強い非線形領域となる。その場合、ある周波数で共振する気泡径は、(1)式で与えられるよりもずっと小さくなるのが分かっている。

さて、音圧が増加して気泡径が小さくなると何が起こるかを考えよう。熱力学の教えるところによれば、気体の入ったピストン容器を急激に圧縮すると気体の温度と圧力は増加する。これは断熱圧縮過程だからである。もしゆっくり体積を変化させるとその間に熱が出入りするので気体の温度は上昇しない。これは等温過程である。媒質中の音波伝搬そのものは断熱過程と見なせる。音波周期の間の熱伝導距離が波長よりずっと短いからである。音波と同期する気泡の膨張収縮の場合も断熱過程と考えそうだが、気泡は波長よりもずっと小さいし、また気泡は単なる容器ではなく気泡壁を通して気体が入り出るし水も蒸発して入ってくる。これらは断熱条件を乱すことになる。そこで、気泡が膨張している間と、気泡径が最大からもとの平衡径に収縮するまでの間は等温過程、そしてそこから最小径になるまでは非常に短い時間で起こるので断熱過程と考える。この考えによると、気泡が最小径のとき最大温度 T_{\max} 、最大圧力 P_{\max} に到達し、その値は

$$T_{\max} = T_0 \left(\frac{R_0}{R_{\min}} \right)^{3(\gamma-1)} \quad (3)$$

$$P_{\max} = P_{g0} \left(\frac{R_0}{R_{\min}} \right)^{3\gamma} \quad (4)$$

で計算される。ここで T_0 と P_{g0} は、音波が存在しないときの気泡内ガスの温度、圧力、 R_0 、 R_{\min} はそれぞれ平衡気泡径、最小気泡径である。 γ はガス比熱比であるが、希ガスの場合は5/3、空気の場合は7/5に等しい。適当なパラメータを入れて上式を計算すると T_{\max} は20,000~30,000 K、 P_{\max} は1,000気圧程度の値が得られる。これは非常に大きな値であるが、この状態が実現するのは数百ピコ秒という非常に短い時間であり、また

$1 \mu\text{m}^3$ 以下の非常に限られた領域であることに特徴がある。音響キャピテーションを利用するソノケミストリー応用では、反応系全体の温度は常温であるのに気泡内は高温高压状態である、という都合のよい反応場が実現できる。

さて、周期的な音圧変化の下で気泡径の時間変化は次のように表される [3]。気泡の運動エネルギーは、先に述べた有効質量 M を使うと $\frac{1}{2}M\dot{R}^2$ である。 \dot{R} は気泡半径の時間微分である。このエネルギーは、気泡にかかる圧力が体積変化を引き起こす仕事量 $P\Delta V$ と気泡表面での粘性によるエネルギー損失分の和に等しい。この考察から Rayleigh-Plesset の式

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - P_0 + p(t) \right] \quad (5)$$

を導くことができる。ここで、 σ は表面張力、 μ は粘性率、 $p(t)$ は音圧である。(5)式が適用できるのは膨張収縮振動があまり大きくない範囲である。発光が起こるような大きな音圧では、膨張収縮振動も激しいものになる。その場合には、液体自身も圧縮されることを考慮に入れる必要がある。その例として Keller-Miksis の式 [4] が知られている。その式を用いて気泡径の時間変化を計算した例を図-1に示す。音波周波数は24 kHz、平衡気泡径は $5 \mu\text{m}$ とし、音圧は0.8, 1.0, 1.2, 1.4気圧の場合を4周期分計算した。図の上側は音圧変化、下側が気泡径変化を示している。 T は音波周期を示す。1気圧では大きな変化はないが、1.4気圧では気泡半径が最大 $50 \mu\text{m}$ 、最小 $0.6 \mu\text{m}$ と非常に大きな膨張収縮を繰り返している。気泡半径のグラフの特徴を三つあげることができる。(1) 膨張は比較的ゆっくりだが、収縮は特に最小径付近で急速に起こる。(2) 最小径になったあと、リバウンドして半径の戻り現象が起きている。これは液体への圧縮が関係している。(3) 音圧が最小になる時間と気泡径が最大になる時間に差があり、1.4気圧の場合では約90度の位相差がある。これは強制振動の共振時には90度の位相差が生じることに対応する。この一見特異な気泡振動は本当に実現できるだろうか。Kozukaら [5] は、発光している気泡の運動をストロボ光を使って写真撮影し、気泡半径の時間変化

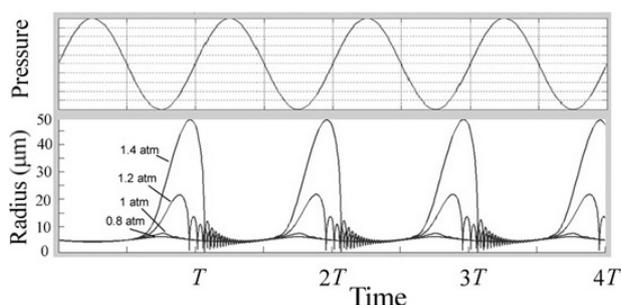


図-1 音圧と気泡半径の計算結果

上図は 24kHz 音波の音圧，下図は気泡半径の 4 周期分の時間変化を表す。音圧振幅が 0.8 から 1.4 気圧までの場合を示す。

が図-1 のようなカーブで表されることを示した。(5) 式では気泡が球形に振動することが前提になっている。しかし、現実には気泡間の相互作用や種々の不安定性の影響で非球形に振動することも少なくない。

気泡の急激な収縮を圧壊と呼んでいるが、気泡が壊れてなくなるわけではないことに注意して欲しい。圧壊によって気泡内は (3), (4) 式で示したような高温高压条件になる。気泡内には窒素、酸素、アルゴンなどの空気分子や水蒸気が入っているが、水分子は高温で



のように OH (ヒドロキシル) ラジカルと H ラジカルに分解され、更に H_2O_2 , H_2 などに反応が進んでいく。もし、気泡振動が長く続けば窒素や酸素は反応して水に溶解易い物質に変わり、最後まで気泡に残るのは不活性ガスのアルゴンである。そもそも空気にアルゴンが 1% 近くも含まれているのは不思議だが、これは岩石などに多く存在する放射性同位体 ^{40}K のベータ壊変によって長い年月をかけて生成されたと言われている。約 10,000 K の高温状態にあるアルゴンは、ごく一部が電離して電子とイオンからなるプラズマ状態になる。電子が他の原子やイオンの影響でその運動エネルギーを失うとき、制動放射という現象が起き、電磁波すなわち光を放出する。この光は紫外から赤外域まで分布する広帯域スペクトルを持っている。これがシングルバブルソノルミネセンス (SBSL) の有力なシナリオである。

ソノルミネセンスそのものは 1930 年代から知られており、これまでに種々の機構が考えられてきた [6]。例えば、何等かの原因で気泡壁に電荷が

たまり、それが放電して起こるとい説、帯電したナノ液滴が気泡内に入り放電するという説、水の分解反応の際に発光するという説等々がある。これまで断熱圧縮のため気泡内が高温になる（これをホットスポット説という）と述べたが、これにも異論がある。気泡壁が収縮する際、その速度が気泡内ガスの音速以上になると衝撃波が発生する。その波面先端では 100 万度近い温度になり、ガスがプラズマ化して制動放射が起こる、という衝撃波説である。硫酸中の SBSL の実験 [7] で希ガス電子励起が観測されており、この現象は断熱圧縮では説明できない高温から生じると予想される。最終的な発光機構の解明にはまだ多くの研究が必要である。

(6) 式で生成した OH ラジカルは、強力な酸化作用を持つ活性酸素の一種として知られている。OH ラジカルは気泡壁を通して水中にもれ出し、気泡周囲の分子を酸化し分解する。この作用は大変重要で、化学、生物、医学、環境分野等への応用は主としてこの働きを利用している。なお、音響キャビテーションの応用分野としてソノケミストリーという用語を用いるが、その範囲は“ケミストリー”のみにとどまらない。

3. ソノルミネセンスの空間時間分布

ソノルミネセンスには、すでに出てきた単一気泡が発光するシングルバブルソノルミネセンスと、超音波洗浄器で見られるような多数気泡からなるマルチバブルソノルミネセンス (MBSL) がある。昔から知られていたのは MBSL で、SBSL は 1990 年頃から世界に知られるようになった [8]。ただ、1962 年に大阪大学の Yoshioka らが不安定ながらも単一気泡が発光したことを音響学会で発表していた。SBSL については Gaitan ら [8] の報告以降、非常に多くの研究結果が蓄積されている [9]。SBSL では、球や円筒形の容器に作った定在波音圧の腹の位置に気泡がトラップされ、数時間以上安定に発光する。ただし、水の脱気度や音圧を調整する必要がある。

ここでは我々が主に行っている MBSL について述べる。まず、図-2 の発光写真を見ていただきたい。アルゴンガスで飽和した純水からの MBSL である。円筒型 500 mL ガラス容器の底にボルト締め振動子を接着してある。音波周波数はこの振

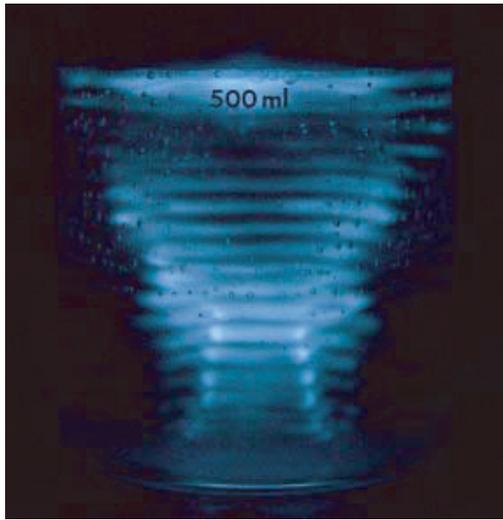


図-2 円筒容器に入れたアルゴン飽和水からのソノルミネセンス写真
音波周波数は 151 kHz, パワーは約 20 W。縞模様は気泡が定在波の腹の位置で発光するため。

動子の高調波である 151 kHz で、音響パワーは約 20 W である。MBSL の明るさは、暗室中で眼をならしてようやくボーッと見える程度である。最近の一眼レフカメラは感度が高いので、数分間露光すると図-2 のような青白い写真が撮れる。円筒容器中には音波が定在波として存在している。図-2 の上下方向には円筒軸方向の平面波モードが、また写真では分からないが円筒の半径方向にはベッセル関数で表現されるモードが立っている。写真の横縞模様の原因は、音響放射力により平面波モードの音圧腹の部分に気泡が引きよせられるからである。横縞の間隔は波長の 1/2 に相当するが、径方向モードも考慮に入れる必要があるためその波長と周波数をかけ算しても音速とは一致しない。なお、容器の壁は波長よりも十分薄いので音圧の自由端になっている。

図-2 のような発光をしているとき、個々の気泡はどんな運動をしているのだろうか。気泡サイズは膨張時最大でも 50 μm 程度で、しかも約 1 m/s で高速に動き回っているため気泡観測には高速度カメラを使う必要がある。図-3 は、84 kHz, 9 W 超音波下での発光気泡を影絵で高速度撮影したものである。撮影速度は毎秒 64,000 コマで、そのビデオから連続した 3 コマを切り出した [10]。

気泡は膨張収縮を繰り返しながら、直線状にならんで矢印方向に移動している。移動するにつれて一部の気泡が合体している。このような気泡構造をストリーマと呼ぶ。気泡に働く力は音圧から

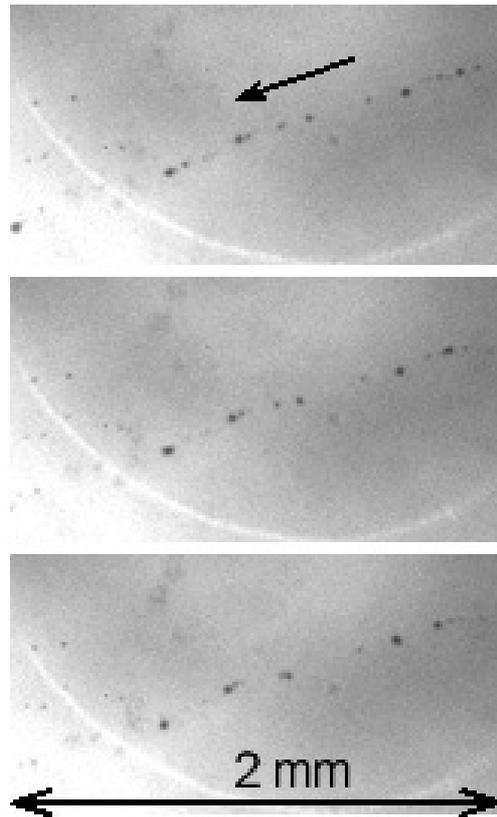


図-3 気泡運動 (ストリーマ) の高速度シャドウグラフィー写真
音波周波数 84 kHz, パワー 9 W。撮影速度は 64,000 fps。気泡が膨張収縮、合体を繰り返しながら矢印方向に移動している。

だけでなく他の気泡からも働くので、気泡運動は周波数や音響パワーによってだいぶ異なってくる。音圧から働く力、他の気泡から働く力をそれぞれ第 1, 第 2 ビャークネス (Bjerknes) 力と呼んでいる。図-3 に示した気泡でもパワーを 15 W くらいにすると、第 2 ビャークネス力が強くなりクラスタという塊状の気泡運動に変化する。不思議なことに、クラスタになると発光しなくなる。その理由は、圧壊が激しすぎて気泡が図-1 下のような連続した振動をせず不規則な振動をするようになるからと思われる。

SL 光は気泡の圧壊時にのみ放出されるので、連続光ではなくパルス光である。SBSL の場合、気泡圧壊時にパルス光が規則正しく放射される。しかし、MBSL では気泡間相互作用が強く、場所も安定しないため気泡が圧壊してもたまにしか発光しない。図-4 は、MBSL パルスを光電子増倍管で検出し高速オシロスコープ上に表示した例である。音波周波数は 135 kHz で、パワーは 2 W 程度の弱い場合である。図下側のサイン波は音波信号を表

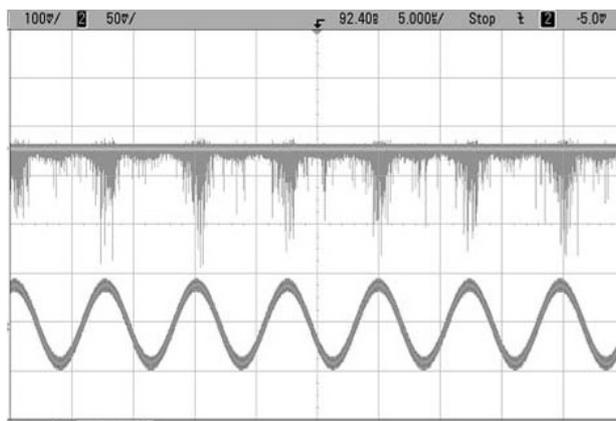


図-4 Ar 飽和水からのソノルミネセンス発光パルス
横軸 $5 \mu\text{s}/\text{div}$ に設定したオシロスコープ上で数百回重ね書きした。上側が SL パルスで、下側は周波数 135 kHz の音波波形。音響パワーは約 2 W 。

し、上側は発光パルスのトレースを何百回も重ね書きしたものである。音波と同期しているが、発光時間に分布を持っている。この分布は、多数気泡の半径や受ける音圧にも分布があることを反映している。図-1 で、圧壊のタイミングが音圧によって異なっていることに注目して欲しい。パワーを強くしていくと時間分布の幅が広がり、遂にはほとんど周期性がなくなってくる。一発のパルス光を詳しく測定すると、その半値幅を求めることができる。SBSL では、その幅は $60 \sim 350 \text{ ps}$ [9] であることが分かっていて、その値は制動放射の理論とも一致している。我々の MBSL の結果でも、水については SBSL とほぼ同等であった。粘性が大きくなると半値幅は増加する傾向にある [11]。

4. ソノルミネセンスのスペクトル

MBSL スペクトルの例を、水と塩化ナトリウム水溶液の場合について図-5 に示す。音波周波数は 138 kHz 、パワーは 8.9 W である。アルゴン飽和した水の場合、広帯域の連続成分 (Continuum) と 310 nm にピークが観測される。連続成分は 2 章で述べた制動放射が原因と思われるが異論もないわけではない。SBSL の場合は、何万周期以上も安定なため気泡内にプラズマができるほどの高温状態になるが、MBSL では気泡そのものの寿命が短いため SBSL ほど高温にならないと予想される。そのため、水分子が関わる化学反応が原因とする説もある。 310 nm ピークは (6) 式の水分子分解によってできた OH ラジカルが電子励起され、基底状態に落ちるときに放出される光である。こ

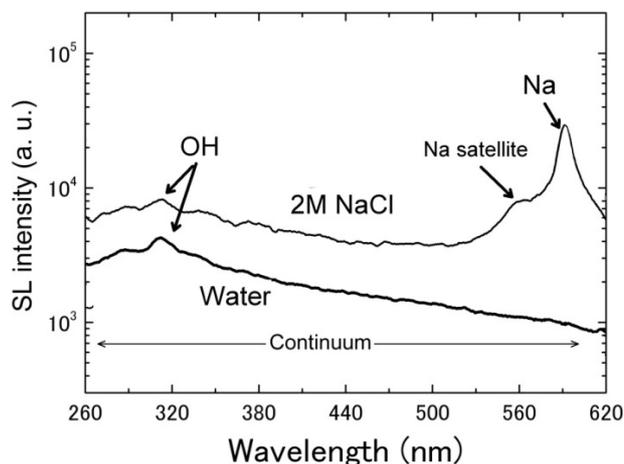


図-5 水と塩化ナトリウム水溶液 (濃度 2 M) からの MBSL スペクトル
音波周波数は 138 kHz 、パワーは 8.9 W である。

のピークは空気中で炎を燃やしたときに水蒸気が熱分解されて現れる線として有名である。水にルミノールという薬品を混ぜ、OH ラジカルとルミノールとの化学反応を利用すると、青い発光が起きる。化学反応を介した発光をソノケミルミネセンスと呼ぶ。この発光は明るく検出し易いので音響キャビテーションの可視化に利用することができる。

次に、塩化ナトリウム水溶液 (濃度 2 M) では、連続成分、OH ラジカルピークのほかに Na 原子からの D 線とそのサテライトピークが約 560 nm に観測される。図では D 線は 1 本のように見えるが、分解能を上げれば 2 本 ($D_1=589.6 \text{ nm}$, $D_2=590.0 \text{ nm}$) に分かれる。カラーの Na 発光写真は文献 [12] の graphical abstract で見ることができる。Na や K のようなアルカリ金属を含む溶液では、アルカリ金属原子という起源がはっきりした発光線を観測できるので古くから研究されてきた [13]。アルカリ金属では電子が最外殻に 1 個だけあり電子励起し易いので、いろいろな研究の対象になっている。Na は水中で Na^+ イオンとして存在しているので、Na 原子として発光するためにはどこかの高温場所でイオンが還元される必要がある。その場所が気泡内のガス相なのか、あるいは気泡と液体の間的高温界面なのかが議論的になっていた。我々のグループでは 10 年来この問題に取り組んできたが、一連の研究結果から、気泡内のガス相で Na 発光が起こる、という結論を得た。以下で、その結論に至る過程を簡単に紹介したい。Na 発光スペクトルを詳細に調べると間隔の狭い 2 本の D_1 ,

D_2 線が幅拡がりを起こして重なってしまい解析が難しい。そこで間隔の広い K の発光線 (766.5 nm ($^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$) と 769.9 nm ($^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$)) を利用する。図-6 は、周波数 135 kHz での塩化カリウム (KCl) 水溶液からのスペクトルを示す [14]。(a) は溶液に希ガスの Xe を飽和した場合、(b) は Ar を、(c) は He を飽和した場合である。それぞれの図に示した点線は KCl を空中で燃やして測定したスペクトルで、K 自身のスペクトル幅が非常に小さいので装置幅そのものを表している。Xe, Ar の場合、ピークは K 線と一致するが、高波長側 (赤外領域) にのみ別の幅広い成分が乗っているように見える。一方 He の場合、ピークが低波長側にわずかにシフトし、均一に幅が広がったスペクトルのみであった。過去にはアルカリ金属の発光スペクトルを種々の圧力下の希ガス中で測定した研究例 (ソノルミネセンスでない) が非常に多くある。その分光研究結果と図-6 の希ガス依存性は非常によく一致する。つまり、K は気泡内で希ガスと相互作用した結果ピーク広がりやシフトを起こした、ということになる。これは気泡内ガス相で K が発光していることを意味している。He での半値幅、ピークシフトを分光研究結果と比較することで、発光時の温度として $3,480 \pm 280$ K、圧力として 585 ± 120 atm という値が得られた。このようにアルカリ金属は比較的低い温度で発光する。一方、制動放射による連続成分の発光時はもっと高い温度になると想像される。スペクトルの希ガス依存性が過去の分光研究と一致すると言ったが、実は一致しない点がある。Xe と Ar 飽和の場合、図-6 ではピークシフトしていないように見えるが、分光研究ではわずかに長波長側にシフトしているのである。筆者はこの点を長年疑問に思っていたが、あるとき Ar 飽和のスペクトル形状が音響パワーによってひどく変わるという結果を得た。つまり、図-6(a), (b) のスペクトルは 2 種類のピーク (すなわち 4 本のピーク) の重ね合わせと考えるとスペクトル変化の説明がつくのである。それを証明するため幾つかの実験を行った。

最もよく知られた界面活性剤にドデシル硫酸ナトリウム (SDS) がある。これを水に溶かすと Na^+ イオンが電離し、残りの負電荷を帯びたドデシル硫酸イオンは疎水基を気泡内部に向けて気泡/液体界面に吸着する。すると気泡そのものが負電荷

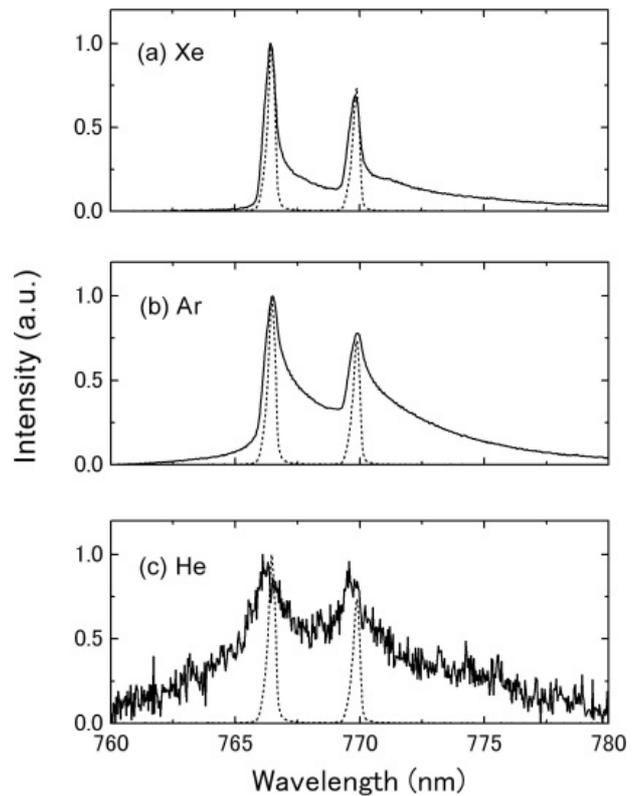


図-6 周波数 148 kHz での KCl 水溶液からの K 発光スペクトル

上から (a)Xe 飽和, (b)Ar 飽和, (c)He 飽和の場合。点線は KCl からの炎スペクトル。Reprinted with permission from ref. [14]. Copyright 2012 by the American Chemical Society.

を帯びたようになり、 Na^+ イオンが気泡周囲に集まってくる。これを電気二重層という。結局 SDS を溶解すると、気泡周辺の Na^+ 濃度が大きくなるわけである。すると塩化ナトリウム溶液などと比べて $1/1,000$ 程度の SDS 濃度で同等な Na 発光を起こすことが分かった。図-7 中の a は、Ar 飽和した濃度 10 mM の SDS 水溶液から得られた Na 発光スペクトルである。超音波周波数は 148 kHz であるが、超音波を 30 分間かけ続けていくとスペクトル形状が次第に変化していった。このような印加時間変化は塩化ナトリウム溶液では起こらない。図-7 は、音波かけ初めから 3 分間に測定したスペクトル (a), つづけて 3~6 分間 (b), 6~9 分間 (c), 27~30 分間 (d) のスペクトルを示している。振幅の大きな細いピークがより早く減衰していき、最後には幅広いピークのみが残っている。e は炎色反応で得られたオリジナルの D 線である。すなわち図-7 の挿入図で示すように、オリジナルと同じピークシフトしない細いピーク I と、ピークシフトする幅広いピーク II の 2 種類が重なっていると

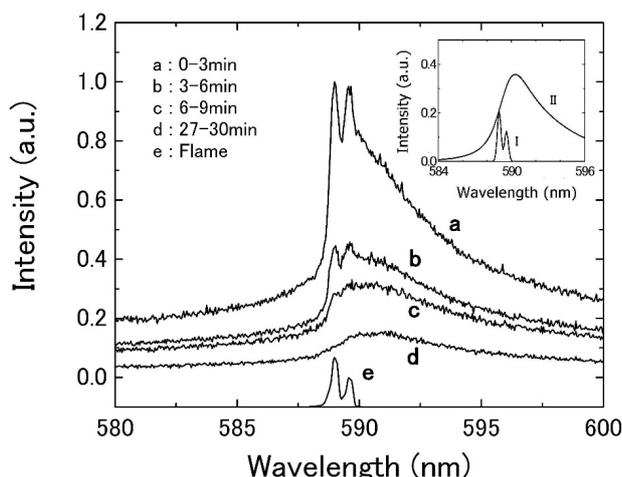


図-7 Ar 飽和した SDS 水溶液からの SL スペクトルの超音波印加時間変化

超音波周波数は 148 kHz, パワーは 9.1 W. 各スペクトルは露光時間 3 分で, a~d はそれぞれ 0~3, 3~6, 6~9, 27~30 分間に測定したもの. e は NaCl を炎中で測定した. 挿入図は, b をシフトしない細いピーク I とシフトした幅広いピーク II に分解したもの. Reprinted with permission from ref. [12]. Copyright 2015 by Elsevier Publishing.

考えると説明がつく。なお, ピーク I の幅は装置幅と同じなので幅についての情報は得られない。

Na 発光までのシナリオは次のように考えられる。気泡は合体や分裂などにより, その形状が非球形になり気泡の表面振動が起こる。その際, 気泡内部にナノサイズの液滴が入る。液滴には水と共に Na^+ イオンやドデシル硫酸イオンも含まれている。気泡圧壊時の高温条件により水は蒸発し, イオンが結合してもとの SDS 分子ができ, 更に熱分解して Na 原子になる。Na は熱的に電子励起され, 気泡内の Ar ガスと衝突して Na-Ar の van der Waals 分子を作る (Exiplex とってもよい)。このような分子を作るとエネルギーは若干下がり幅も広がる。これがピーク II の原因である。van der Waals 分子は弱い結合なのでふつう低温度で観測されるが, 気泡内は高圧で密度も高いので存在可能なのであろう。図-5 で示した Na サテライトピークは, van der Waals 分子のピーク II より高いエネルギーを持つ励起状態から基底状態への遷移 ($B \rightarrow X$) である。一方, 幅の細いピーク I はどのようにできるのだろうか。実は詳しい機構は不明であるが, 幾つかの推論ができる。ドデシル硫酸基も熱分解され CO , CH_4 などの分子が生成されることは他の研究から分かっている。ピーク I はこれらの熱分解分子の影響を受けると, ピーク

II より速く減衰する。希ガスの影響を受けていれば幅が広がるはずであるがそうっていない。また, Xe ガス中や高い音波周波数 (1 MHz) など, より高温な環境にある場合のほうが, ピーク I が優勢である。ピーク I と II を時間的空間的に分離した実験結果 [15] によると, 両者は別々の気泡から発し, ピーク I の方がより高い音圧の場所から発生することも分かった。以上の結果から, ピーク I は気泡内のより高温条件から発生すると予想される。詳細な機構については今後の研究にゆだねたい。

5. ま と め

音響キャビテーション気泡の動力学とその発光現象であるソノルミネセンスについて, アルカリ金属塩を含む溶液からの MBSL を中心に述べた。ソノルミネセンスは気泡圧壊時に起きる極限条件を知るのに利用できるが, まだまだ未解明なことが多い。これまでの研究では波長で 250 nm くらいが測定限界であるが, より高いエネルギー領域の放射があるかもしれない。過去に気泡内で核融合が促進されたという報告 [16] や放射壊変にも影響があるという報告 [17] もされているが, 電子状態だけでなく原子核にまで影響を与えるような極限条件が本当に存在するのだろうか。それを解明するという興味深い課題が残っているので, チャレンジする人が出てくれればうれしい。なお, 本稿よりも詳しい解説は文献 [18, 19] を参照してほしい。

謝 辞

最後に, 意見をいただいた斎藤繁実教授に感謝します。本稿の結果は, 林悠一, 阿部将吾, 中島亮太, 李香福らとの共同研究に基づきます。記して感謝します。

文 献

- [1] P. S. Wilson and R. A. Roy, "An audible demonstration of the speed of sound in bubbly liquids," *Am. J. Phys.*, **76**, 975-981 (2008).
- [2] W. Lauterborn and T. Kurz, "Physics of bubble oscillations," *Rep. Prog. Phys.*, **73**, 106501 (88 pp.) (2010).
- [3] R. E. Apfel, *Methods of Experimental Physics*, Vol. 19, *Ultrasonics* (Academic Press, New York, 1981), p. 373.
- [4] J. B. Keller and M. Miksis, "Bubble oscillations of large amplitude," *J. Acoust. Soc. Am.*, **68**, 628-633 (1980).
- [5] T. Kozuka, S. Hatanaka, K. Yasui, T. Tuziuti

- and H. Mitome, "Simultaneous observation of motion and size of a sonoluminescing bubble," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 3248–3249 (2002).
- [6] F. R. Young, *Sonoluminescence* (CRC Press, Boca Raton, 2005).
- [7] D. L. Flannigan and K. S. Suslick, "Plasma formation and temperature measurement during single-bubble cavitation," *Nature*, **434**, 52–55 (2005).
- [8] D. F. Gaitan, L. A. Crum, C. C. Church and R. A. Roy, "Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble," *J. Acoust. Soc. Am.*, **91**, 3166–3183 (1992).
- [9] M. P. Brenner, S. Hilgenfeldt and D. Lohse, "Single-bubble sonoluminescence," *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 425–484 (2002).
- [10] H.-B. Lee and P.-K. Choi, "Acoustic power dependences of sonoluminescence and bubble dynamics," *Ultrason. Sonochem.*, **21**, 203–2043 (2014).
- [11] 坂 宗法, 崔 博坤, "グリセリン-水系のソノルミネセンスと気泡運動," *IEICE Tech. Rep.*, US2016-117, pp. 223–226 (2017).
- [12] Y. Hayashi and P.-K. Choi, "Two components of Na emission in sonoluminescence spectrum from surfactant aqueous solutions," *Ultrason. Sonochem.*, **23**, 333–338 (2015).
- [13] P.-K. Choi, "Sonoluminescence of inorganic ions in aqueous solutions," in *Theoretical and Experimental Sonochemistry Involving Inorganic Systems*, Pankaj and M. Ashokkumar, Eds. (Springer, Heidelberg, 2010), p. 337.
- [14] Y. Hayashi and P.-K. Choi, "Effects of rare-gases on sonoluminescence spectrum of K atom," *J. Phys. Chem. B*, **116**, 7891–7897 (2012).
- [15] R. Nakajima, Y. Hayashi and P.-K. Choi, "Mechanism of two types of Na emission observed in sonoluminescence," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **54**, 07HE02 (2015).
- [16] Y. Toriyabe, E. Yoshida, J. Kasagi and M. Fukuhara, "Acceleration of the $d + d$ reaction in metal lithium acoustic cavitation with deuteron bombardment from 30 to 70 keV," *Phys. Rev. C*, **85**, 054620 (2012).
- [17] F. Cardone, G. Cherubini and A. Petrucci, "Piezonuclear neutrons," *Phys. Lett. A*, **373**, 862–866 (2009).
- [18] 崔 博坤, 榎本尚也, 原田久志, 興津健二 編著, 音響バブルとソノケミストリー (コロナ社, 東京, 2012).
- [19] P.-K. Choi, "Sonoluminescence and the acoustic cavitation," *Jpn. J. Appl. Phys.* (2017) in printing.
-