



Title	7. 液体表面から出る気泡の電気的性質
Author(s)	金光, 正郎; 孫野, 長治
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 18, 99-109
Issue Date	1967-08-10
DOI	10.14943/gbhu.18.99
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/13933
Type	bulletin (article)
File Information	18_p99-109.pdf



[Instructions for use](#)

7. 液体表面から出る気泡の電気的性質

金光正郎・孫野長治

(北海道大学理学部地球物理学教室)

— 昭和42年4月受理 —

I. 序 論

雷雲生成のひとつの要因として、氷が融解する際に正の電荷を得る事実があげられている。菊地¹⁾はこの電荷が、氷の中に含まれている気泡が氷の面の薄い水の層の表面で破裂する時に負の電荷を持った微水滴を飛び出させることによって得られると考えた。菊地の実験では数少ない微水滴の個々の電荷を測ったが、吾々は気泡を多量に発生する炭酸水を用いて実験を行なった。また、従来行なわれて来たこの種の実験はほとんどが飛び出す微水滴の電荷を測定しているが、ここでは反対に炭酸水自体の電荷を測り、現象を巨視的に追った。

II. 実験装置及測定法

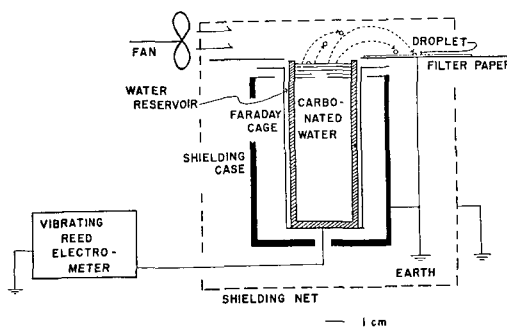
第1図に実験装置を示す。電位測定には振動容量型電位計を用い、接続した Faraday cage に炭酸水を瓶から直接注ぎ入れた。炭酸水は常に新しいものを使用し、その量は常にほぼ一定 (120 cc) に保った。

使用した炭酸水は市販のもので、pH 6.80、

比電導度 $196.1 \mu\Omega \text{ cm}^{-1}$ の地下水に炭酸ガスをほぼ2気圧の下で溶解させたものである。

測定は注ぎ入れた炭酸水を一時接地し、電位測定と切換ることによって初期の電位一定に保ち、電位の変化を10秒毎に記録した。なお炭酸水の瓶を開けてから電位測定開始までの時間は約30秒に保った。製品の不均一性や注ぎ込み方の相違は避けられないが、結果には殆んど影響していないと思われる。

実験は系外に飛び出す微水滴の数を変化させる為に第1図に示す様な方法で数 m sec^{-1} の液面に平行な風を与えたものと、与えずにおいたものの二種類を行なった。いずれの場合も計器自体のドリフトは炭酸水の電位変化と比較して無視し得る程度であった。なお測定系は外部からの擾乱を防ぐ為に二重の絶縁をしてある。



第1図 実験装置

Fig. 1. Experimental apparatus.

1) C. MAGONO and K. KIKUCHI; On the Positive Electrification of Snow Crystals in the Process of their Melting, J. Met. Soc. Japan, 41 (1963), 270-277.

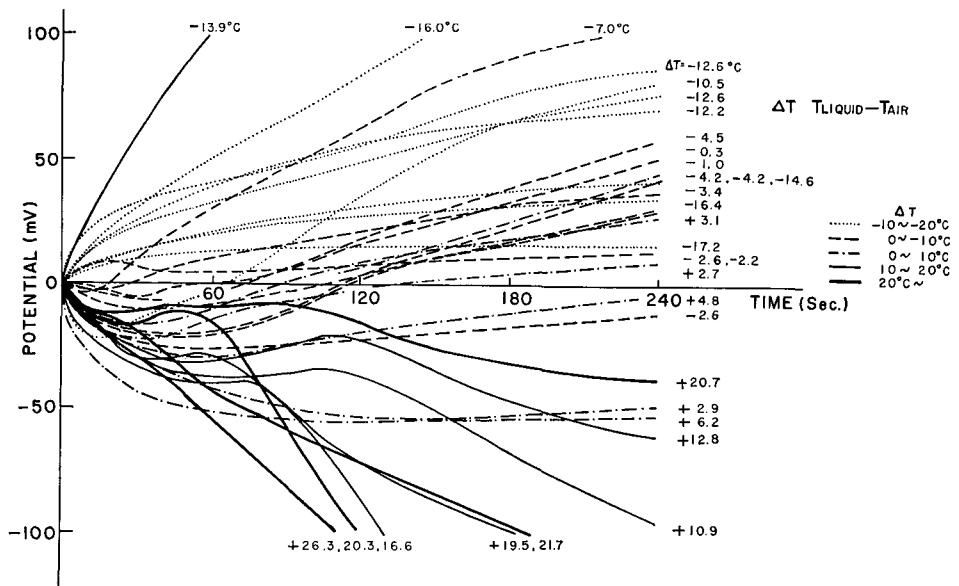
温度は炭酸水の温度と室温とを電位測定の前後に測り、各々を平均した。特に液温は必要に応じて変化させた。結果に温度が大きな影響を与える可能性があるので、電位測定中の液温の変化をできるだけ少なくする為に Faraday cage 自体の温度を液温に応じて変化させた。これによって電位測定前後の液温変化を 0.5°C 以内におさえることができた。なお他に炭酸ガス析出による炭酸水温度の変化を測定してみたが、全く感知できなかった。

炭酸水の表面から気泡の破裂によって飛出す微水滴の粒径分布を water blue 法²⁾ によって求めた。測定に際し電位測定中に濾紙を測定系内に出し入れすると場の擾乱が大きくなり、電位に異常な変化を与える為に、特に電位変化が小さい、風を与えない場合には粒径測定は別に行ない、温度によって電位変化と対照させた。なお以下帯電量を mV で表わしたが、これは電荷量 (e.s.u.) と比例しており、1 mV は約 2×10^{-4} e.s.u. である。

III. 結 果

3-1. 電位の時間変化

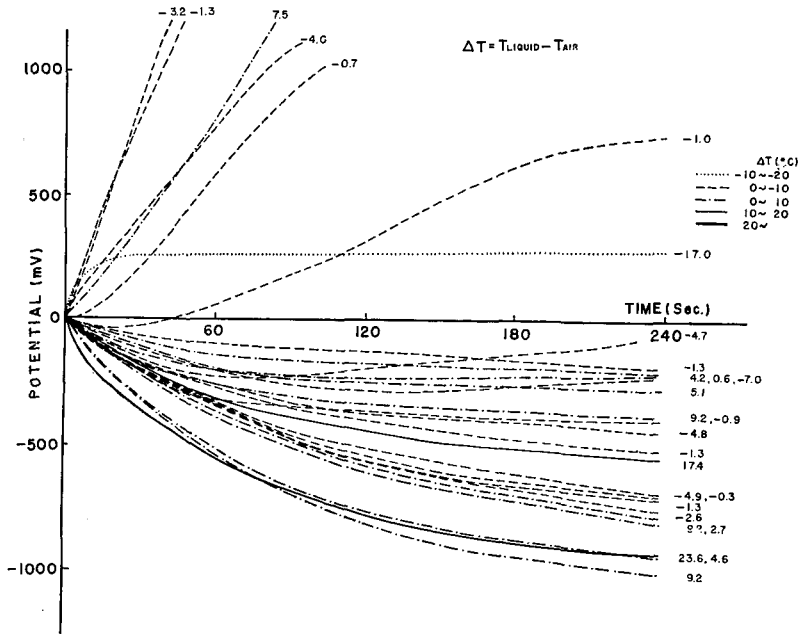
風を与えないときの結果を第2図に示す。ここに温度による変化をパラメーターとして、結果を温度差 ΔT (液温-室温) で整理した。第2図から電位変化は ΔT の値によって三つの代表的なパターンに分類されることがわかる。すなわち、 ΔT が負のときは単調増加 (図の点



第2図 風を与えない時の炭酸水電位の時間変化。各曲線のはしに付した数字は液温と気温の差を表わし、これによって各曲線を分類してある。

Fig. 2. Time variation of the potential of carbonated water without air flow. The curves are classified by the temperature difference between the liquid and the room air which is suffixed at the end of each curve.

2) 丸山晴久・浜昊一; 雨滴や雪片の連続観測, 天気, 1 (1954), 50-52.



第3図 風を与えた時の炭酸水電位の時間変化。各曲線のはしに付した数字は第2図と同様。縦軸のスケールは第2図の10倍である。

Fig. 3. Time variation of the potential of carbonated water. In this case air flow were given. Parameter is the same as the case in Fig. 2. The scale of the ordinate is ten times larger than that of Fig. 2.

線群), 正のとき単調減少 (太線と細い実線), ほぼ0のときは始めに負, 後に正なる極値をもった電位変化 (鎖線) を示している。

第3図に風のある時の結果を示す。一般的には温度差に関係なく単調減少の電位変化を示すが, 例外が数例あり, これは風を与えることが系外の擾乱を系内にまで影響させている結果と思われる。しかし風を与えない場合と比較すると10倍程度の電位変化が得られている。(第3図の縦軸のスケールは第2図の10倍である。)

3-2. 粒径分布

第1表 微水滴の平均直径の時間的变化

Table 1. Time variation of mean droplet diameter.

Condition	No air flow			Air flow		
	ΔT	First period	Middle period	Final period	Total number	
	0.0°C	19.8	-16	-1.0	-4.7	-4.7
	0.23 mm	0.20	0.21	0.16	0.16	0.16
	0.17	0.16	0.20	—	—	—
	0.17	0.15	—	0.12	0.12	0.12
	514	1453	156	1443	1097	1039

統計的には、比較する粒径分布は水滴の個数を等しくとらねばならない。しかし電位測定後期や液温の低い時は飛び出す微水滴の個数が少なく、良い条件を得ることはできなかった。第1表に、一枚の濾紙に少なくとも50個の水滴を捕えた場合の平均直径の時間変化をあげた。これによると捕えた個数が多い程平均直径は減少する傾向にあることがわかる。すなわち信頼のおける平均値を求めるにはまだ個数が不足している。この為に温度差による平均直径の変化を求めることは出来なかったが、いずれの場合も平均直径は時間と共に減少して行くことが示されている。すなわち、最初には比較の大きな水滴が多く、その個数は小さな水滴よりも早く減少すると考えられる。

3-3. 電位変化と粒径分布の比較

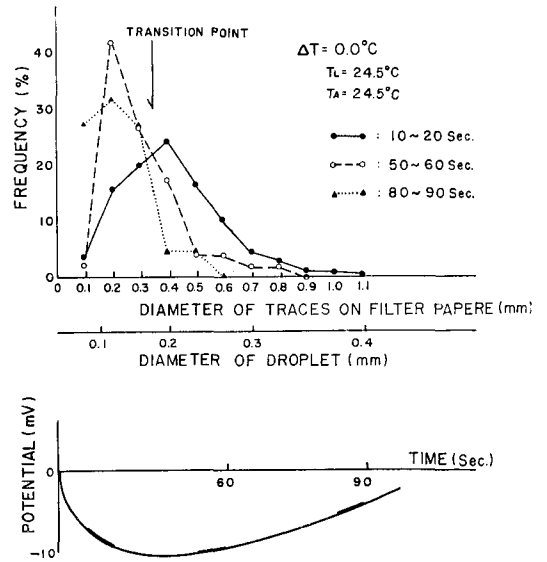
始めに、電位変化の原因となる物理因子の最も少ない、風を与えず、温度差もないときの電位変化と粒径分布の比較を第4図に示す。これによると、約 150μ を境界として、大きな水滴は電位の負の部分、小さな水滴は正の部分と対応している。炭酸水に電位を与えるものは主として測定系外に飛び出す微水滴であると考えられることから、この実験が炭酸水自体の電位を測定している為に、飛び出す微水滴の極性は炭酸水の電位と反対であることに留意すれば、直径 150μ より大きな水滴は正、小さな水滴は負の電荷を持つと結論される。

水滴以外に電位変化を与えられられるものに蒸発があげられる。これを炭酸ガスの完全に抜けた炭酸水を用いて、液温を変化させ、電位の測定を行なったが、ほとんど変化はみられなかった。

次に、温度差のある時及び風を与えた時であるが、第1表に示される様に、電位測定後期に於いては温度差の条件にかかわらず、微水滴は 150μ より小さい。これを温度差が正の時の電位変化と対照させると、 150μ より小さな水滴は負の電荷を持つことになる。これは温度差あるいは風が電位変化に何等かの影響を与えていることによると考えられる。この点については考察で述べる。

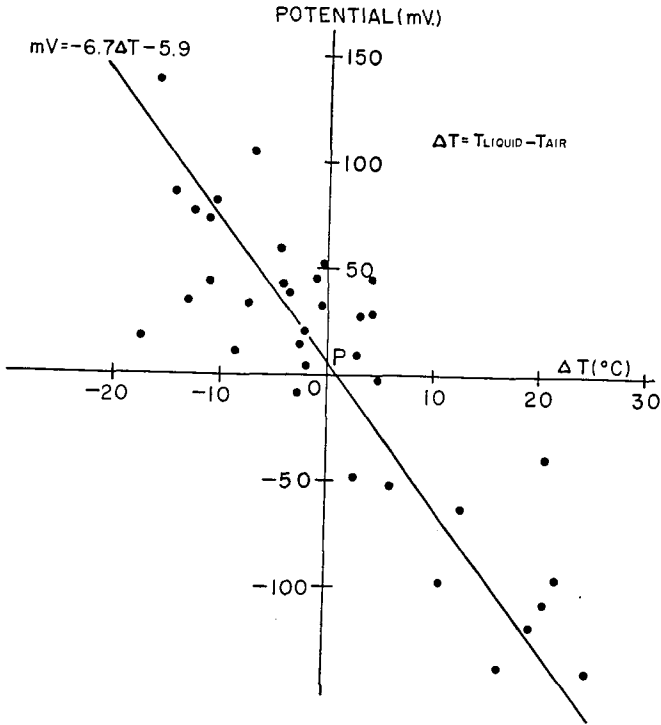
炭酸水の電位がほぼ一定に達したとみられる測定開始後240秒の炭酸水電位と温度差の関係を第5図に示す。これによって電位と温度差がほぼ一次の関係にあることが知られる。

以上の結果に於いて、温度差を電位変化のパラメーターとして用いてきたが、これは液温



第4図 飛び出す微水滴の粒径分布の時間変化(上图)と炭酸水電位の時間変化(下图)との対照

Fig. 4. Contrast of the time variation of the size distribution (upper) with the time variation of the potential of carbonated water (lower).



第5図 測定開始後240秒における炭酸水の電位と温度差との関係

Fig. 5. Relation between the electric potential of carbonated water at 240 sec. after the start of the measurement and corresponding temperature difference.

との相関が非常に高く、その相関係数は0.94を示している。これは主として室温を変化させていない為である。これによって以上の結果は温度差によるものか、液温によるものかは決定出来ない。この点については考察で論ずる。なお液温は温度差に16を和したもので近似的に与えられる。

IV. 考 察

4-1. 粒径の大小による帯電

従来行なわれて来た種々の荷電現象の実験結果は、ある粒径を境にして小さい水滴あるいは氷粒は負、大きなものは正の電荷を持つことを示している(第2表)。表の右端にみられるように、この実験の風がなく温度差もない時の結果も、この事実をうらずけている。

4-2. 離脱気泡直径による微水滴の粒径の推定

温度差と液温との相関が高いことを前に述べたが、この点についてどちらが現象を変化させる要因となるか、二つの異なった方向から考察してみる。

はじめに気泡発生理論からみる。この理論は沸騰熱伝達の分野で精しく扱われているもの

第2表 今までに行なわれてきた水滴や氷粒の荷電に関する種々の実験結果
 Table 2. Experimental results about the electrification of water droplets or ice particles performed hitherto.

Workers	LENARD ³⁾	KAWASAKI ⁴⁾	MAGONO ⁵⁾ TAKAHASHI	YOSIDA ⁶⁾	MAGONO ⁷⁾ SAKURAI	KIKUCHI ⁸⁾	KANAMITSU
Material	Water droplets	Water droplets	Boiling water droplets	Ice particles	Drifting snow particles	Bubbles in ice	Droplets of carbonated water
	+	+	+	+	+		+
Sign	Transition size or temperature.	40 μ	(80°C)		About 2 mm	Bubble 150 μ	150 μ
		-	-	-	-	-	-

である。これによると気泡の発生は容器の壁に存在する気体の核を中心におこり、壁から離脱する時の気泡の大きさは、浮力、表面張力等の力学的平衡によって定まる。この考えに基づいて、離脱気泡直径の実験式が W. FRITZ⁹⁾ によって与えられている。

$$d_b = 0.0209 \varphi \sqrt{2\sigma/g(\rho_l - \rho_g)} \quad (1)$$

但し

d_b ; 離脱気泡直径 g ; 重力加速度
 φ ; 接触角 (水で 40°) ρ_l ; 液体の密度
 σ ; 表面張力 ρ_g ; 気体の密度

この d_b は壁の角度、気泡の成長速度にほとんど関係せずに、かなりの精度で平均値を与えるものである。しかし気泡の発生頻度や発泡点密度が高くなると気泡同志の干渉がおこり(1)式は成立しなくなる。この状態に於いて離脱気泡直径は減少する傾向にある一方、気泡の合体が始まる。測定初期はこの様な状態にある為に大きな気泡が見られる。

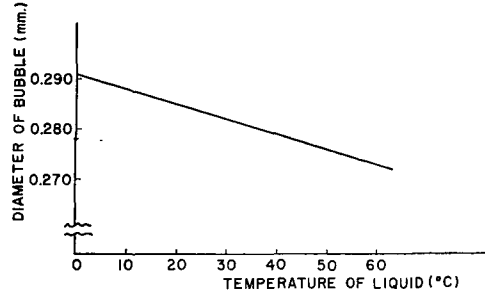
しかし測定後期は気泡の発生頻度が低く、その気泡は(1)式に従って発生するとみなされる。いま温度差のない時、すなわち液温約 16°C における d_b を(1)式から計算すると 0.286 mm となる。BLANCHARD and WOODCOCK¹⁰⁾ によると、飛び出す水滴の大きさは気泡の直径のほぼ

- 3) P. LENARD; Über der Elektrizität der Wasserfäll, Ann. Phys., **46** (1892), 584-636.
- 4) 川崎弘司; 液体分裂による帯電現象について, 電気試験研究報告, **506** (1959), 1-28.
- 5) C. MAGONO and T. TAKAHASHI; The Electric Charge on Condensate and Water Droplets, Jour. Met., **16** (1959), 167-172.
- 6) 吉田順五; 氷の摩擦破壊によって生ずる電気並びに雷の電気の発生機構, 低温科学, **1** (1944), 149-188.
- 7) C. MAGONO and K. SAKURAI; On the Electric Charge on Drifting Snow Pellets, J. Met. Soc. Japan, **41** (1963), 211-217.
- 8) K. KIKUCHI; On the Positive Electrification of Snow Crystals in the Process of their Melting, J. Met. Soc. Japan, **43** (1965), 351-358.
- 9) W. FRITZ; Berechnung des Maximalvolumens von Dampfblasen, Phy. Zeit., **36** (1935), 379-384.
- 10) D. C. BLANCHARD and A. H. WOODCOCK; Bubble Formation and Modification in the Sea and its Meteorological Significance, Tellus, **9** (1957), 145-158.

1/10 で与えられることから、その直径の平均値は 28.6μ となる。この大きさは water blue 法の可能測定範囲外にある。このため実験から得られた粒径分布は小さな水滴に関しては不正確であり、したがって第 1 表の平均値は信頼できない。しかし時間と共に平均直径が減少して行くことは、大きな水滴が気泡発生頻度や発泡点密度に関係することら考えても確かであろう。また第 4 図から求めた極性の境界を与える水滴直径は water blue 法の測定範囲内に入っており、一応信頼できるものと思われる。

4-3. 液温と粒径

(1) 式に於いて密度、表面張力は温度に依存する。これから液温変化による離脱気泡直径の変化を計算したものを第 6 図に示す。ここで接触角の温度による変化はみつもりが不可能なため除いてある。第 6 図によると液温の上昇は d_0 を減少させるが、 10°C の上昇に対しわずか 1% の減少にすぎない。液温が高い時に飛び出す水滴は、電位変化からみると正の電荷を持つことから、より小さい水滴は正の電荷を持たねばならない。これは粒径の大小による荷電とは矛盾する。すなわち温度による電位変化パターンの変化は液温によるのではなく、気温と液温との温度差が何等かの働きをする可能性を提供している。非常に小さい水滴が負の電荷を持っている可能性もあるが、液温変化に対する離脱気泡直径の変化は常に小さいことから無理な仮定であろう。



第 6 図 離脱気泡直径の温度による変化

Fig. 6. Variation of the bubble diameter with temperature of the liquid, when bubbles depart from the wall of the reservoir.

4-4. 微水滴の平均電荷の推定

次に、風がなく温度差がない場合、すなわち液温がほぼ 16°C の時の現象が微水滴の大きさのみによる荷電であるとみなせることから、微水滴の個数の時間変化の電位変化とを理論的に結びつけてみた。

測定系外に飛び出す水滴の個数は溶解ガスの過飽和度に関係すると考えられる。いま個数が過飽和度に比例すると仮定すれば、 t 時間後の個数 N は次の式で与えられる。

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{2}$$

ここに

N_0 ; $t=0$ に於ける個数

λ ; 減衰係数

ここで正の電荷を持つ大きな水滴と、負の電荷を持つ小さな水滴を分けて考えて、これらが各々 λ_s, λ_L なる減衰係数をもって個数の減少をすると考えると

$$N = N_{0L} e^{-\lambda_L t} + N_{0s} e^{-\lambda_s t} \tag{3}$$

N_{0L}, N_{0s} ; 大小の水滴の $t=0$ に於ける個数

となる。 \bar{q}_L , \bar{q}_S を各々大小の水滴の持つ平均電荷量とすれば、水滴が飛び出すことによって時間 t において生ずる電荷量 q は、測定される電荷量が飛び出す水滴と反対の極性を持つことに留意すると次式が成立つ。

$$q = -(C_L e^{-\lambda_L t} - C_S e^{-\lambda_S t}) \quad (4)$$

但し

$$C_L = \bar{q}_L N_{0L} > 0, \quad C_S = \bar{q}_S N_{0S} > 0$$

実験は電荷を蓄積しているから、(4) 式を 0 から t まで積分すると、

$$Q = \frac{C_L}{\lambda_L} e^{-\lambda_L t} - \frac{C_S}{\lambda_S} e^{-\lambda_S t} - \frac{C_L}{\lambda_L} + \frac{C_S}{\lambda_S} \quad (5)$$

となる。この式が温度差がない時の電化変化パターンを表わし得るかどうかを確かめる為に、実験で得られた t の種々の値に対する電位の値を代入し、各係数を定めた。但し電荷量 Q は電位に比例するので、 \bar{q}_L , \bar{q}_S 等は mV の単位である。各係数の値は

$$\lambda_L = 0.033$$

$$\lambda_S = 0.008$$

$$C_L = 0.3$$

$$C_S = 0.5$$

となる。ここで係数の妥当性をみれば、減衰係数は前に述べた様に大きな水滴は気滴の合体によってできるものと考えられるから、当然 λ_L は λ_S より大きいはずであり、上の数値はこれを満している。また濾紙で測った個数の時間変化の実験と比較して、種々の場合の大きな水滴の減衰係数の平均値は 0.03 であり、ほぼ一致している。小さな水滴については実験の値と一致していない。これは大きな水滴の減衰比が大きいことから、濾紙で測った水滴の径は小さなものについては不正確なために実際の値より大きくでているためであろう。

C_L の値から $t=0$ の時の個数がわかれば、大きな水滴一個あたりの電荷量を求めることができる。 N_{0L} は濾紙の上で、第 3 表に示したように約 3600 であり、従って \bar{q}_L は 2×10^{-5} e.s.u. である。小さな水滴の電荷については実験から N_{0S} を決めることが困難であるために不可能である。

4-5. 液温の効果

(5) 式に於いて各係数の液温による変化をみると、液温の変化は過飽和度を変化させるから、 C_L , C_S は共に変化する。しかし λ_L , λ_S は温度に関して不変であると仮定した結果が実験と良く一致したので、 λ_L , λ_S は温度に

第 3 表 温度差がない時の 150 μ を境界とした大小の微水滴個数の時間変化と N_{0L} の計算値

Table 3. Time variations of the number of the droplets larger and smaller than 150, the calculated value of the number of large droplets at initial time.

	$\Delta T = 0.0^\circ\text{C}$	
	Number of large droplets	Number of small droplets
10~20 sec	2412	1548
50~60 sec	333	135
80~90 sec	27	171
N_{0L}	3623	

よらないものと考えられる。いま 4-4 に示したように $\lambda_L > \lambda_S$ に注目すれば、(5) 式の極値を与える t が存在しない条件、すなわち

$$t = \frac{\log \frac{C_L}{C_S}}{\lambda_L - \lambda_S} < 0$$

より、 $C_S > C_L$ となり

$$Q' = C_S e^{-\lambda_S t} - C_L e^{-\lambda_L t} > 0 \quad (6)$$

が導びかれることから、 Q は常に単調増加となり、温度差が正の時の電位変化を表わすことはできない。これによっても液温の上昇が電位変化パターンを変化させるには不十分なことがわかる。

4-6. 温度差の効果

J. LATHAM¹¹⁾ は電離した液体に温度傾度を与えた時に、温度の高い方が負、低い方が正に分極する事実をあげている。この現象が炭酸水にも生ずると仮定してみる。液体の表面の極く薄い水の層を考えると、外気と液体との温度差によって温度傾度ができる。これによって電気分極がおこると、液温が室温よりも高い時には、液体表面は内部に比べて温度が低いために正に分極し、飛び出す微水滴は（大きさによって持つ電荷に加えて）正の電荷を持ち、温度傾度の影響が充分に大きい時は、大きさにかかわらず微水滴は正の電荷を持つであろう。これによって液温が高い時の単調減少の電位変化パターンを得ることができる。

第 4 図に温度差と電位とは一次の関係にあることが示されていることから、(4) 式に温度差による荷電の項を加える時には、 ΔT に比例した量を加えねばならない。その際に ΔT の符号を考慮して、(7) 式を得る。この式において ΔT による電荷は水滴の大きさによって変化すると考えられることから、大きな水滴の個数に α なる係数をかけてある。

$$q = -(C_L e^{-\lambda_L t} - C_S e^{-\lambda_S t}) - \kappa \Delta T (N_{0S} e^{-\lambda_S t} + \alpha N_{0L} e^{-\lambda_L t}) \quad (7)$$

(7) 式を 0 から t まで積分して

$$Q = \left(\frac{C_L}{\lambda_L} e^{-\lambda_L t} - \frac{C_S}{\lambda_S} e^{-\lambda_S t} - \frac{C_L}{\lambda_L} + \frac{C_S}{\lambda_S} \right) + \left\{ \kappa \Delta T \left(\frac{N_{0S}}{\lambda_S} e^{-\lambda_S t} + \frac{\alpha N_{0L}}{\lambda_L} e^{-\lambda_L t} \right) - \kappa \Delta T \left(\frac{\alpha N_{0L}}{\lambda_L} + \frac{N_{0S}}{\lambda_S} \right) \right\} \quad (8)$$

但し κ ; 温度差と電位との比例係数

(8) 式の κ を第 5 図から求めると、 $\alpha \approx 10 \sim 100$ 、 $N_{0S}/N_{0L} \approx 10$ と見積って（荷重量が表面積に比例） $10^{-8} \sim 10^{-10}$ の桁であった。なお第 5 図において \overline{OP} は (8) 式の第一項にあたり、 ΔT が 10°C 増加すると (8) 式の第二項は第一項の 2 倍となる。この第二項を入れることによって単

11) J. LATHAM; Charge Transfer Associated with Temperature Gradient in Ionic Solutions, Nature, 202 (1964), 284-285.

調増加、単調減少の電位変化が説明される。

4-7. 風の効果

次に風を与えたことによる電位パターンの変化を現象的に予想してみる。気泡の大きさは風を与えることによって液表面からの蒸発が助長され、液面の温度が低下するために表面張力が増加し、液面で気泡が破裂しにくく、大きくなる傾向にあると考えられる。しかし第2表で風の有無による微水滴直径の変化をみると、風のあるときはかえって小さくなっていることから、表面張力の影響は問題にならない。

温度差については風があると蒸発促進のために液の外側が冷くなり、 ΔT が正のときに対応する。この影響が大きいために単調減少の電位変化を示すのではないかと考えられる。しかし風を与えた場合の液温低下を測定しなかったので、これ以上の考察は控える。

電荷量が風を与えなかった時の10倍を示すことは、微水滴は荷電していても再び液面に帰って来るならば液の荷電に寄与しないが、風を与えたために微水滴が測定系外に飛び出す割合のふえることが、最も大きな原因と考えられる。

V. 結 論

以上の考察から、炭酸水の発泡による荷電の原因は、

1) 大きい微水滴は正、小さい微水滴は負の電荷を持って出て行き、両者の差が炭酸水の電荷となって測定される。微水滴の大小（従って正負）の境界は 150μ で、大きな水滴一個あたりの平均電荷は 2×10^{-5} e.s.u. である。

2) 炭酸水表面の温度傾斜により、とび出す微水滴の電荷が決まり、液と気温の差が 10°C のときには微水滴粒径の影響の2倍になり、温度差とこれによる電荷は比例する。

3) 風を与えた時に電荷の大きく出る理由は、測定法にも起因するので明らかにできなかったが、温度傾斜の影響も考えられる。

VI. 謝 辞

おわりに本論文の理論的考察に有益な助言をいただいた菊地助教授に厚く感謝する。

7. The Electrification of Carbonated Water due to Bursting Bubbles from the Surface

By Masao KANAMITSU and Choji MAGONO

(Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University)

The electrification of carbonated water were measured, when bubbles' bursting was prosperous. The measurement was made under an air flow and a stagnant air condition. In addition to that, the temperatures of carbonated water and air and also the size distribution of droplets from the bursting bubbles were measured. The results of the measurement was compared with the time variation of the charge of the carbonated water.

It was found that under stagnant air condition the rate of electrification of the carbonated water was varied by the temperature difference between the water and the air. Results were shown in Fig. 1. Under the air flow, the electrification of the water were independent of the temperature difference (Fig. 2).

In the case of stagnant air flow without temperature difference, it was found that the droplets with diameter larger than 150μ had positive charge, while the droplets with diameter smaller than 150μ had negative charge by comparing the size distribution and the charge of the water (Fig. 4).

By the assumption of the exponential decrease in the number of the larger droplets, the mean charge of the droplet was computed, 2×10^{-5} e.s.u. By further consideration of the influence of the temperature variation of the water, it was assumed that the temperature gradient at a thin layer of the water surface caused a charge separation, namely high temperature side negative and low temperature side positive. And it was found that the magnitude of electrification of the carbonated water was proportional to the temperature difference as was shown in Fig. 5.