



Title	宗谷海峡の流れについて
Author(s)	青田, 昌秋; AOTA, Masaaki; 石川, 正雄 他
Citation	低温科学. 物理篇, 47, 147-160
Issue Date	1989-03-10
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/18571
Type	departmental bulletin paper
File Information	47_p147-160.pdf



宗谷海峡の流れについて*,**

青田昌秋・石川正雄

(低温科学研究所流水研究施設)

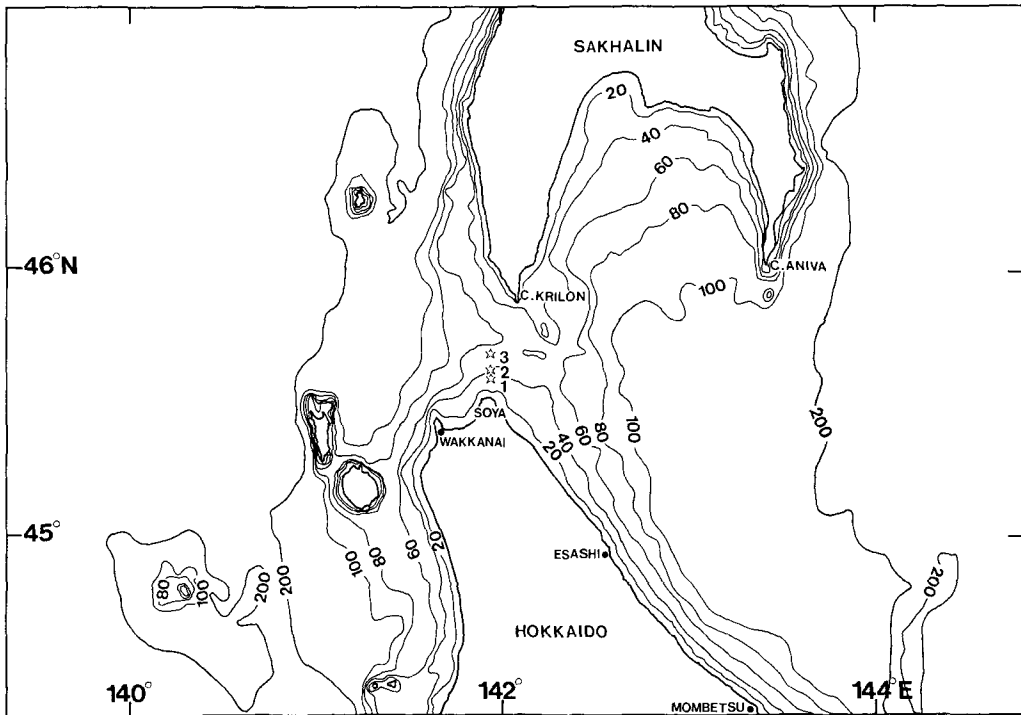
山田俊郎

(東海大学海洋学部)

(昭和63年11月受理)

I. ま え が き

宗谷海峡は、ラベルーズ海峡ともよばれ、カラフトと北海道に挟まれた、日本海とオホーツク海を結ぶ海峡である。この海峡の最狭部は、北海道の北端宗谷岬とカラフト南端の西能登呂岬の間で、その巾は約45 km、深さは40~50 mである。第1図に海峡周辺の海底地形を示す。なお、図中の星印は後に示す測点である。



第1図 宗谷海峡周辺の海底地形と測点

☆1は、1987~1988年の測流点、☆2、☆3は、1973年の測流点を示す

* 北海道大学低温科学研究所業績 第3186号

** 北海道大学低温科学研究所 流水研究施設研究報告 第122号

日本海を北上した対馬暖流は、その大半が津軽海峡から太平洋へ流出し、残りは北海道西岸沿いに北上、その大部分が、この宗谷海峡を通してオホーツク海へ流入し、宗谷暖流と名を変える。

冬季を除き、宗谷暖流はオホーツク海の北海道沿いに南東流している。筆者らの一人、青田¹⁾および青田ら²⁾は、オホーツク海紋別沖付近の海流観測結果と稚内一網走間の水位差との関係から、宗谷暖流の駆動力は、日本海—オホーツク海の水位差であることを見出している。

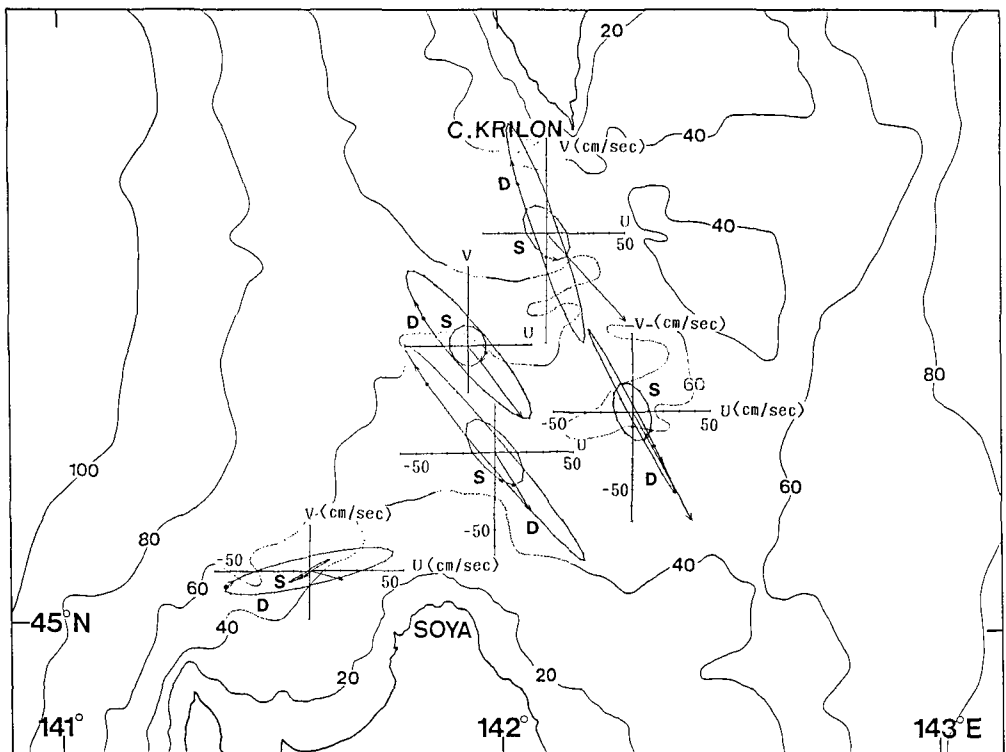
この法則が事実とすると、宗谷海峡を通過する対馬暖流（宗谷暖流）の流動も、日本海—オホーツク海の水位差に対応するものでなくてはならない。

筆者らは、宗谷海峡の海潮流の特性と、先の法則の検証のため、1987年夏から宗谷岬沖に定点を定め、流水期を除く、月に一回、各一昼夜以上の測流を行ってきた。

ここでは、その結果に基づいて、宗谷海峡における海潮流特性と日本海—オホーツク海の水位差との関係について報告する。

II. 宗谷海峡における過去の観測

宗谷海峡全域にわたる水塊構造、海流の測定は第二次世界大戦の前後を含めても極めて少ない。終戦以前の観測といえども、その観測時期は暖候期に限られている。戦後はソ連との国境にはばまれ、我国による観測は、海峡中央部以南に限られる。



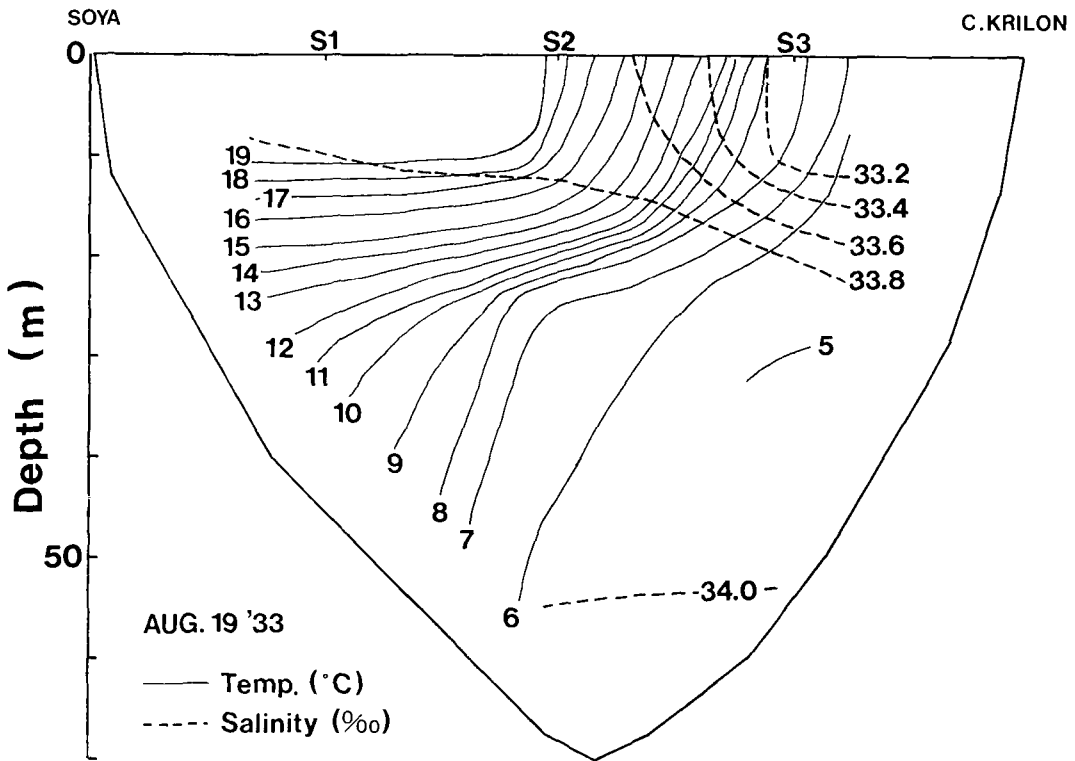
第2図 1933年、特務艦“大泊”による測流結果を潮流長門で示す(20 m層)

ここでは、海峡全域の水塊構造、流動を見るために、数少ない過去の観測の中から、1933年5~6月、旧日本海軍水路部・特務艦“大泊”のエクマン・メルツ型流速計による一昼夜、一時間毎の測流結果³⁾から求めた各20m層の潮流長円(第2図)と、同年8月19日、北海道水産試験場・調査船“探海丸”による宗谷岬—カラフト西能登呂岬間の水溫、塩分(比重測定による)の鉛直分布⁴⁾を示す(第3図)。

第3図から夏季、宗谷海峡は北部・西能登呂岬付近の表層部分を除き、ほとんど全域が高溫、高塩分で占められていることがわかる。また、第2図から海峡における恒流成分は、ほぼ全域で、日本海からオホーツク海へ流れていることがわかる。

なお、戦後の1973年6, 8月、青田⁵⁾は宗谷岬北方6, 10 湊(第1図中☆2, ☆3で示す)において、小野式流速計による1~2昼夜の連続測流を行なっている。

結果は6, 8月とも、表層で89~97 cm/sec, 中層以深で45~63 cm/secの南東流である。



第3図 1933年8月19日、北海道水産試験場・調査船“探海丸”による宗谷岬—西能登呂岬間の水溫、塩分の鉛直分布

III. 1987~1988年宗谷岬北方5湊点の測流結果

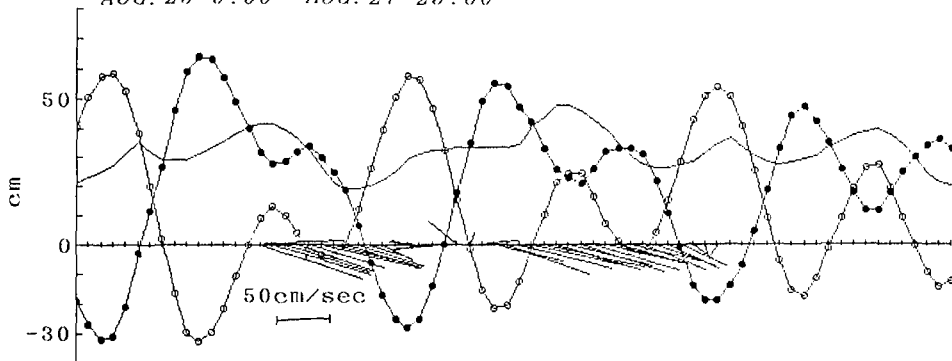
1. 測点および観測方法

宗谷岬北方5湊、水深43m点のほぼ中層20m層を定点(第1図中に☆1で示す)として、毎月1回アンデラーRCM-4型流速計による1~2昼夜の測流を行なった。観測時間間隔(Sampling interval)は各10分である。

1987

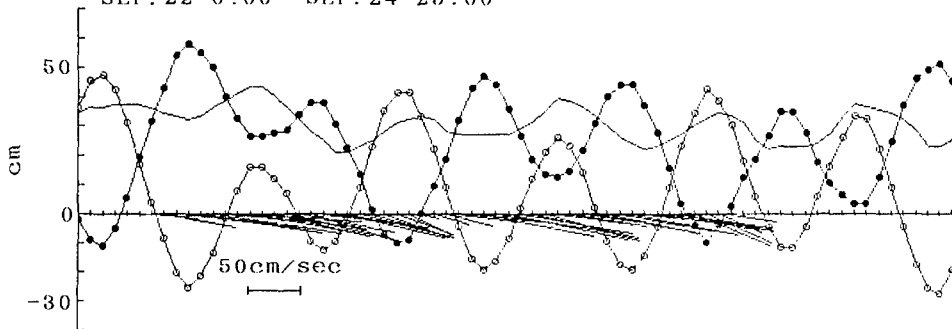
AUG. 25 0:00 ~ AUG. 27 23:00

1



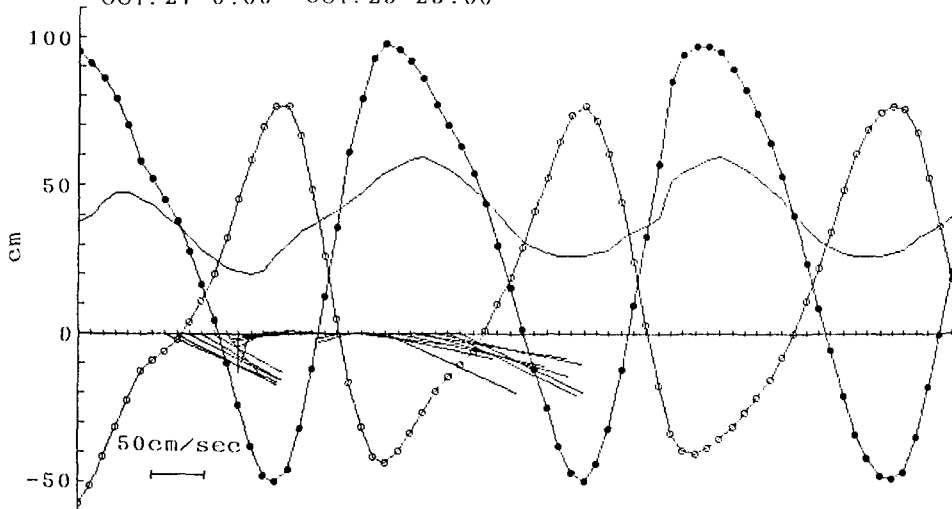
SEP. 22 0:00 ~ SEP. 24 23:00

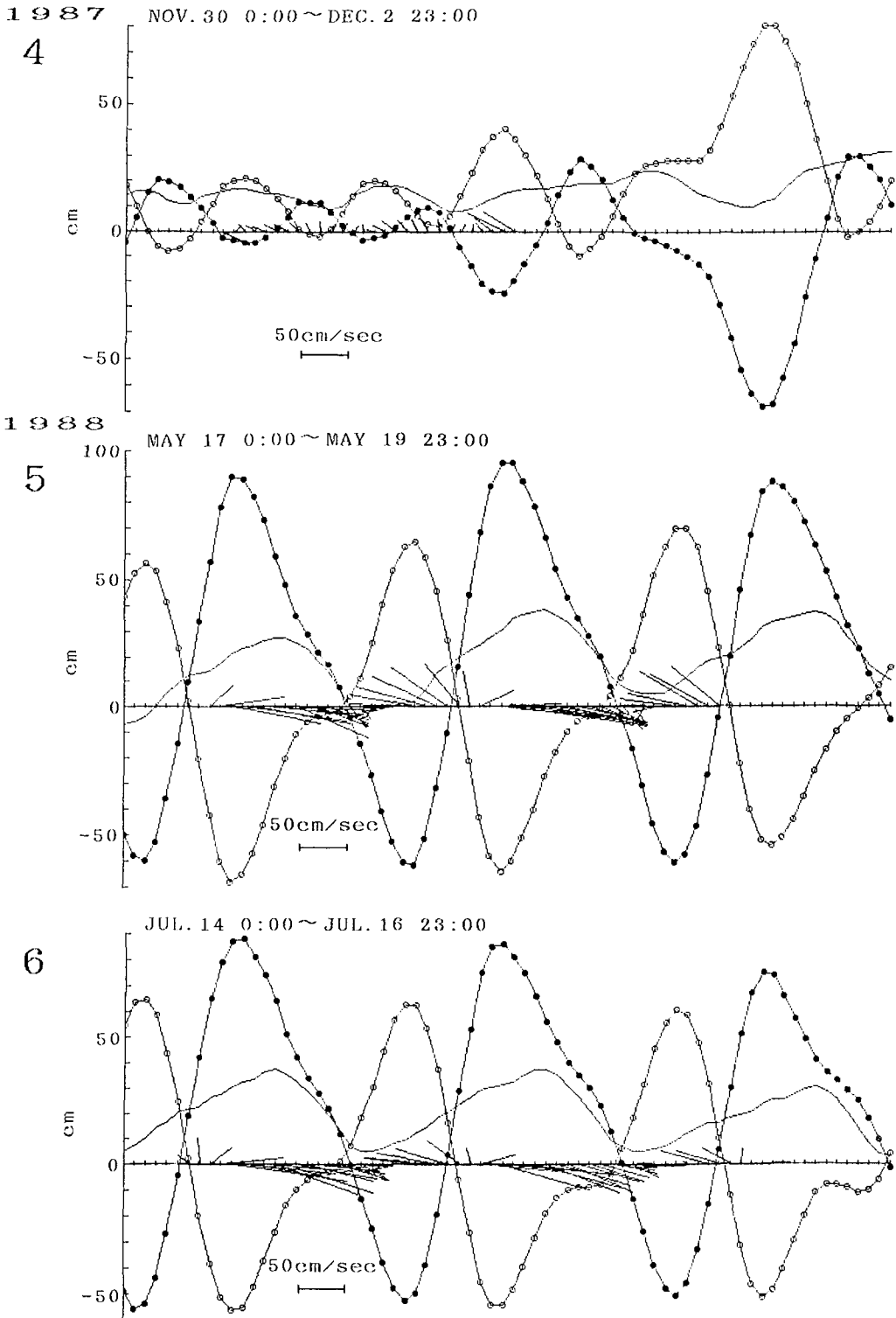
2



OCT. 27 0:00 ~ OCT. 29 23:00

3





第4図 1987~1988年の測流結果をスティック・ダイアグラムで示し、稚内の水位 (T.P上) を実線、網走の水位 (T.P上) を白丸、稚内-網走間の水位差を黒丸で示す

これまでの観測は流水期の1~4月を除く、1987年8月25~27日、9月22~24日、10月27~28日、11月30日~12月1日、1988年5月17日~19日、7月14~16日の6回である。

2. 測流結果

1987~1988年の観測結果を第4-(1~6)図にスティック・ダイアグラムで示す。なお、図中には、稚内および網走の東京湾平均海面(T.P)を基準とする各水位と、稚内一網走間の水位差も同時に示した。

第5-(1~6)図には、第4図に示した測流結果に基づく各潮流長円を示す。

恒流成分：第4図のスティック・ダイアグラムおよび第5図から明らかなように、暖候期(1987年8,9,10月および1988年5,7月)の恒流成分の流向は、東~南東方向で、流速は50~83 cm/secである。これに対し、初冬(第5-4図)の恒流成分の流向は、暖候期とは逆方向の北西流で、その流速は10 cm/secと著しく小さくなっている。

潮流成分：暖候期の潮流は日週潮が卓越しており、日週潮、半日週潮とも長軸の方向は、恒流成分とほぼ同方向の(西-東)~(西北西-東南東)である。一方、初冬(第5-4図)では、日週潮、半日週潮とも著しく微弱となっている。第1表に潮流の調和定数を示す。

第1表 宗谷岬北方5涇, 20 m層における潮流の調和定数

観測年月日	観測位置	東 分					北 分				
		U_0	U_1	U_2	μ_1	μ_2	V_0	V_1	V_2	ν_1	ν_2
1987年8月25~26日	宗谷岬北方	45.4	59.5	26.2	42	283	-14.4	15.8	6.6	238	134
9月22~23日	5 N. M 20 m	81.0	33.1	22.2	55	349	-16.8	5.1	3.1	314	207
10月27~28日		53.6	98.7	24.5	201	282	-27.7	21.5	6.5	53	77
11月30~12月1日		-4.6	2.0	9.4	152	11	9.0	1.8	2.5	246	195
1988年5月17~18日		22.6	87.2	23.2	24	307	-1.7	27.9	11.9	251	151
7月14~15日		27.2	81.1	23.3	40	318	-5.6	22.3	11.3	258	197

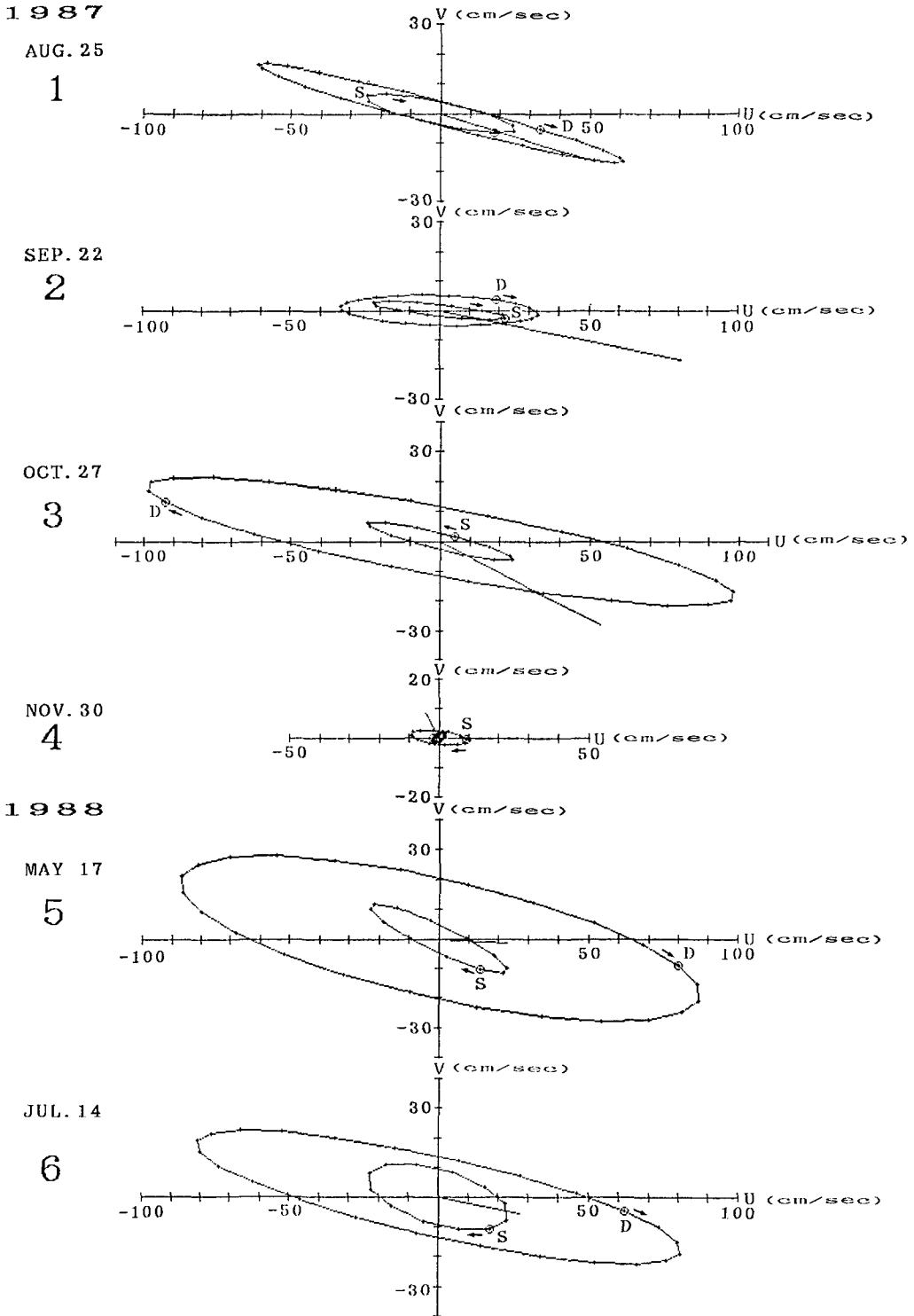
IV. 測流結果の解析と考察

1. 宗谷海峡の流れと水位差の関係

沿岸水位変動の一例として、1987年の稚内、網走の1時間毎の水位(T.P上)を第6図A, Bに示す。また同図Cには、両点の水位のそれぞれ25時間移動平均値の差すなわち、稚内一網走間の日平均水位差の変化を示す。

第6図から暖候期においては、日本海側に面する稚内の平均水位は、オホーツク海南西部の網走のそれより高いが、晩秋頃からその差は減少し、11月下旬から流水期にかけては、しばしば逆転して、オホーツク海側の水位が高くなっていることがわかる。

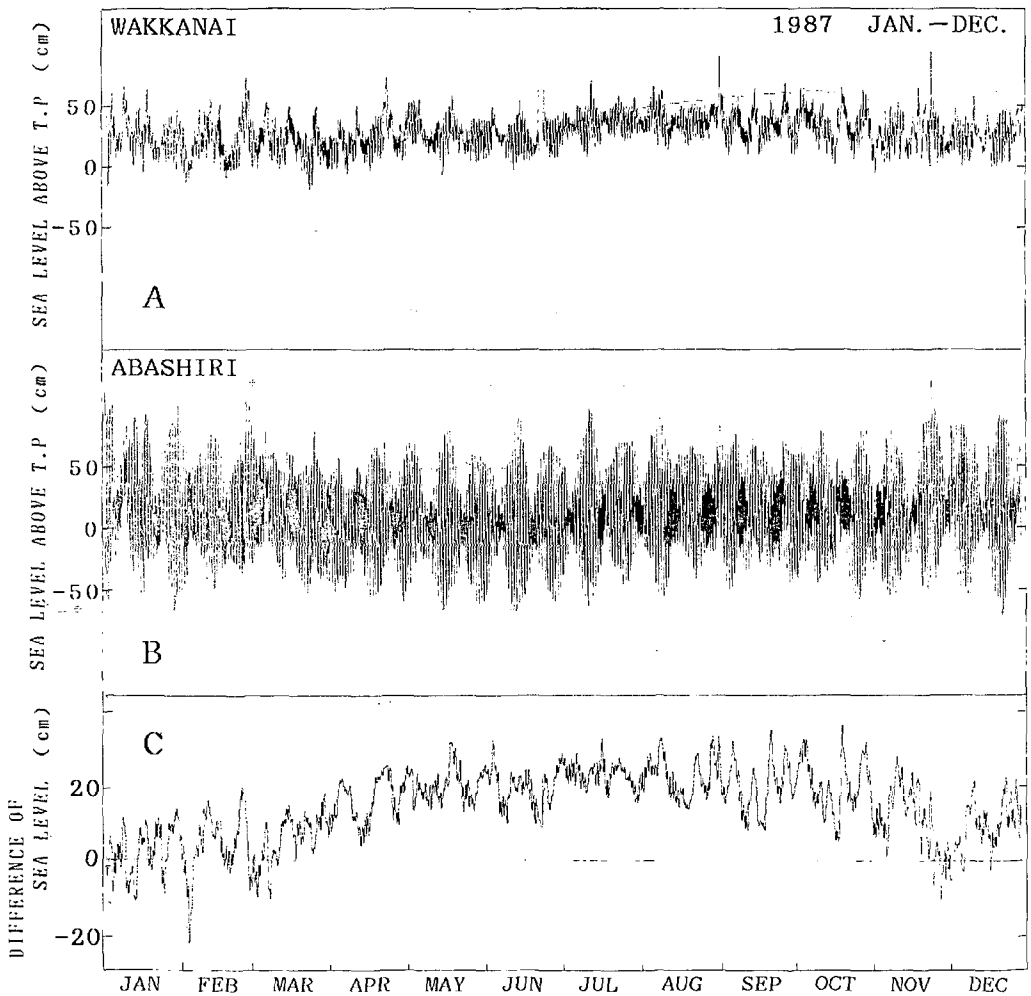
第4図から明らかなように、流れと水位差の間には対応が認められる。すなわち、暖候期、稚内の水位が網走の水位より高い場合、流向は東~南東方向、いかえると、日本海からオホーツク海へ向い、また、水位差の増大にしたがって、流速が大きくなる傾向が認められる。一方、11~12月の結果(第4-4図)では、両点の水位差は小さくなり、時間によっては、稚内よ



第5図 1987~1988年, 宗谷岬北方5湊, 20m層の潮流長円

り網走の水位が高くなっている。これに対応して、流速の絶対値も小さくなり、流向は暖候期とは逆の北西～北西の傾向を示している。ここで注目すべきことは、稚内、網走の個々の水位変動と流速の相関よりも、両点の水位差と流速の相関の度合が大ということである。

水位差と流速の関係をもう少し詳細にみよう。第4図からもうかがえるように、一般に、水位差の変化と流速の変化には時間差がある。第4図に示した各1時間毎の流速値と水位差との相互相関関数が最大となるそのずれは1～2時間であった。第7図に、両点の水位差 ΔH と2時間後の流速の東成分 u との関係を示す。水位差 ΔH と流速 u との間には高い相関関係が認められ、その相関係数は0.88である。このことから、宗谷海峡の流れは、稚内～網走間の水位差、すなわち、日本海北部とオホーツク海南西部の水位差に支配されているといえる。



第6図 1987年の稚内の水位 (A)、網走の水位 (B) と、稚内～網走間の水位差 ΔH の季節変動 (C)

2. 宗谷海峡における流動の運動方程式

宗谷海峡における流れは、主に、この海域周辺の水位勾配に支配されていると考えられる。いま、東方向に x 軸、北方向に y 軸、鉛直下方に z 軸をとり、重力加速度を g 、海水密度を ρ 、圧力を p 、鉛直方向の渦動粘性係数を A_z とすると、 x 軸方向の流速 u についての運動方程式は、

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

となる。ここで圧力 p は、気圧を p_a とすると、

$$p = p_a + g \int_z^z \rho(x, z) dz \quad (2)$$

である。さらにライプニッツ則によって式(2)は、

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_a}{\partial x} - g \rho_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + g \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz \quad (3)$$

と表わされる。ここで ρ_s は表面海水の密度、 $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ は海面勾配である。気圧勾配 $\frac{\partial p_a}{\partial x}$ は無視し得るので、式(1)、(3)から、

$$-\frac{d^2 u}{dz^2} = -\frac{g}{A_z} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{g}{\rho A_z} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz \quad (4)$$

が得られる。

ここで、海面においては、風の応力 τ 、すなわち、

$$\tau = \rho_a c_D |w| \cdot w = -\rho_s A_z \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=0} \quad (5)$$

海底 $z=h$ においては、海底摩擦力 f_b に流速の自乗則を適用して、

$$f_b = k \rho_b |u_b| \cdot u_b = -\rho_b A_z \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=h} \quad (6)$$

が作用すると考える。ここで ρ_a は大気密度、 C_D は海面の抵抗係数、 u_b は海底における流速、 k は海底摩擦係数である。

式(5)、(6)の境界条件と、海峡周辺で海水密度がほぼ均一という条件から、

式(4)の解は、

$$u(z) = \frac{g}{2A_z} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} (h^2 - z^2) + \frac{\tau}{\rho_s A_z} (h - z) \pm \left(\frac{g}{k} \cdot \left. \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right| \cdot h + \left. \frac{\tau}{\rho_s k} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

と表わされる⁶⁾。

式(7)によって、海峡内の水位勾配が知れると、流速の鉛直分布が求められる。しかしながら、海峡周辺の水位勾配 $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ は、現在の時点では直接知ることが出来ない。ここで、海峡内の水位勾配の x 成分 $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ は、稚内一網走間の水位差 ΔH に比例すると仮定し、比例定数 α を

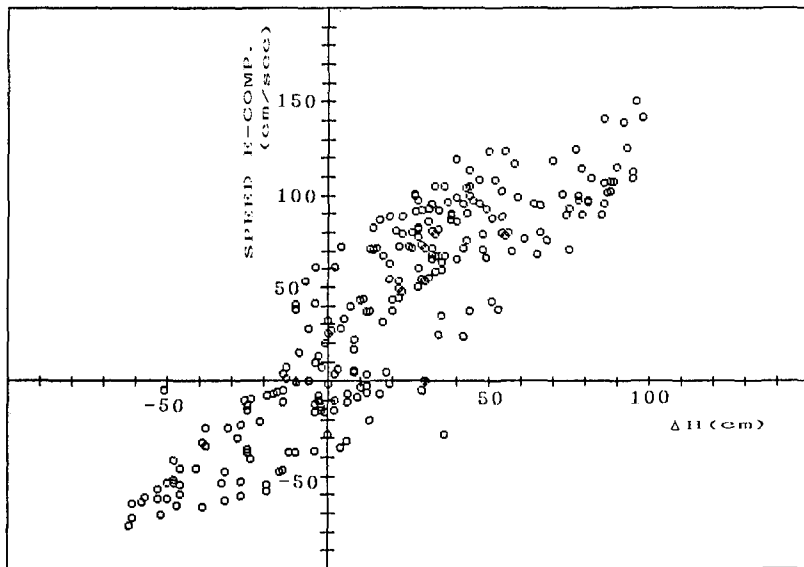
用いて

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \alpha \cdot \Delta H \quad (8)$$

とする。

式(8)の α は以下のようにして定められる。鉛直渦動粘性係数 A_z 、海底摩擦係数 k としてそれぞれ一般的な値である、 $A_z=10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、 $k=2.5 \times 10^{-3}$ とし、かつ、ここでは風の影響を無視する。これによって、式(7)、(8)から水位差 ΔH に対応する流速の推定値が α の関数として求められる。これと、第7図に示した流速の実測値との対応から、最小自乗法によって α を求めると、 $\alpha=4.4 \times 10^{-8}$ となる。

この α の値を用いて推定される流速 u_{cal} と実測流速 u_{obs} との関係を第8図に示す。



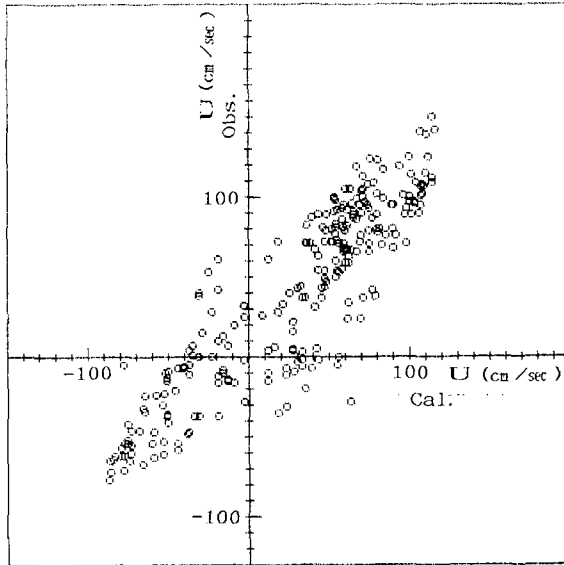
第7図 1987~1988年、稚内一網走の水位差 ΔH と、宗谷岬北方5渚、20m層の東成分流速 u との関係

3. 水位差 ΔH からの流速の推定

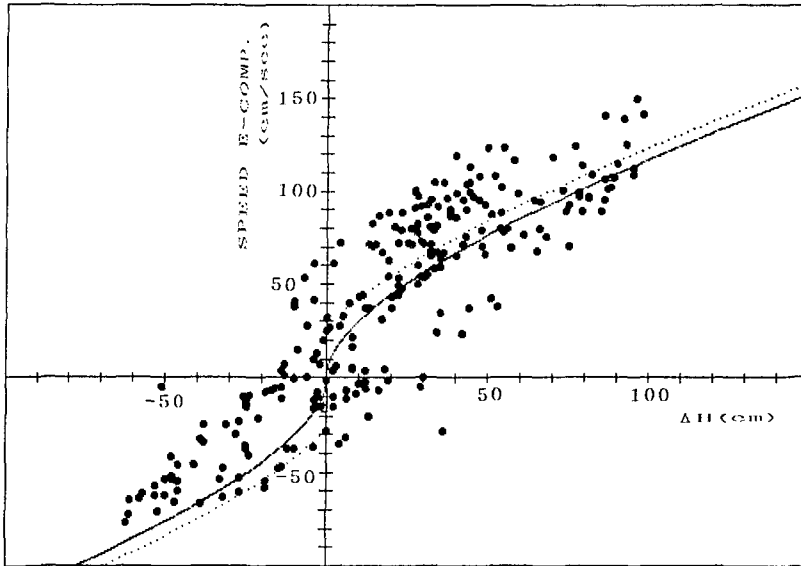
宗谷海峡の流れが式(7)、(8)によって、稚内一網走間の水位差 ΔH から推定されることを示した。第9図に、水位差 ΔH に対する推定流速を実線で示す。同時に水位差 ΔH に対する流速の実測値も記してある。

ここで式(7)の導出の際には無視した風の影響を考える。

いま、一例として、海面傾斜方向に 10 m/sec の風を吹かせたときの流速を、第9図に点線で示した。ここでは $\rho_a=1.2 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ 、 $C_D=1.2 \times 10^{-3}$ を用いた。図から明らかなように、水位差 ΔH が 20 cm の時の風の影響は、水位差による流速の 20% 以下で、水位差が大きくなる程その比は小さくなり、無視し得るといえよう。一方、水位差 ΔH が 10 cm 以下の範囲では、水位差が 0 に近づくに従って相対的に風の影響が大きくなるのは当然である。水位差が小とな



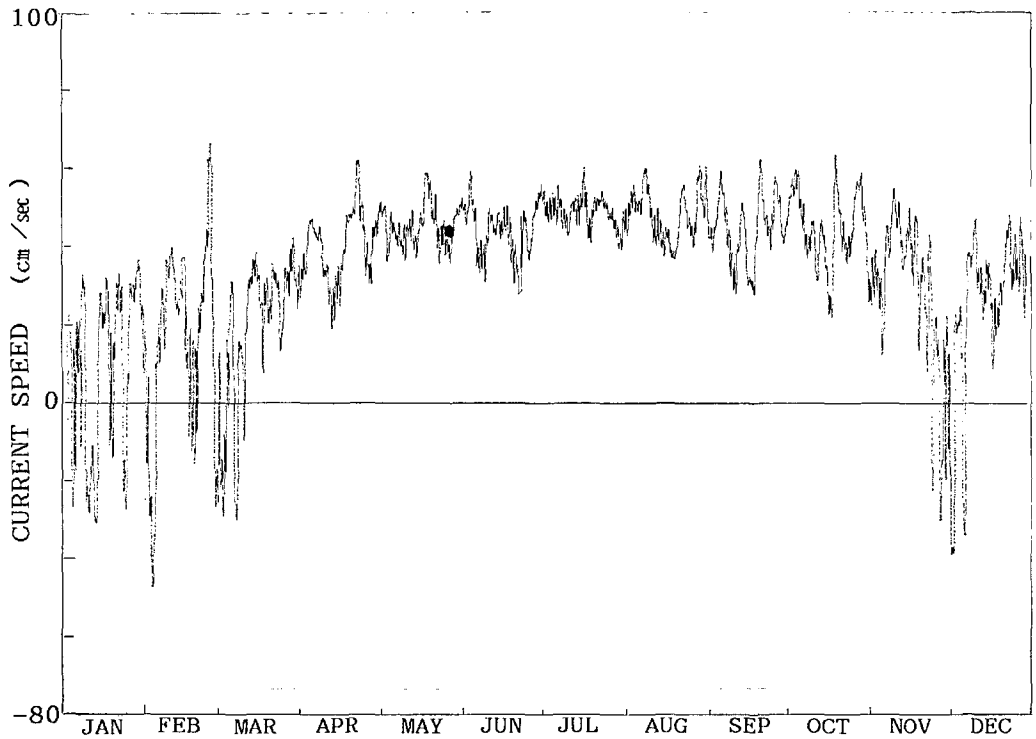
第8図 式(7), (8)から求めた流速の計算値 u_{cal} と、実測値 u_{obs} との関係 (それぞれ東成分流速)



第9図 稚内一網走間の水位差 ΔH に対する推定流速を実線で示し、実測値を黒丸で示す。点線は、10 m/secの風を吹かせたときの推定流速を表わす

る冬の流れについては、風の影響を考慮に入れるべきであろう。

おわりに、第9図に示した1987年1年間の稚内一網走間の水位差 ΔH (25時間移動平均値) から、式(7), (8)によって推定した宗谷岬北方5湊、20 m層の流速(東成分)の季節変化を第10図に示す。



第10図 1987年，宗谷岬北方5湊，20m層の推定流速（東成分）の季節変動

V. おわりに

宗谷海峡における測流結果を報告し，流速と水位差の関係について考察を行った。その結果，宗谷暖流の駆動力は，海峡の両側，日本海北部とオホーツク海南西部の水位差であることを検証した。さらに，宗谷海峡の流れが，稚内一網走の水位差から推算できることを示した。

おわりに，宗谷海峡での観測に御協力いただいた宗谷漁業協同組合の皆様，観測および資料整理に御協力いただいた流水研究施設の職員の皆様に感謝の意を表します。

文 献

- 1) 青田昌秋 1984 宗谷暖流域の海況変動. 沿岸海洋研究ノート, **22**(2), 30-39.
- 2) 青田昌秋・永田 豊・稲葉栄生・松山優治・小野延雄・金成誠一 1985 宗谷暖流—典型的な陸棚上の海流—. 海洋の動態, 164-187.
- 3) 海軍水路部 1933 特務艦大泊観測報告. 未印刷.
- 4) 北海道水産試験場 1935 水産調査報告, **38**, 45-46.
- 5) 青田昌秋 1979 オホーツク海・北海道沿岸海域の海況変動. 沿岸海洋研究ノート, **17**(1), 1-11.
- 6) Conlon, D. M. 1981 Dynamics of flow in the region of the Tsugaru Strait. Technical Report No. 312 Coastal Studies Institute Louisiana State Univ, 40.

Summary

Currents were measured at a depth of 20 m below the surface in a water 43 m deep, 5

nautical miles north of Cape Soya in the Strait of Soya connecting the Sea of Japan to the Sea of Okhotsk from August, 1987, to July, 1988.

The position of mooring in relation to the bathymetry of the strait is indicated by (☆1) in Figure 1. The duration and the sampling interval of each observation were about 2 days and 10 minutes, respectively.

Shown in Figure 4 are the time series of the current vectors as well as of the variations in the sea level at Wakkanai and Abashiri and in the sea level difference between Wakkanai and Abashiri.

The current ellipses are shown in Figure 5, and the harmonic constants of the currents are presented in Table 1.

A strong correlation exists between the current speeds and the sea level differences between Wakkanai and Abashiri (Fig. 7). This suggests that the flow of water in the Strait of Soya is mainly controlled by horizontal pressure gradients caused by the sea level differences.

A simple dynamic model was introduced for computing current speeds in the strait by using a difference in sea level between Wakkanai and Abashiri. If a current is stationary, the inertia term and horizontal friction can be neglected, the momentum equation is given by (1) in a coordinate system in which X is eastward, Y is northward, and Z is positive downward,

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

where ρ is the density of a homogeneous sea water, p is the pressure and A_z is the vertical eddy viscosity.

The pressure p in equation (1) is expressed as equation (2),

$$p = p_a + g \int_{\zeta}^z \rho(x, z) dz \quad (2)$$

where p_a is the atmospheric pressure, and ζ is the elevation of the sea surface. Using the Leibnitz' rule, differentiation yields equation (3),

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_a}{\partial x} - g \rho_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + g \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz \quad (3)$$

where ρ_s is the density of the surface water, and $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ is the X -component of the gradient of the sea surface.

As the gradient of the air pressure $\frac{\partial p_a}{\partial x}$ in equation (3) can be neglected, equation (4) is obtained from equations (1) and (3).

$$\frac{d^2 u}{dz^2} = -\frac{g}{A_z} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{g}{\rho A_z} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz \quad (4)$$

Consider a wind stress at the surface expressed by equation (5),

$$\tau = \rho_a C_D |w| \cdot w = -\rho_s A_z \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=0} \quad (5)$$

where ρ_a is the air density, C_D is the wind drag coefficient, and w is the wind speed.

Suppose a quadratic friction law at the bottom expressed by equation (6),

$$f_b = k \rho_b |u_b| \cdot u_b = -\rho_b A_z \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=h} \quad (6)$$

where ρ_b is the density of the bottom water, k is the bottom friction factor, and u_b is the bottom velocity.

Under these boundary conditions, i. e., Eqs. (5) and (6), the solution of the vertical profile is given by equation (7).

$$u(z) = \frac{g}{2A_z} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} (h^2 - z^2) + \frac{\tau}{\rho_s A_z} (h - z) \pm \left(\frac{g}{k} \cdot \left| \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right| \cdot h + \left| \frac{\tau}{\rho_s k} \right| \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

If the gradient of the sea surface in the strait $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ is in proportion to the sea level difference ΔH between Wakkanai and Abashiri, equation (8) can be obtained,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \alpha \cdot \Delta H \quad (8)$$

where α is the proportional constant, which can be determined by the least squares method and by using typical values of $A_z (= 10^3 \text{ cm}^2/\text{s})$ and $k (= 2.5 \times 10^{-3})$.

Shown in Figure 8 is the relationship between the current speeds calculated from equations (7) and (8) and those (in east-west component) observed by the current meter, indicating a good correlation between them.

It is concluded that the current in the Strait of Soya is explained as a gradient current.