

我国台湾及其附近海底地形对 黑潮途径的影响*

管秉贤

(中国科学院海洋研究所)

台湾是我国第一大岛,其形略呈椭圆,长轴指向 NNE, 约长 205 海里(~380 公里),短轴约 80 海里(~150 公里)。台湾东临太平洋,海底地形峻陡,等深线大都与海岸平行,在离岸数十海里处,水深激增达 4 千米以上;西临台湾海峡,海底地形平坦,水深多在 50—60 米左右。

台湾东北角,在三貂角—苏澳以东,地形急变,等深线变成与海岸近乎正交而作 ESE

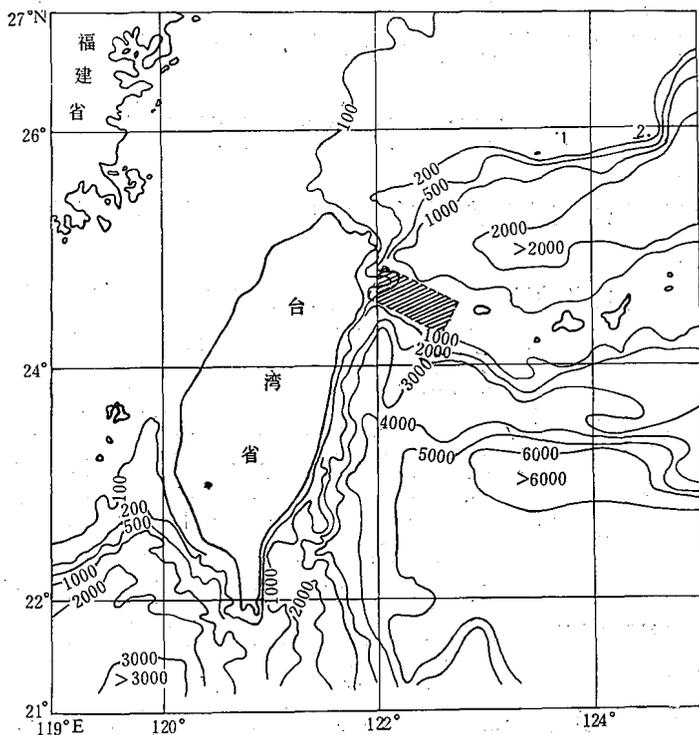


图1 台湾省附近海区的地形(深度单位:米),
(阴线区为海脊;图上以数字代表的地名,1 钓鱼岛,2 赤尾屿)

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 399 号。

本文承毛汉礼同志热忱指导并提出宝贵意见;赫崇本同志审阅全文,同时提出了建设性意见;海流组同志们切磋讨论和郑守仪、刘秉玉同志予以热情帮助,作者均此致以衷心的感谢!

走向,水深从南北两侧的 1000—2000 米陡减为 500 米左右,最浅处尚不及 200 米。这就是本文中所提到的海脊。

台湾西南角,在高雄、恒春以西,等深线亦呈横斜状,水深自南向北锐减(图 1)。

北赤道流在吕宋以北分为两支:东支即沿台湾东岸北上的黑潮主干,西支(黑潮分支)一部分进入南海,另一部分在夏季,又沿台湾西岸北上,后者在流出台湾海峡后,在台湾东北方与黑潮主干相会,“并肩地”流向东北(须田晓次,1948)^[5]。所以,可以认为,夏季,台湾是位于黑潮及其分支(以下或称东支及西支)的绕流之中。

北赤道流主轴在吕宋以东部分的流幅约 45—90 海里(85—170 公里)(见 Stommel 及 Yoshida, 1972, 第 155 页,图 26a, b, c)^[45],故台湾东西向的幅度约为北赤道流流幅的 1.8—0.9 倍。这样尺度的一个大岛,屹立在黑潮所流经的区域中,其影响显然是可观的。

关于台湾及其附近海底地形对黑潮途径的影响,过去还很少予以注意。本文拟从下列两方面。(1)台湾岛本身对黑潮的影响;(2)台湾附近海底地形对黑潮的影响,试作一些探讨。这些都是黑潮动力学中的重要问题,是黑潮的姊妹流——湾流所没有遇到的,值得深入研究。本文旨在着重提出这一问题,以期引起同行的注意,并进而解决这一问题。

本文所用资料¹⁾,均分别引自:(1)日本水产试验场,《海洋调查要报》,Nos. 44—69;(2)日本气象厅,《气象厅海洋气象观测资料》,Nos. 28—30, 54。

一、台湾岛本身对黑潮的影响

可以取粘性不可压缩流体对圆柱(或圆柱)的绕流作为一个近似模式来分析台湾对黑潮的动力影响。

实验研究早已证实,当粘性流体流过圆柱时,在柱体前端流体开始分为两支,在其后端产生涡旋,在较远处,两支流体又趋向于会合在一起(图 2)。

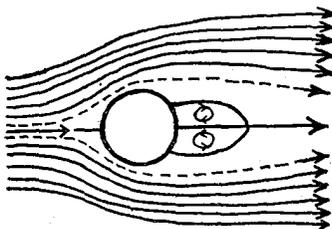


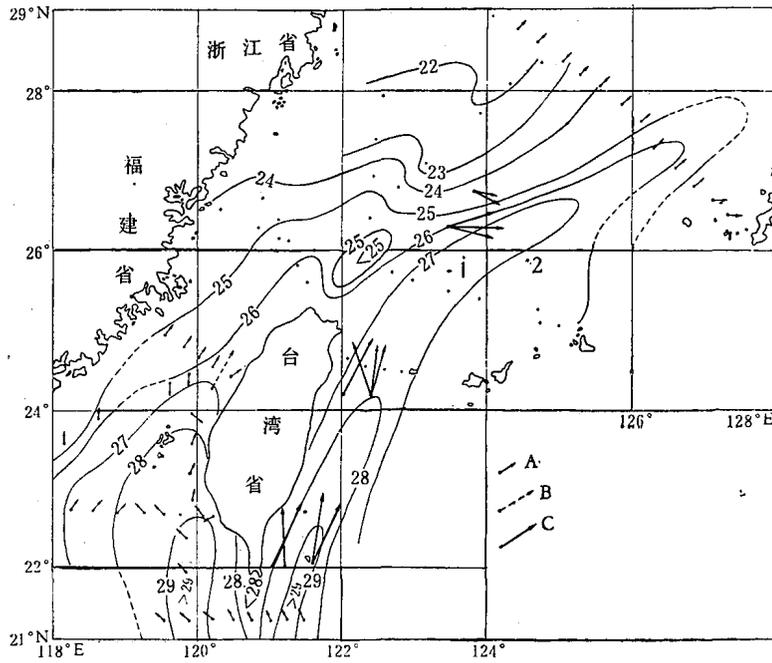
图 2 粘性流体流过圆柱体的模式(根据文献[4])

当然,上述结果是在不转动系统中得出的。在均匀转动的系统中, Taylor 也早指出过,一个二维运动不会因整个系统的均匀转动而改变型式^[42]。至于在非均匀转动的系统中,流型也大致相同,只是流体流过柱体之后可以产生行星波而已^[44]。如更进一步考虑地球纬圈的向北缩减,则这种行星波对于柱体将是不对称的^[6](转引自顾震潮,1951)^[2]。

实验所指出的这些影响,在黑潮绕流台湾的过程中有一些是可以看得相当明显的。

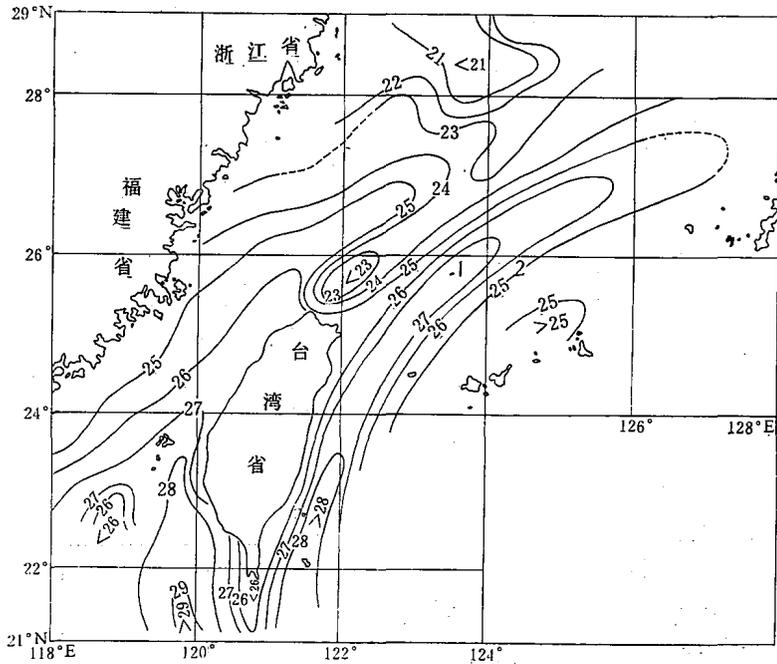
如上所述,在早期的海流图上已可看出台湾南北两端,黑潮因绕流而先分支后又汇合的情形了。下面将再引用台湾附近的水文、海流实测资料来论述台湾对黑潮的这种影响。

1) 补记: 本文初稿完成较早,当时尚未见到下列日本学者有关我国台湾省以北海区所出现的气旋式冷涡的报导(见: Uda, M. and A. Kishi, 1974. Cyclonic cold eddies along the edge of the Kuroshio Current in relation to the genesis and passage of cyclones. I. Waters north of Taiwan. In "The Kuroshio III, Proceedings of the Third C S K Symposium Bangkok Thailand, 1972", pp. 199—218).



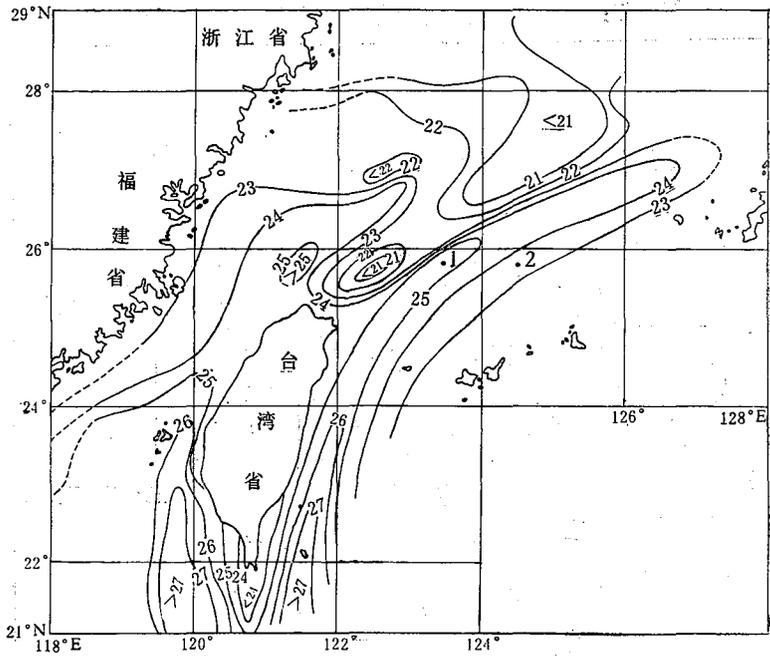
a. 表层, 1932年6月上旬

A: 同期大面测流流向; B: 同期连续观测流向; C: 根据 Sigematsu (1932)^[13]

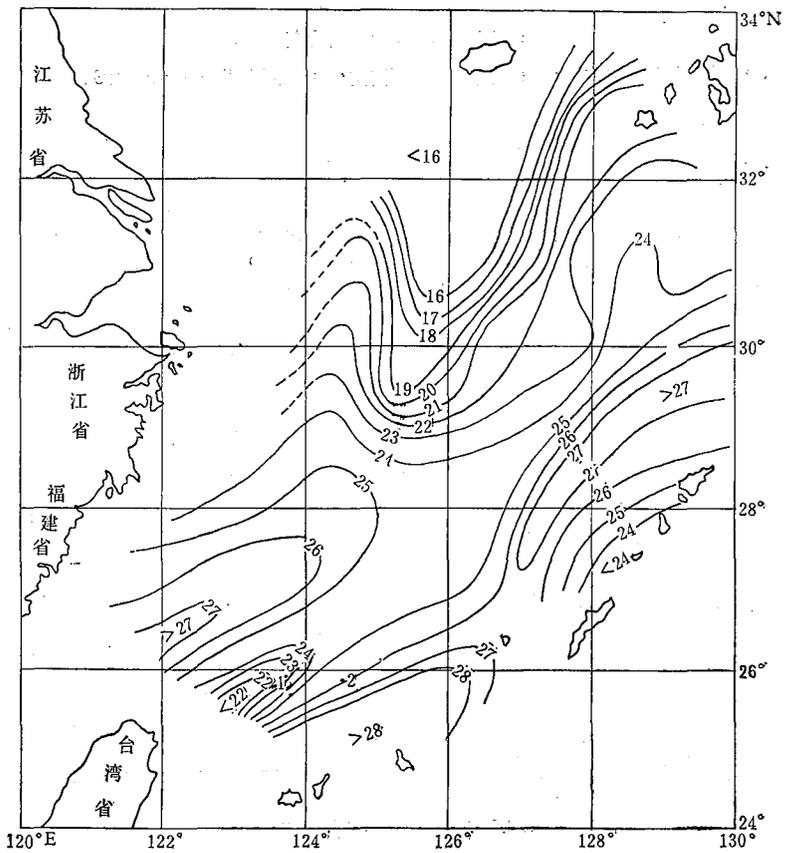


b. 25米层, 1932年6月上旬

图3 台湾省附近海区的水温(°C)分布
(图上以数字代表的地名, 1 钓鱼岛, 2 赤尾屿)



c. 50米层, 1932年6月上旬



d. 50米层, 1973年7月10日—8月10日

图3 (续)

1932年6月上旬,日本学者们曾在台湾附近海区进行了一次测站相当密、观测时间相当接近的调查,取得了一批几乎可算作是同步观测的资料。29°N以南区域0、25及50米层的水温分布见图3。

各层水温分布明显地指出,源自低纬地区的北赤道流暖水,在台湾南端分两支绕过该岛:东支沿台湾东岸,西支沿台湾西岸(并汇合了一部分来自南海的暖水),流向东北。这一水温分布与当时在台湾南端、海峡及冲绳西北断面上的表面流观测结果(图3a上的短矢)以及早年同期(1927年夏季)台湾以东的测流结果(图3a上的长矢,根据Sigematsu, 1932)^[43]也趋向一致,即表面流大致沿着暖水舌舌轴方向流动。

基隆以北,在这两支暖水的中间,出现一个范围不大的低温区域,海水将绕这一区域中心作气旋式转动(详后)。这与由于台湾的屏障作用所引起的涡旋相当。

东南南部海域,夏季水温分布的这种型式,即来自台湾东西两侧的两支暖水,左右分立,中间夹着一个趋于封闭的低温水,不仅早期的观测(1932年6月)是这样,近期(1973年7—8月)也是这样。这从图3c, d两幅水温分布图的比较中,可以得到证实。即时隔40余年,分布的基本特征,依然不变。

东支是主流,势强延伸广。西支因受台湾海峡浅水地形以及东海低温水向南扩展的影响,势弱延伸不广,但仍及28°N, 124°E附近。关于低温水的影响,在后面图6b, c上可以看得更为明显。在第28—32站之间,低温水迫使暖水舌潜伏在10—25米层以下流向东北。在台湾以北,冲绳西北断面以南这段距离内,这两支暖水是“左右分立,并肩前进”的。但在冲绳西北断面上,则只能看到一个显著的暖水块。由于缺乏更细致的资料,这两支暖水到底在何处汇合,尚不得其详。虽然如此,这一水温分布已充分显示了台湾对黑潮流动的影响了。下面再就一些水温断面分布图来进一步分析分支和屏障作用。

1. 分支作用

1931—1941年期间,在鹅銮鼻南方21°20'N, 121°27'E点以西100余海里的断面上曾进行了30余次水文观测,为分析暖流的東西分支现象提供了许多资料。遗憾的是观测层次太浅,极大多数都局限于200米层之上。

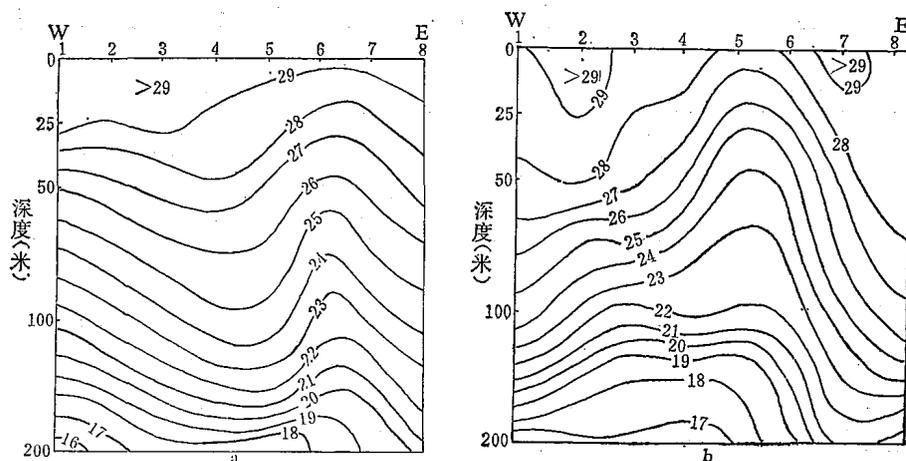


图4 鹅銮鼻以南的水温 T°C 断面

a. 1931年6月25—26日; b. 1932年6月7—8日

图 4a 为 1931 年 6 月下旬的水温断面分布。由 200 米层以上的水温结构可以推知,在断面东侧,等温线急剧地向东下倾,故流向应指北,流速也较强;在断面西侧,等温线亦向东下倾,流向亦应指北,但流速较弱;而在断面中部(略偏东),等温线向西下倾,流向将偏南,分别与两侧的北流形成涡旋。在这一区域,深层冷水向近表层上升的现象,亦很明显。也就是,在断面两侧,黑潮分为两支,分别沿台湾东西两岸向北流去,而在鹅銮鼻以南附近出现逆流。在这个断面上,两个分支相距约 30 海里。

初步看来,在大多数时期,分支现象都较明显。但也有一些时期,在这断面上,只能看到东分支;而在断面西侧,如仅凭 200 米层以上的水温结构来推想,则流向偏南,看不出有西分支的存在。1932 年 6 月上旬的观测结果,就是这样一种情况(见图 4b)。虽然,当时在 50 米层以上两支暖水分立左右的现象仍颇明显,但从 50—200 米层的水温结构来看,西侧流向显然偏南。

所以,在夏季,分支现象也是有变化的,有时两个分支很明显,有时则只能看出主干东支。其原因,可能与吕宋以北的北赤道流,它相对于台湾的位置及其流向亦有变异有关。北赤道流的宽度只有台湾东西向宽度的 0.6—1.2 倍左右。只有当它接近台湾南端时,其西侧向西能越过 $120^{\circ}40'E$ (大约相当于猫鼻头的经度),分支现象才较明显。如北赤道流稍偏东些,则黑潮的整个流幅可能将沿台湾东岸北上了! 因此,也许可以这样设想,东支流幅的显著变宽,可能就是鹅銮鼻以南断面上西分支不明显的标志。

在此,须再次着重指出,由于缺乏 200 米层以深的资料,上述推论有待今后取得更深层的资料加以验证。

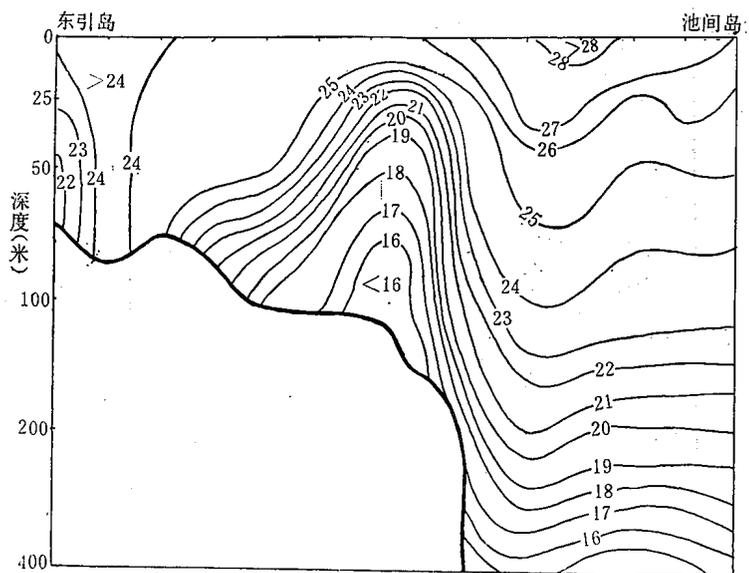
虽然,根据上述水温结构推得的各个时期的分支现象并非完全相同,甚至也可能看不出西分支,但这并不影响我们援引前面的简单模式来讨论黑潮对台湾的绕流现象。因为上面根据水温结构推得的,仅是梯度流的大致情况。夏季,在偏南风的作用下,台湾附近的表面流向亦均偏北。例如,鹅銮鼻以南 $21^{\circ}20'N$, $121^{\circ}27'E$ 点以西断面,1932 年 6 月上旬同期的表面流向就是这样(见图 3a)。此外,通过台湾海峡北上的,不仅有上述西分支,还有来自南海的暖水,这点已从许多流速实测资料中得到了证实。所以,就夏季表面海流的分布来讲,在台湾南端,海流开始分支,并导致冷水上升,乃是很明显的事实。

2. 屏障作用

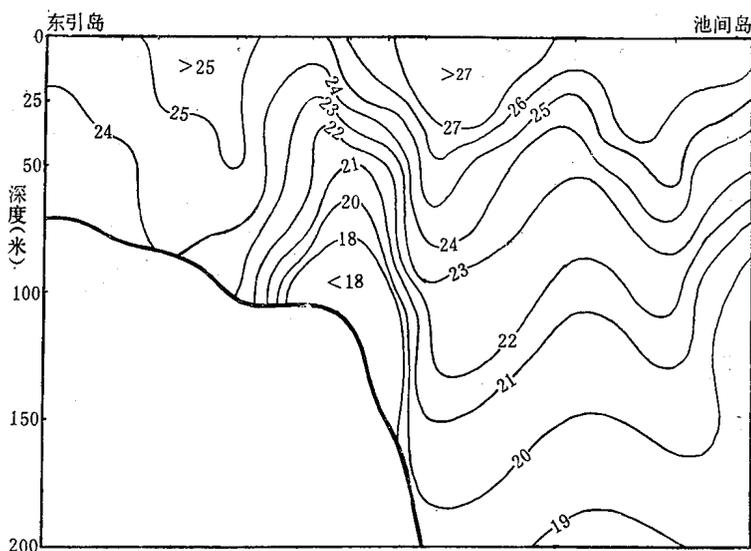
基隆以北(彭佳屿附近)所出现的小的低温中心,是台湾对黑潮绕流产生屏障作用最明显的证据。在彭佳屿附近,不仅各层水温较周围为低,盐度亦较高,所以围绕这一高密中心,将出现小型的气旋式涡旋,同时还可能出现冷水上升现象。对比实验研究结果可以推知,这一涡旋乃是黑潮(主要是东支)沿岸流动时,因海岸摩擦作用,在边界层内,绕流出现分离现象所引起的。

自 1929 至 1936 年期间,在东引岛—池间岛断面上所进行的 11 次观测中,除了有三次因观测时间在冬季(1, 2 月),海水层化现象被降温及风力搅拌等作用所破坏,从而断面分布上低温水上凸现象不明显外,其余 8 次观测,在断面中部(即基隆以北)均出现明显的冷水上凸现象(见表 1)。这充分表明,在台湾北端,至少在 5—11 月期间,是常常存在着气旋式小涡旋的。

1929 及 1932 年 6 月的两个温度断面见图 5。从这些图表中可以看出,这断面上低温



a. 1929年6月11—13日

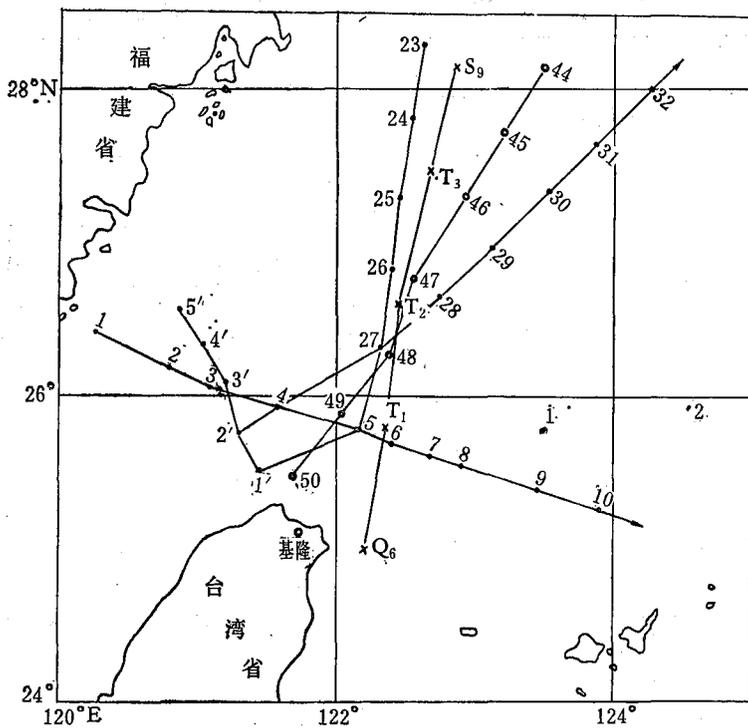


b. 1932年6月3—6日

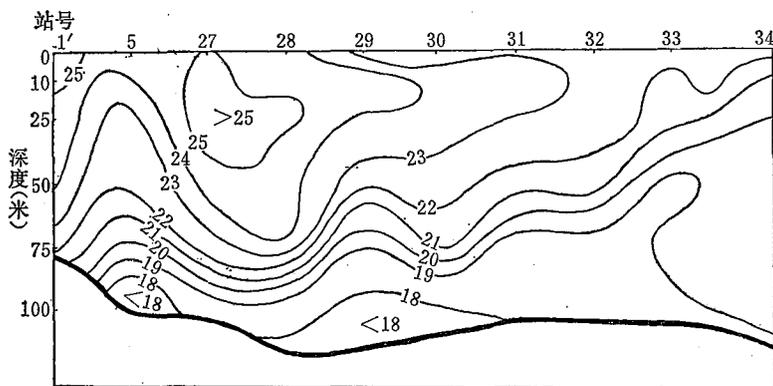
图5 东引岛—池间岛水温 $T^{\circ}\text{C}$ 断面

中心的位置颇为稳定,均位于中部附近。同时,在平面分布图(见图3)上,这一低温中心的封闭性亦较明显。在0—50米层内,其形略呈椭圆,长轴指向NE,约长50海里,短轴约长20海里。下面再看看与东引岛—池间岛断面近乎正交的一些纵向断面上的水温分布。1932年6月的两个纵向断面见图6。

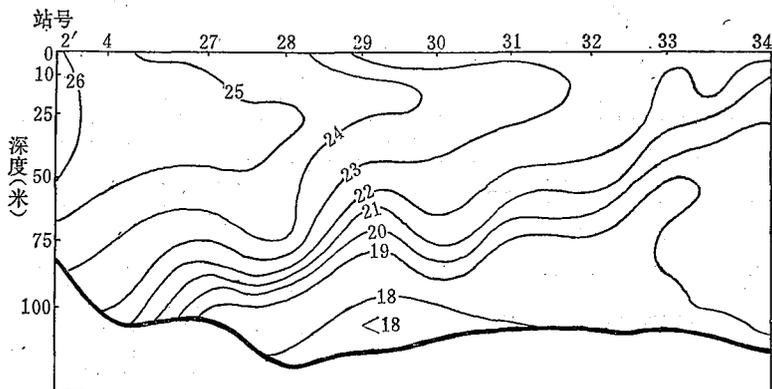
从连接1'—5—27—32……各站的断面(图6b)来看,基隆以北的冷水上凸现象亦颇明显。但如从连接2'—4—27—32……各站的断面(图6c)来看,则冷水上凸现象已不见了,而只能看出来自台湾海峡的暖水流向东北的情况。这些资料表明,小涡旋中心大致位于



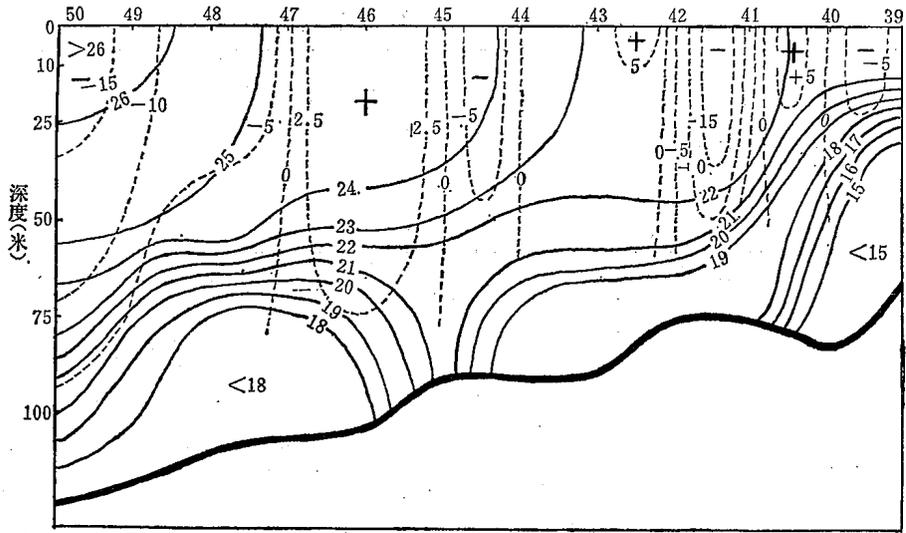
a. 断面位置; (●表示1932年6月观测; ○表示1939年6月观测; ×表示1961年10—11月观测)



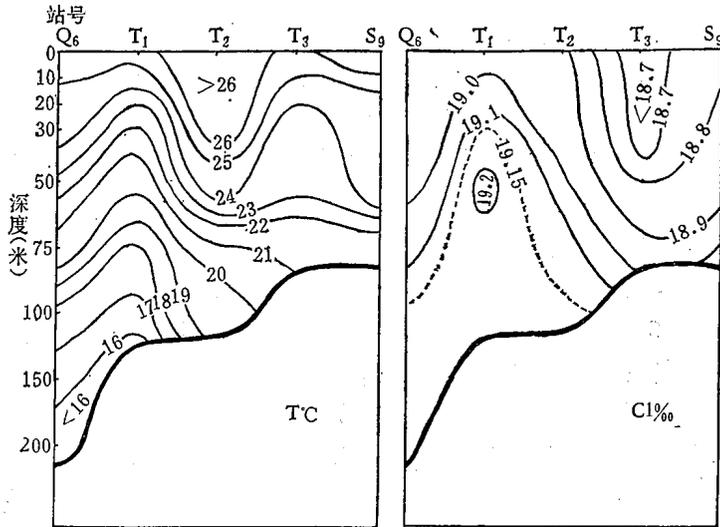
b. 1932年6月温度 $T^{\circ}\text{C}$ 断面



c. 1932年6月温度 $T^{\circ}\text{C}$ 断面



d. 温度(°C, 实线)及流速(厘米/秒, 虚线)断面,
1939年6月15—21日, 流向, +指W, -指E



e. 基隆以北的纵向温、盐度断面, 1961年10月19—20日

图6 基隆以北的几个纵向水温(°C)断面
(图上以数字代表的地名, 1 钓鱼岛, 2 赤尾屿)

表1 东引岛—池间岛断面上低温中心的出现情况

观测日期(年、月、日)	低温中心出现与否	位置
1929, 6, 11—13	出现	断面中部
7, 6—8	出现	断面中部
1930, 5, 7—9	出现	断面中部
8, 6—8	出现	断面中部, 稍偏东
11, 16—17	出现	断面中部,
1931, 2, 13—15	未出现	—
5, 23—25	出现	断面中部
1932, 2, 29—3, 2	未出现	—
6, 3—6	出现	断面中部
1933, 10, 6—8	出现	断面中部
1936, 1, 25—27	未出现	—

离基隆 NE 约 50 余海里的地方。在表 1 中其他七次观测及 1961 年 10 月的一次观测(见图 6e) 期间,小涡旋中心与基隆的距离,大致与 1932 年 6 月的情况相近。

表 2 低温中心与基隆距离

观测日期(年、月、日)	距离(海里)	50米层最低水温(°C)
1932, 5, 20—22	40	19.0
6, 5	50	20.8
1939, 6, 15—21	100	23.5(50米层), 16.99(75米层)
1961, 10, 19—20	50	20.12

但从 1939 年 6 月的资料来看,小涡旋中心离基隆的距离却较上述情况为远,达 80—110 海里(见图 6d 及表 2)。所以,小涡旋的位置也是有变化的,这可能与黑潮流速的强弱有关。因为实验研究业已表明,柱体后涡旋区域的大小,随着雷诺数 (Re) 的增大而增大,且向流的方向延伸(谷一郎, 1962)^[4]。而在雷诺数 ($Re = Vd/\nu$) 中, d (表征物体大小的长度)是固定的,而 ν (运动学粘滞系数)一般可假定为常数,故涡旋区域的大小,亦即涡旋中心离柱体的距离,将随着流速 V 增大而增大。

从温盐结构及动力计算结果来看,这一低温中心显然与气旋式涡旋相当,但目前尚未能得到良好的测流资料来予以证实。1961 年 10 月沿 $Q_6 - S_9$ 断面上虽有若干测站的 GEK 资料,但由于此处水浅,潮流影响相当大,故这一 GEK 资料似难作为余流的代表。

从附近区域的动力计算结果(图 6d)来看,在沿基隆东北的方向上,显然有一系列小涡旋成排地出现,这正与柱体后面因绕流生成的涡旋束相当。

通过上述分析,可得黑潮绕流台湾的简单模式如图 7。

如将图 7 与图 2 中的绕流模式相比,可以看出有下列几点主要差异:

(1)东西两分支在下游的流向偏于东北,而与台湾长轴方向并不对称。但在实验模式中,两侧流线相对于轴线却是对称的。我们认为:这一方面当然与台湾岛本身的形状亦非完全对称,其中线向西微凸有关。另一方面,还可能部分地是由于下列两点原因所致:

①与上游(即北赤道流在吕宋以北的部分)流向台湾南端的角度有关。在实验模式

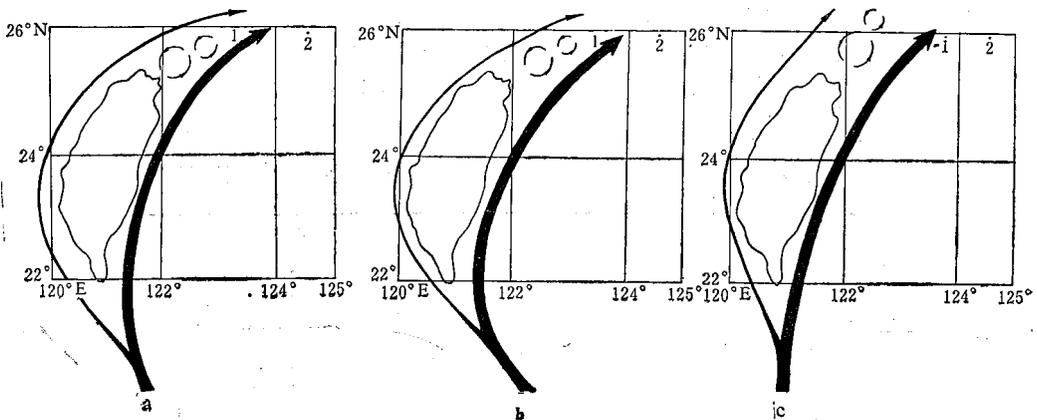


图 7 黑潮绕流过台湾的简单模式
(图上以数字代表的地名, 1 钓鱼岛, 2 赤尾屿)

中,上游流向与椭圆柱长轴方向一致,而在这一实例中,上游流向则偏于 SE。即北赤道流系从 SE 向 NW 的方向流向台湾南端,绕过台湾南端后,两个分支又以偏于 NE 的方向流去。我们推测,如上游流向再偏左或偏右一些,下游流向亦将相应地有所变化,同时两个分支在下游的汇合地点也将有所不同(见图 7b, c)。这与西风带绕过青藏高原时,由于上游急流的位置和方向的不同,下游流型也就十分不同的情况(顾震潮, 1951) 相似^[2]。

②与台湾附近的海底地形有关。台湾附近海底的深度分布,特别是三貂角—苏澳以东的海脊,有利于使东分支向东北偏转。即使上游流向与台湾长轴方向一致,由于这一海脊的影响,东分支还是要向东北偏转的。这一问题拟在下节专门加以分析。

(2)下游在基隆以北只出现气旋式涡旋¹⁾,而在模拟实验中,气旋式和反气旋式涡旋是成对地并列出现的。显然,这种常常出现的气旋式涡旋,当归因于东分支的绕流,即主要是东分支流过台湾东岸时,由于地形边界层内的摩擦作用生成的。而在实验中出现的反气旋式涡旋,如在台湾以北海区中也出现的话,必将归因于西分支的绕流。

根据粘性流体运动的性质可知,流速大的易生成涡旋,而流速小的则否。东西两分支的流速有很大的差别,东支远较西支为强。所以,在台湾以北,气旋式涡旋常常出现,而反气旋式涡旋则否。

另一方面,也由于地转及动力不稳定之故,质点作气旋性转动时是比较稳定的,而作反气旋性转动时则较不稳定(罗四维, 1963)^[1]。这也可能是反气旋式涡旋不易存在的原因之一。

导致黑潮绕流现象与实验模式之间出现差异的原因,除了上面一些外,当然还会有许多其他原因。首先是海洋中的外界扰动因子远比模拟实验中的要复杂得多;其次,两者的雷诺数亦不同,等等。但是,即使如此,我们仍然认为,实验得出的粘性流体对(椭)圆柱的绕流模式,可以近似地阐明台湾地形对黑潮影响的主要特点了。

日高孝次(K. Hidaka, 1926, 1927)^[8,9]曾作过有关北太平洋西部海流的地形模拟试验,得出了一些较好的结果。他模拟了黑潮东西两分支(气流强度为 4:1),当这两分支流过台湾后,在基隆以北也出现与图 2 中模式相似的气旋和反气旋涡旋。这方面的工作值得进一步开展,因为这对了解地形对黑潮的复杂影响会有很大的好处。作者认为,今后开展这种模拟试验时,可以着重地研究在上游流速流向和位置不同的各种情况下,下游的流型及其变化等方面的问题。因为我们不仅要进一步了解由于地形所产生的分支、屏障等作用,还要了解这些作用对东海水文分布的影响。

从上述分析中可以看出,虽然台湾的地形在很长一段时间内是不变的,但由于流过台湾的海流,其流速、流向及结构等等有着各种变化,所以台湾对黑潮的动力影响,以及由此所引起的黑潮对东海水文分布的影响,也将有所变化。其中,最明显的如:

(1)下游的流向以及两个分支的汇合地点将随着上游流向台湾的方向和位置而变,从而对东海我国近海海流、水团分布的影响也随之而异。如上游流向更偏西一些,则下游流向可能更偏东一些,会合地点离台湾北部也可能更远一些。反之,如上游流向更偏北一些,则下游及涡旋的位置也可能更接近东海我国沿岸一些(见图 7b, c)。

1) 在图 3 中,基隆以北的“冷中心”很明显,“暖中心”则不明显,但仍可看出一些痕迹。各层均有,特别是在 50 米层上,有高于 25℃ 的“小暖”位于“小冷”(其中心低于 21℃) 的左侧。

(2) 台湾北部涡旋区域的大小和位置等等也随着两个分支的流速,特别是东支的流速而变。在黑潮较强时期,涡旋区域的范围可能更偏北些,从而也更接近浙闽沿岸一些。反之,则可能更靠近基隆一些。

像这类问题等等,都是值得深入研究的。

二、台湾附近海底地形对黑潮的影响

上节简单地讨论了台湾岛本身对黑潮绕流的影响,而没有考虑台湾附近的海底深度分布,也就是前述讨论是在台湾周围的水深为无限或均大于黑潮厚度的假定下进行的。本节将以黑潮流过台湾东北方的海脊为例,来讨论海底地形对黑潮的影响。

在 24°N 以南,黑潮主干(东支)紧贴着台湾东岸北上,流向和等深线几乎平行。但在 $24-25^{\circ}\text{N}$ 之间,上述海脊(自NW向SE横斜)却与黑潮流向几乎正交。这一海脊的深度自NW向SE递增,西部不到200米,中部在200—500米之间,东部在500—800米之间。长轴(横流方向)约100公里,短轴(顺流方向)约50公里。黑潮的厚度至少有800米。黑潮在流过这一海脊时正如气流过山一样,地形影响显然不能忽略。因为,如取这一海脊顶峰的平均深度约为500米,则黑潮的厚度将较海脊深度约大 $3/5$; 因此,黑潮必将挤缩着跨越这一海脊,从而其流轴也必将会发生偏转。

这一现象,在有关的一些海流资料中,可以看得很清楚。这方面,早期资料有:日本水路部于1935年发表的冬夏季海流图[见Stommel, Yoshida, 1972, 第131页,图2(a), (b)]^[15]; 美国海道测量部于1944年发表的西北太平洋海流图(U. S. Hydrographic Office, 1944)等^[6]。近期资料有:①日本调查船Takuyo及Chofu Maru于1965年所进行的GEK观测结果,②1965年及1966年夏季海面相对于1200分巴面的动力高度图(以上两项分别见Stommel, Yoshida, 1972, 第132页,图3及第133页,图4)等^[15]。

目前,我们还没有这一区域中详细的测流和水文资料。因此,关于黑潮在跨越这一海脊过程中流向、流线偏转的细节,还不得而知。但从上述资料中,可以明显地看出这样一种基本趋势:黑潮主干在通过 $24-25^{\circ}\text{N}$ 之间,即跨越这一海脊时,它不是沿着原来的方向,紧贴着台湾东岸北上的,而是离岸作反气旋式偏转,偏向东北方。这点,更明显地表现在H. Nitani所作的东海海流系统模式图(见Stommel, Yoshida, 1972, 第136页,图10)^[15]上。

Neumann (1960, 1968) 在阐述海流所受的地形效应时,将海流通过海脊的偏转情况归纳为三类,即Ekman型, Sverdrup型和Neumann所提出的混合型(见图8a, b, c)^[10, 11]。

Ekman考虑的是均匀海洋中的摩擦性漂流, Sverdrup考虑的是非均匀海洋中受科氏力影响的相对海流,而Neumann考虑的则是层化海洋中的水平质量输送,即全流。比较图8中这三种类型的偏转情况可以得知,在北半球,当海流由深入浅时,都要发生向右偏转的现象。这点,三型皆一致。但海脊上海流偏转的细节,特别是通过海脊后,流线是否有净右偏这一点,却各不相同。例如,在Ekman型中,通过海脊后流线出现净右偏;但在Sverdrup型中则否,流线并无净偏转。但同时,这两型的流向,均无净偏转出现。混合型和Sverdrup型相似,流线亦基本上无净偏转出现,但在这两型中,流线右偏达到最大的位置

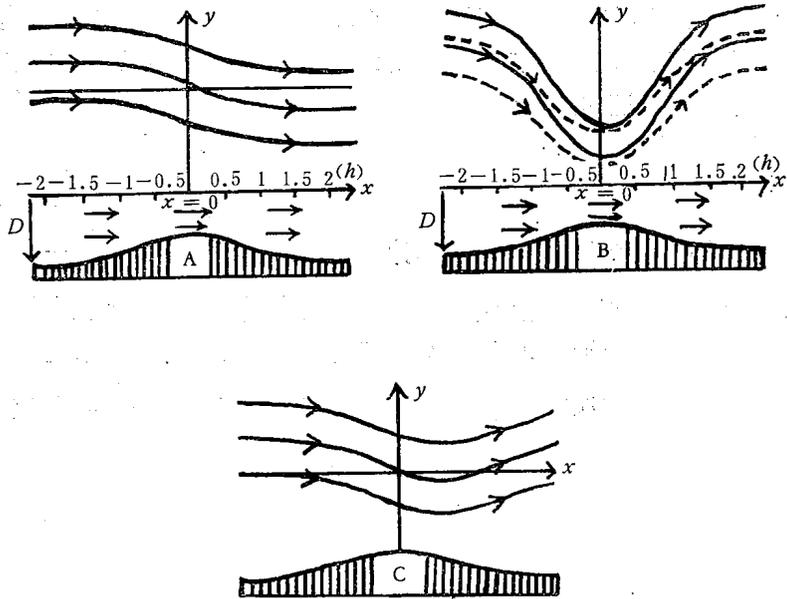


图8 海流跨越海脊时偏转的典型模式

A Ekman型; B Sverclrup 型; C 混合型(根据 Neumann, 1968)^[11]

又各不相同。

从现有观测资料来看,黑潮在跨越这一海脊过程中偏转的基本趋势,似和上述三型均有所不同。因为黑潮在通过这一海脊后,流线和流向均出现净右偏。

海底地形对海流的影响是很复杂的。本文不拟从理论上来进行严格的分析,而只拟引用气象学和海洋学上有关这方面的已有成果,对海脊地形对黑潮途径的影响,作一些粗略而近似的分析探讨,以期能得到与上述偏转的基本趋势较为相符的结果。

1. 位涡度守恒原理的应用

Bolin (1950) 曾根据位涡度守恒原理,研究了西风跨越山脉时地形对西风的影响^[6]。他在不考虑科氏参数随纬度变化的情况下,讨论了一无限狭窄气流正交地横过山脉时的偏转问题。他假定气柱的垂直压缩是以相应的侧向伸展来补偿的,即假定气流流速不变而流幅则随气柱厚度而变。他只考虑了曲率涡度。在这样条件下,他所求得的气流偏角与地形的关系式为:

$$\sin \alpha = -\frac{f_0}{CD_0} \int_{x_1}^x h dx. \quad (1)$$

在上式中, $f_0 = 2\omega \sin \phi$, 为附近地区的科氏参数, C 为流速, D_0 为未经扰动前气流的厚度。气流原来沿 x 方向流动,在 x_1 处开始触山,山脉长轴沿 y 轴, $h(x)$ 为山脉高度, α 为扰动气流与气流原来方向(x 轴)之间的夹角。

上式指出,在北半球, $\sin \alpha$ 均为负值,即气流越山时将右偏(偏向负 y 轴),而作反气旋式运动。同时,流速愈小,偏角则愈大。

对于这一区域的黑潮来讲,上述假定基本合适,因黑潮强流也是近似地以正交方向跨越海脊的。同时,海区较小,科氏参数的变化也可以不考虑。但黑潮流速的水平切变($\partial C /$

∂n , n 指向流线之右) 颇大, 我们前曾求得, 在东海 G 断面流轴附近的较大范围内, 流速向右侧迅速减小, 其水平切变的平均值约为 $-1.5 \times 10^{-5} \text{ 秒}^{-1}$ (管秉贤, 1964)^[3], 而在台湾东岸附近可能要更大些¹⁾。在台湾东北方, 如取黑潮流轴的曲率半径约为 2° (120 海里或近似为 220 公里), 平均流速约为 100 厘米/秒, 则反气旋式运动的曲率涡度 (C/R) 的量值约为 $-0.5 \times 10^{-5} \text{ 秒}^{-1}$ 。所以, 切变涡度反较曲率涡度为大, 至少两者具有同一量级。这样, 切变涡度必须同时予以考虑。因而, 在自然坐标中, 相对涡度的垂直分量为 $\xi = \frac{C}{R} + \frac{\partial C}{\partial n}$ 。这里, n 仍然指向流线右侧。为简单计, 并假定 $\partial C/\partial n$ 沿流轴为一常数。

如取和 Bolin 相同的直角坐标系, 即黑潮在未受海脊扰动前沿 x 轴 (约为 NNE 方向) 流动, 海脊短轴沿 x 轴, 长轴沿 y 轴 (负 y 轴指向 ESE, 见图 9)。在未受扰动前黑潮虽无曲率涡度, 但仍具上述切变涡度, 其表达式, 在此直角坐标中为 $-\frac{\partial u}{\partial y}$, 量值与 $\frac{\partial C}{\partial n}$ 相等, 即 $-1.5 \times 10^{-5} \text{ 秒}^{-1}$ 。

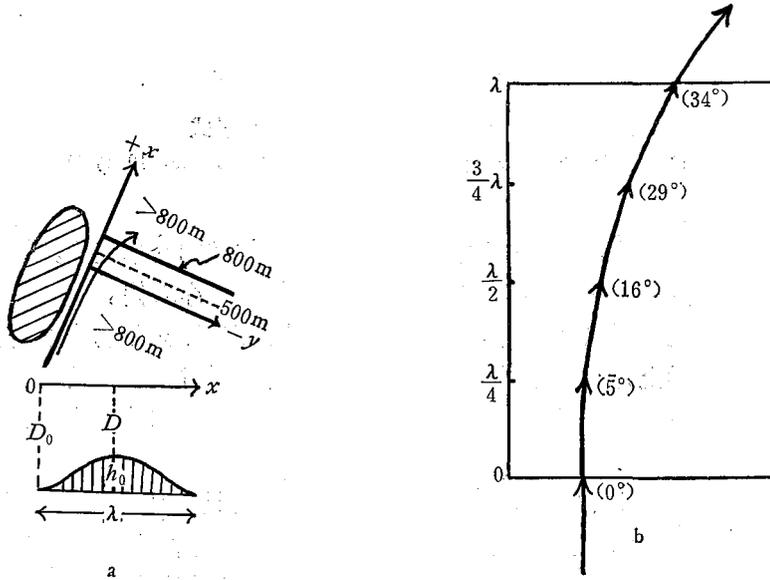


图 9 黑潮(在海脊上)流线的示意图

a. 地形模式; b. 根据(9)式得出的流线

这样, 由位涡度守恒原理得:

$$\frac{\xi + f_0}{D} = \frac{\xi_0 + f_0}{D_0} \quad (2)$$

亦即

$$\left[\left(\frac{C}{R} + \frac{\partial C}{\partial n} \right) + f_0 \right] / D = \left(\frac{\partial C}{\partial n} + f_0 \right) / D_0 \quad (3)$$

故曲率

$$\frac{1}{R} = - \frac{\left(f_0 + \frac{\partial C}{\partial n} \right) (D_0 - D)}{C D_0} = - \frac{\left(f_0 + \frac{\partial C}{\partial n} \right)}{C D_0} \cdot h \quad (4)$$

1) 应该指出, 根据观测资料, 在流轴左侧, 流速水平切变为正值。但因这里所引用的是无摩擦的位涡度守恒原理, 同时, 左侧范围亦较小, 故左侧情况未予考虑。

在上式中, h 为海脊在 800 米层以上的高度。

如曲率以其解析式

$$\frac{1}{R} = \frac{d^2y/dx^2}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{3/2}}$$

代入, 将(4)式从黑潮开始接触海脊处 ($x = 0$) 积分到海脊上某点 (x)。此时, 为便于积分, (4)式分母中的流速 C 将近似地视为沿 x 方向的平均值, 则得:

$$\left\{\frac{dy}{dx} / \left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{1/2}\right\}_0^x = -\frac{\left(f_0 + \frac{\partial C}{\partial n}\right)}{CD_0} \int_0^x h(x) dx, \quad (5)$$

亦即:

$$(\sin \alpha)_x - (\sin \alpha)_0 = -\frac{\left(f_0 + \frac{\partial C}{\partial n}\right)}{CD_0} \int_0^x h(x) dx. \quad (6)$$

α 为黑潮原来流向 (x 轴) 与受海脊扰动后流向之间的夹角。但在 $x = 0$ 处, 海流尚未受扰动, 故 $(\sin \alpha)_0 = 0$ 。

所以

$$\sin \alpha = -\frac{\left(f_0 + \frac{\partial C}{\partial n}\right)}{CD_0} \int_0^x h(x) dx. \quad (7)$$

比较(1)、(7)两式可以看出, 两个偏角公式的形状完全相似, 只是(7)式多了一项由切变涡度引起的地形效应而已, 亦即地形对流轴的偏转效应有两方面, 分别与行星涡度 (f_0) 及切变涡度 ($\partial C/\partial n$) 相联系。

再取海脊地形如下列最简单的模式 (见图 9):

$$h = D_0 - D = h_0 \sin \frac{\pi x}{\lambda}, \quad (8)$$

式中的 $D_0 = 800$ 米, $h_0 = 300$ 米, λ 为海脊短轴的长度 (约 50 公里)。将(8)式代入(7)式得:

$$\sin \alpha = -\frac{\left(f_0 + \frac{\partial C}{\partial n}\right)}{CD_0} \cdot \frac{h_0 \lambda}{\pi} \left(1 - \cos \frac{\pi x}{\lambda}\right). \quad (9)$$

在这实例中, $f_0 = 6.2 \times 10^{-5}$ 秒⁻¹, $\frac{\partial C}{\partial n} = -1.5 \times 10^{-5}$ 秒⁻¹, 故 $\sin \alpha$ 均为负值, 即黑潮在跨越海脊时, 流轴将右偏, 偏向负 y 轴。当取 $C = 100$ 厘米/秒时, 黑潮通过海脊时的流线如图 9。

2. 流量守恒原理的应用

上述偏角公式 (1)、(7) 均是在沿流线速度量值 (C) 为不变的假定下导出的。Defant (1961)^[7] 未考虑这一假定, 而是根据运动方程及通过断面上的流量为守恒的原理, 从另一条途径探讨了地形对海流的影响。现再引用这一原理于黑潮流过海脊的实例中, 并将结果与前述由西风越山理论得出的进行比较。

采用同样的坐标系及地形模式, 并假设黑潮在未受地形扰动前沿 x 轴流动, 其流速为

U , 沿 Y 轴的分速 $V = 0$ 。而 $U = -\frac{g}{f_0} \frac{\partial \zeta}{\partial y}$, ζ 为海面在平均海平面上的升高。又黑潮厚度仍为 D_0 。

在海脊上, 流速分量为 u, v 。同时假定流速为稳定, 但其分布可随地点而变, 即 $\frac{\partial v}{\partial x} \approx 0$, 但 $\frac{\partial v}{\partial y} = 0$ 。考虑到在 Y 方向上海脊深度没有变化, 仍按原假定, $\frac{\partial \zeta}{\partial y}$ (沿 X 方向上) 为常数。这样, 在海脊上的运动方程为:

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + f_0 u = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = f_0 \left(\frac{U}{u} - 1 \right). \quad (11)$$

因通过海脊上各断面的流量为守恒, 故有:

$$UD_0 = u(D_0 - h) = u \left(D_0 - h_0 \sin \frac{\pi x}{\lambda} \right). \quad (12)$$

所以

$$\frac{U}{u} = 1 - \frac{h_0}{D_0} \sin \frac{\pi x}{\lambda}. \quad (13)$$

代入(11)式得:

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{f_0 h_0}{D_0} \sin \frac{\pi x}{\lambda}. \quad (14)$$

将上式从 $x = 0$ 积分到 $x = x$ 处, 并考虑在 $x = 0$ 处, $v = 0$, 得:

$$v = -\frac{f_0 h_0}{D_0} \int_0^x \sin \frac{\pi x}{\lambda} dx. \quad (15)$$

又由(13)式得:

$$u = U / \left(1 - \frac{h_0}{D_0} \sin \frac{\pi x}{\lambda} \right). \quad (16)$$

根据(15)、(16)两式, 即可求得海脊上各点的流速流向。

如将(15)式两边除以 $C_1 = \sqrt{u^2 + v^2}$, 得

$$\sin \alpha = \frac{v}{C_1} = -\frac{f_0}{D_0 C_1} \int_0^x h(x) dx. \quad (17)$$

上式与(1)式相比, 除流速 C_1 与 C 不同外, 其余完全相同。

海脊上各点根据(1)、(9)及(17)式求得的流轴偏角 α 见表3。

表3 海脊上流轴的偏角($^\circ$)

根据公式	x				
	0	$\lambda/4$	$\lambda/2$	$3\lambda/4$	λ
(1), $[\partial C/\partial n = 0]$	0	6	22	39	48
(9), $[\partial C/\partial n \approx 0]$	0	5	16	29	34
(17)	0	5	13	25	36

表中各项结果的比较表明,由考虑了切变涡度的 Bolin 公式得出的偏角与由断面流量守恒原理得出的偏角,两者颇为接近,黑潮在通过海脊时,偏角是逐渐增大的,当到达海脊后端($x = \lambda$)时,偏角达到最大,约 $34-36^\circ$ 。这一量值与 H. Nitani (见 Stommel, Yoshida, 1972)^[4]所作东海海流系统模式图中的情况亦较接近。至于由 Bolin 的原始公式得出的偏转情况,趋势虽相似,但偏角似嫌过大。

通过以上分析比较可以看出,引用前述方法来研究黑潮跨越海脊时的偏转现象,可得与偏转基本趋势较为接近的结果,即黑潮在跨越海脊时,流轴作反气旋式偏转,在离开海脊时,流轴、流向均有净右偏。所以,沿着台湾东岸北上的黑潮,是以这一海脊为起点,开始偏向东北的。

我们认为,海流在通过海脊时的偏转现象,是比较复杂的,除了 Neumann 所归纳的三种典型现象外,可能还有其它的类型,而本文所分析的,即其一例。作者期望,将来能得到这一区域上比较细致的测流和水文资料,以便对偏转的细节进行实际的验证。

三、讨 论

最后,作为本文分析研究的一个应用,拟就夏季台湾暖流的来源问题,略谈一点看法。

一般认为,出现在东海中国近海的台湾暖流,是在台湾东北方,从黑潮主干分出来的。但从前述三十及七十年代夏季的观测资料(图 3)来看,情况并非如此,其理由是:

(1) 如台湾暖流确系黑潮主干的分支,则在自台湾东北方到闽浙沿岸的过程中,台湾暖流必将出现显著的弯曲现象(先向 NW, 再向 NE)。但在图 3 上,并无这种迹象。当年,在台湾东北方,看不出有暖水舌自黑潮主干分离出来,指向东海中国近海。只能看到,暖水舌的边缘部分掠过东海我国近海区,而这一边缘显然属于源自台湾海峡的暖水,而非直接来自台湾东岸。

(2) 根据黑潮主干在跨越台湾东北角的海脊时,流轴将发生右偏这一事实及其分析,台湾东北方产生左偏分支的可能性应当是不大的。

所以,我们认为,至少在当年夏季,台湾暖流当源自台湾海峡。至于冬季情况,手头尚无完整的资料可供分析。作者同样期望,今后能获得东海南部海区更多更好的资料,以便对台湾暖流的来源问题作出进一步的阐明和验证。

参 考 文 献

- [1] 罗四维, 1963. 冬季我国高原东侧切变线形成的分析. 气象学报 **33**(3): 303—319.
- [2] 顾震潮, 1951. 青藏高原对东亚环流的动力影响和它的重要性. 中国科学 **2**(3): 283—303.
- [3] 管秉贤, 1964. 黑潮流速流量的分布、变化及其与地形关系的初步分析. 海洋与湖沼 **6**(3): 229—251.
- [4] 谷一郎, 粘性流体理论(刘亦珩译, 1962, 上海科技出版社), 第 37—40 页, 图 6.3, 7.2, 7.3.
- [5] 须田皖次, 1948. 海洋科学(郑焕宇译, 1958, 科学出版社), 第 329 页, 图 101.
- [6] Bolin, B., 1950. On the influence of the Earth's orography on the general character of the westerlies. *Tellus* **2**(3): 184—195.
- [7] Defant, A., 1961. *Physical Oceanography*. Pergamon, Oxford, Vol. 1, pp. 432—436.
- [8] Hidaka, K., 1926. Experimental studies on the North Pacific Ocean currents near Japan (1st Paper). *The Geophysical Magazine* **1**: 68—75.
- [9] ———, 1927. Experimental studies on the North Pacific Ocean currents near Japan.

- (2nd Paper). *Ibid.* 1:203—210.
- [10] Neumann, G., 1960. On the effect of bottom topography on ocean current. *Deut. Hydrograph. Zeitschr.* 13(3):132—141.
- [11] ———, 1968. Ocean Currents. Elsevier Publishing Co., Amsterdam-London-New York, pp. 231—235, fig. 69 A, B, C.
- [12] Rossby, C. G., 1936. Dynamics of steady ocean current in the light of experimental fluid mechanics. *Papers in Physical Oceanography and Meteorology, M. I. T. and Woods-Hole Oceanogr. Inst.* 5(1):1—43.
- [13] Sigematsu, R., 1932. Some oceanographical investigations of the results of oceanic survey, carried out by H. I. J. M. S. Mansyû from April 1925 to March 1928. *Rec. Oceanogr. Wks. Japan* 4(1):151—170.
- [14] Steward, H. J., 1948. A theory of the effect of obstacles on the waves in the westerlies. *Jour. Meteor.* 5:236—238.
- [15] Stommel, H. and K. Yoshida, 1972. Kuroshio—Its Physical Aspects. University of Tokyo Press, pp. 131—133, 136, 155.
- [16] U. S. Hydrographic Office, 1944. Current Charts North-Western Pacific Ocean. *H. O. Misc.* No. 10,058A.

THE TOPOGRAPHIC EFFECTS OF TAIWAN ISLAND, CHINA AND ADJACENT BOTTOM RELIEF ON THE PATH OF THE KUROSHIO*

Kwan Ping-hsien

(*Institute of Oceanology, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Taiwan is the largest island of China. It faces the Pacific Ocean on the east where the bottom relief is very steep and most of the isobaths run parallel to the coast. At the places several tens of sea miles away from the coast, the depth increases abruptly to several thousands of meters. But at the northeastern corner, that is, to the east of Sandiao Jiao—Suao, there is an abrupt change in bottom topography, the isobaths are nearly perpendicular to the coast and run in the direction ESE, and the depth decreases rapidly from both the north and the south. Here is the submarine ridge as shown in Fig. 1.

North of the Philippines, the North Equatorial Current is divided into two parts, the main current (the Kuroshio) flows northward along the east coast of Taiwan, while the branch, besides partly entering into the South China Sea, flows northwestward and then northeastward along the west coast of Taiwan in summer. Accordingly, it may be considered that Taiwan Island is situated in the circumfluence of the Kuroshio and its branch in summer.

The width of the main axis of the North Equatorial Current east of the Philippines is about 45 to 90 sea miles, and the east to west scale of Taiwan is about 80 sea miles, therefore, the latter is about 1.8 to 0.9 times as wide as the former. It

* Contribution No. 399 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.

goes without saying that, such a large island as the Taiwan Island, standing out against the flow pattern of the North Equatorial Current and the Kuroshio, must have a noticeable effect on the flow pattern of the Kuroshio.

In the present paper, the hydrographical data collected in the period from 1927—1973 in the region near Taiwan Island were analyzed mainly by qualitative treatment in order to study the topographic effects of Taiwan Island and adjacent bottom relief on the path of the Kuroshio.

I. The Topographic Effect of Taiwan Island upon the Path of the Kuroshio

It has been proven in previous experimental investigation that when viscous fluid flows pass an elliptical cylinder, the flow is first divided into two branches at the fore end of the cylinder, then forming eddies at the rear end and farther off, the two branches approach each other again. (Fig. 2)

Of course, the above result is obtained in the non-rotating system. As had been indicated by Taylor, such a two-dimensional motion pattern would not be changed also in a uniformly rotating system. In a non-uniformly rotating system, although the flow pattern is approximately the same, planetary waves are formed after the fluid flows pass the cylinder. If, in addition, one takes into consideration the northward decrease of the latitude-circle of the earth, these planetary waves are not symmetrical to the cylinder (Koo Chen-chao, 1951).

The branching and vortex (or wake) phenomenon induced when the Kuroshio flows around Taiwan Island may be sufficiently verified from observational data. Fig. 3 (a, b, c) reveals the temperature distribution of the surface, 25 m and 50 m layers in June, 1932, in the region adjacent to Taiwan. As shown in the figures, the warm water originated from the North Equatorial Current and dividing into two branches (eastern and western) on the southern tip of Taiwan, flows around Taiwan Island. This temperature distribution tends to agree with the results of surface current observations obtained in June, 1932 and in the summer of 1927. It is evident that surface currents flow approximately along the axis of the tongues of the warm waters. Therefore, Taiwan is situated in the circumfluence of the Kuroshio and its branch in summer.

The occurrence of a cold water mass of small scale to the north of Jilong between these two warm water branches is the strong evidence of the vortex effect induced when the Kuroshio flows around Taiwan.

In the neighbourhood of Pengjia Yu, not only the water temperature was lower, but also the salinity was higher than its surrounding region, therefore a cyclonic eddy (or vortex) of small scale would occur around this center of high density. As shown in Table 1 and Fig. 5, obvious upheaval of cold water in the region north to Jilong often occurred in the period from 1929 to 1936 on the section from Dongyin Dao to Chijian Dao. It sufficiently indicates that cyclonic eddy often exists to the north of Taiwan at least in the period from May to November. Observational results obtained in summer (July to August, 1973) are shown in Fig. 3d. From Figs. 3c and 3d, it is evident that the dominant features of the temperature distribution after an interval of 41 years remained unchanged

It is considered that the circumfluence model obtained from experimental study of viscous fluid flowing around the cylinder may be approximately used to explain the main characteristics of the topographic effects of Taiwan Island upon the Kuroshio

II. The Effect of the Submarine Ridge Adjacent to Taiwan on the Path of the Kuroshio

To the south of 24°N , the main stream of the Kuroshio flows north northeastward closely along the east coast of Taiwan, its direction being almost parallel to the isobaths. But in the region between 24° — 25°N , the above-mentioned submarine ridge runs nearly perpendicular to the direction of the Kuroshio. The depth of the ridge increases eastwards, in the west, it is less than 200 m, in the middle between 200 to 500 m, and in the east, between 500 to 800 m in depth. The ridge is about 100 and 50 km in length in the cross-stream and down-stream directions respectively. The thickness of the Kuroshio is about 800 m at least. If the average depth of the peak of the ridge is taken to be 500 m, thus the thickness of the Kuroshio is at least $1\frac{3}{5}$ times as large as the depth of the ridge. Just as the air-stream will shrink as it flows across the mountain, the water column of the Kuroshio will shrink as it flows across the ridge, with the result that the current axis will necessarily be deflected.

Such a basic tendency of the path of the Kuroshio of not following the initial direction of flowing closely along the coast but separating from the coast and deflecting anti-cyclonically towards the northeast as it flows across the ridge is shown evidently in "Current Charts of Western North Pacific Ocean", "Data of CSK", etc.

According to G. Neumann (1960, 1968), the deflections of the stream-lines on the ridge may be classified into three types, namely, the Ekman type, the Sverdrup type and the mixed type suggested by Neumann. However, the basic tendency of the deflection of the Kuroshio as it flows across the ridge, is not quite the same as each of the three types, that is, there are net right-deflections in both the stream-line and current direction after the Kuroshio flows through the ridge.

For the sake of contrast and roughly discussing the basic tendency of the deflection, the stream-line deflection of the Kuroshio on the ridge is calculated by application of the principle of the conservation of potential vorticity (Bolin, 1950) and that of the conservation of mass transport (Defant, 1961) respectively, and at the same time a simple model of the ridge topography is introduced. The shear curl in the velocity distribution is considered and taken as a constant in the calculation, as it is very strong in the Kuroshio. As shown in Fig. 9 and Table 3, both results are relatively agreeable with the basic tendency of the path of the Kuroshio. Therefore, as the Kuroshio flows north northeastward along the east coast of Taiwan, this ridge acts as a turning point, the Kuroshio commences to deflect to the northeast at the ridge.

It is considered that the deflection phenomenon of the current across the submarine ridge is very complex. Besides the three types classified by Neumann, there

may still be other types of stream-line deflections. The case discussed above may be one of these types.

In conclusion, based on the above analysis, the problem of the origin of the Taiwan Warm Current in summer in the adjacent sea along Fujien and Zhejiang Provinces is also preliminarily discussed.