# 涌浪成长与消衰过程的初步探討\*

王 濤 (中国科学院海洋研究所)

在涌浪研究中, 文圣常教授与其他学者的主要不 同之 点在于:前 者提 出 的"涌浪 譜"<sup>[3]</sup>(以下簡称"文氏涌浪譜")是建立在他本人提出的"普遍风浪譜"的基础上, 并从理論 上考虑了涡动的能量消耗与散射对涌浪的影响。但是文氏涌浪譜理論, 仅分析了充分成 长的涌浪, 而对涌浪的整个成长与消衰过程却未予討論。

在用波譜的概念討論涌浪时,除应考虑能量消耗及散射对涌浪譜各組成波的作用外, 还应充分注意波散对涌浪譜的作用。实际上,涌浪譜理論一被提出,許多作者就对波散的 作用給予了足够的重視。例如: Pierson 等<sup>[7]</sup> 在他們的涌浪譜理論中得出 的所謂"滤波 器",为該理論的重要組成部分; Walden<sup>[4]</sup> 也曾利用波散的概念对涌浪譜頻率范围的确定 进行过专門的討論。但是, Pierson 等的理論中所提出的所謂"滤波器",有些虽然也考虑 了风浪随风时成长及随风区成长的影响;然而在具体应用中,則实际上仍假定在整个风区 内的风浪譜自始至終都是相同的。Walden 虽对上述方法做了某些改进,但由于受到 Neumann 风浪譜一些缺点的影响(如: 未充分成长的风浪譜陡然終止于某一頻率; 該譜中的 每一个頻率的組成波不出現則已,一出現就是充分成长了的等等),因而仍不能全面地說 明涌浪的基本性质。

本文利用文献[3]中涌浪譜之表达式(30),考虑了波散对涌浪譜的影响,并假定:(1) 涌浪譜中各組成波的能量独立地以其羣速传播<sup>11</sup>;(2)风初起时立即有风浪譜(頻率范围 为 0 <  $\sigma$  <  $\infty$ )自风区下沿传出;(3)风区以外的涌浪譜的組成波,风停前一部分来自风 区下沿不同时間的风浪譜,而另一部分則来自风停时风区内不同位置的风浪譜;(4)风区 內消逝涌浪的組成波来自风停时风区上沿至观察点間不同位置的风浪譜。据此我們确定 出各个地点不同时間的涌浪譜的頻率范围及其对应的涌浪譜,以期能克服前面提到的那 些理論的一些缺点。与其他理論及观測資料的比較表明,本文得出的过渡状态的涌浪譜 (涌浪的成长与消衰阶段),是較为合理的。

### 一、涌浪的頻率范围

在风浪譜中,包含有許多頻率不等的組成波动。由于波譜的各組成波形成的波羣独 立地以羣速传播,各組成波不同时出現于某一給定的点。故在分析涌浪时必須首先确定

涌浪譜中每一組成波是以其波速传播的,在传播中形成一个相应的波攀。这一波攀以其波速的一半(即所謂鄰 速)传播,故本文提法与文献[3]并不矛盾。

显現于某一观察点的涌浪譜的頻率范围。

取图 1 中的矩形表示风区。图中,P 系指风区外任一观察点; A、B 分别为风区的上、 下沿; F 为风区长度;  $R_0$  为 P 点到风区下沿中点之距离;  $\theta_0$  为  $R_0$  与风区纵軸沿长綫間的



图1 矩形风区 Рис.1 Прямоугольный разгон

夹角;U为风速,箭头的方向表示风向。

現就几种情形分別予以討論:

1. 风傳前风区外漏浪譜的頻率范围 在討論时,风継續吹刮着;根据假定(2)、(3)可 知: (i)由于风浪譜中有頻率( $\sigma$ )由0至∞(即周期T由∞至0)的組成波,所以当风初 起时,在涌浪传播方向上的任何点,立即会有低頻率的組成波出現(即使在风初起时,于所 討論的任何地点,立刻会出現低頻率的波动,但由于这些組成波的振幅近于0,因而海面 仍然是平靜的),所以涌浪的成长时間即为风浪的成长时間。(ii)在风浪譜中虽然存在着 許多頻率不同的組成波,但是,于某一时刻只有某些頻率的組成波同时出現于給定的观察 点;而且在这些組成波中,最小頻率的組成波是在所討論时刻t(假定风初起时,t = 0)自 风区下沿传出的,其頻率( $\sigma$ )为0;最大頻率的組成波是在风初时自风区下沿传出的。

現在的問題就轉为如何确定这一最大頻率值。依据波譜中各組成波形成的波羣独立 地以羣速传播的假定,对于图1上的P点处,各个頻率的組成波自风区下沿传出通过距离 R<sub>0</sub>所需要的时間 t'为:

$$t' = \frac{R_0}{\frac{c}{2}} = \frac{2R_0\sigma}{g}; \tag{1}$$

故有

$$\sigma = \frac{gt'}{2R_0} \tag{2}$$

上两式中,σ是組成波的頻率(秒<sup>-1</sup>); ε 是重力加速度(厘米·秒<sup>-2</sup>); ε 是頻率为σ的組成 波的波速(厘米·秒<sup>-1</sup>)。所以,在时刻 t, P 点处最大頻率的組成波应該是 t = 0 时刻自 风区下沿传出的。它通过距离 R₀所需时間为 t,因而該組成波的頻率为

$$\sigma = \frac{gt}{2R_0}$$

由上述可知,在风停前于 t 时刻, P 点之涌浪譜的頻率范围应为:

$$0 < \sigma \leq \frac{gt}{2R_0}.$$
(3)

2. 风停后风区內消逝涌浪的頻率范围 如果把风区內风停后的波浪視为消逝涌浪, 并认为,风区內各处之风浪譜的組成波于风停时刻(用t;表示)从各个位置一齐传出。那 么由于波散,并基于假定(4)不难得出;于討論时刻t(必須t>t;),对于图1中P'点之 涌浪譜,其最大頻率的組成波来自风停时 P' 点所在的位置,該組成波卽为頻率  $\sigma \to \infty$  的 組成波;而最小頻率的組成波則来自风停时风区的上沿。

令 P' 处离风区上沿的距离为  $R'_0$ 。于討論时刻 t,各組成波传到 P' 点所經历的时間为:

$$t'=t-t_i$$

依据(2)式可得到, P'处涌浪譜中最小頻率的組成波,其頻率为:

$$\sigma_{\min}=\frac{g(t-t_j)}{2R_0'},$$

故在 t 时刻, P' 处涌浪譜的頻率范围是

$$\frac{g(t-t_i)}{2R'_0} \leqslant \sigma < \infty.$$
(4)

3. 风傳后风区外漏浪譜的頻率范围 在此仍取图 1 之 P 点为例。当风停以后,据假 定(3),通过与上述类似的討論可以得知:在 P 点处,于 t(t ≥ t<sub>j</sub>)时刻,涌浪譜中最大頻 率的組成波是在风初起时自风区下沿传出的,其最小頻率的組成波是在风停时自风区上 沿传出的。参照(3)、(4)两式,并近似地取图 1 中的 *ABP* 代替 *AP* 后,可以得出在上述条 件下的涌浪譜的頻率范围为:

$$\frac{g(t-t_i)}{2(R_0+F)} \leqslant \sigma \leqslant \frac{gt}{2R_0}.$$
(5)

值得注意的是,在(5)式所表示的頻率范围內,有一个組成波的頻率为:

$$\sigma^* = \frac{g(t-t_j)}{2R_0},$$

这一組成波是于风停时刻(4)自风区下沿传出的,它将(5)式所表示的涌浪譜的頻率范围 划分为两部分:其中σ满足

$$\frac{\mathbf{g}(t-t_i)}{2(R_0+F)} \leqslant \sigma \leqslant \sigma^*$$

的組成波,是风停时刻自风区 内不同位置传出的;而另一部 分σ滿足

$$\sigma^* \leqslant \sigma \leqslant \frac{gt}{2R_0}$$

的組成波,則是在风停前由风 区下沿不同时間传出的。

图 2 表示在风区长度为 930 公里、风时为 28.7 小时、消 阻距离分别为1,110 公里及300 公里的条件下,(5)式所代表的 頻率范围的变化情形。

由图 2 看出, 涌浪頻率范



围随离风区下沿的距离的增加而变窄,又随着时間的增加而变寬。后者表明,海表面始終 都存在着許多頻率的波动,但是这并不与海表面有时亦趋平靜相矛盾,因为后来到达的那 些高頻率的波动其振幅几乎近于零。

上面,我們已討論了在固定的矩形风区条件下处于成长阶段与消衰阶段的涌浪譜的 頻率范围,至于在所述范围以外的組成波,它們在所討論的时刻或者可能已經超过了观察 点,或者尚未到达。

#### 二、涌浪譜的确定

依据上节分析可知: 实际的涌浪譜只处于有限寬的頻率范围內; 同时涌浪譜的各組 成波只能分別由来自风区下沿不同时間的、或来自风停时风区內不同位置的各个风浪譜 来确定。下面我們就利用充分成长的文氏涌浪譜<sup>[3]</sup>来确定这些組成波。

充分成长的文氏涌浪譜的形式为:

$$A^{2}(\sigma,\theta) = \frac{A_{F}^{2}(\sigma)\cos^{2}\theta}{2(1+6.4\times10^{-10}\,\lambda^{1/4}U^{1/2}\,\gamma\sigma^{2}\,e^{-\lambda/2\sigma^{2}}\cos^{1/2}\theta)^{2}}\,\,\underline{\mu}\,\underline{\chi}^{2}\cdot\,\underline{\psi}$$
(6)

及近似表达式

$$A_{s}^{2}(\sigma,\theta) = \frac{A_{F}^{2}(\sigma)\cos^{2}\theta}{X(1+6.4\times10^{-10}\,\lambda^{1/4}\,U^{1/2}\,\gamma\sigma^{2}e^{-\lambda/2\sigma^{2}}\cos^{1/2}\theta)^{2}}\,\underline{\#}\,\underline{\#}\,\underline{*}^{2}\cdot\underline{\psi}\,.$$
(7)

在上面两式中,

$$\mathbf{X} = \frac{F + \gamma}{F} \tag{8}$$

而

$$A_F^2(\sigma) = \frac{7.5 \times 10^4}{\sigma^6} \exp\left[-\frac{\lambda}{\sigma^2}\right] \stackrel{\text{pressure}}{=} \frac{1}{2} \frac{1}{\sigma^6} e^{-\frac{\lambda}{\sigma^2}} \stackrel{\text{pressure}}{=} \frac{1}{2} \frac{1}{\sigma^6} e^{-\frac{\lambda}{\sigma^2}} e^{-\frac{\lambda}{\sigma^2}} \stackrel{\text{pressure}}{=} \frac{1}{2} \frac{1}{\sigma^6} e^{-\frac{\lambda}{\sigma^2}} e^{-\frac{\lambda}{\sigma^2}}$$

表示风区上之风浪譜。式中人的表达式,如风浪受制于风时,应取

$$\lambda = \lambda_t = \frac{572g^{3/2}}{\left(t^{1/2} - \frac{t}{30.5U^{1/2}}\right)U^{3/2}} \mathcal{D}^{-2};$$
(10)

如风浪受制于风区則取

$$\lambda = \lambda_F = \frac{82.3g^{5/3}}{\left(X^{1/3} - \frac{X}{81.3U^{4/3}}\right)U^{4/3}} \#^{-2}.$$
 (10')

以上諸式中,所用符号的意义,除上节已指明的外, X 为风区上某点至风区上沿的距离(厘米)( $X \leq F$ );  $\gamma$  为消阻距离(厘米);  $\theta$  为观察点至风区下沿各点的連綫与通过且平行于风区級軸的綫之間的夹角(度)。应注意的是:  $\gamma = \theta + c(6)$ 及(7)式中具有不同的意义。 (7)式中,  $\gamma$  为观察点至风区下沿最近点的距离;  $\theta$  为  $\gamma$  与风向間的夹角,此处,对于給定的观察点均为常数。

由文献[2]可知:(6)式表示在涡动及散射的影响下,风区下沿的风浪譜,于 $\theta$ 方向上 通过距离  $\gamma$  到达观察点时充分成长了的涌浪譜;(7)式則表示风区形状不規則、风区寬度 为未知时近似的涌浪譜。在下面的討論中,我們只选用(7)式,其理由是:(1)使計算大为 簡化。(2)如果取  $\gamma = 0, \theta = 0, 即$ (7)式可还原为原始的风浪譜,而(6)式則不可能。 (3)实际上,"文氏涌浪譜"之預报图解也是依据(7)式編制的。另外,对于(7)式中的 $\gamma$ 及  $\theta$ ,我們表示为  $R_0$  及  $\theta_0$ ,前者为 P 点至风区下沿中点的距离,后者为此联綫与风区纵軸延 长綫之間的夹角(在下面討論的計算中为了簡便取  $\theta_0 = 0$ )。

为了便于确定各种情况下的涌浪譜,下面也分三种情形来討論。

**1. 风停以前风区外的涌浪**譜 这是处于成长阶段的涌浪譜。依据(1)式,涌浪譜中頻 率为σ的組成波,从风区下沿传出經过距离 R<sub>0</sub>所需要的时間为:

$$t'=\frac{2R_0\sigma}{g};$$

該頻率的組成波离开风区下沿的时間为:

$$t_A = t - t' = t - \frac{2R_0\sigma}{g}.$$
 (11)

在  $U = 20.1 \times / \psi$ 、F = 930 公里、 $R_0 = 1110 公里、风时为无限的风場条件下,为$ 求得預定点的涌浪譜,我們設想,风区下沿不同时刻的风浪譜中各組成波均能到达預定 $点,到达預定点的値即为将传出时間 <math>t_A$  視为风时(7)式所表示的値,然后将(7)式按照  $t_A$ 的順序繪于直角座标系中(以 $\sigma$ 、 $A_s^2(\sigma)$ 、t为互相垂直的三个軸)即构成視  $t_A$  为风时的涌 浪譜(7)随  $t_A$  变化的分布图(图  $3_t$ )  $A_s^2[\sigma t]$ .

令 tmin 表示最小风时,依文献[2]中的(37)式

$$t_{\min}^{1/2} = 15.3 \ U^{1/2} - \sqrt{232U - 30.5U^{1/2}C}$$

其中

$$C = \frac{22.1}{U^{1/6}} \left[ X^{1/3} - \frac{X}{81.3U^{4/3}} \right].$$

任意取 t = 50.0 小时,于  $\sigma 0t$  平面上,在(3)所示的頻率范围內做(11)式所代表的直緩  $L_1$ , 然后通过  $L_1$ 做  $\sigma 0t$  平面的垂面  $S_1$ ,  $S_1 与 A_s^2[\sigma t]$ 之交綫为  $L_1$ ,  $L_1$  与  $L_1$ 所包围的平面  $K_1$  在  $\sigma 0 A_s^2(\sigma)$  面上的投影所对应的面积 ( $A_s^2[\sigma t]$  沿  $L_1$ 綫的第二型綫积分)即为涌浪譜所对应 的 E 值(图  $3_{11}$ )。其表达式为

$$E = \int_{0}^{\frac{g_{f}}{2R_{0}}} A_{s}^{2}[\sigma t] \, d\sigma \, \underline{\mathbb{H}} \, \mathbb{K}^{2} \tag{12}$$

考虑到风区下沿之风浪开始时随风时成长,当 $t \ge t_{min}$  則受制于风区,因而在 $t \ge t_{min}$ 时, (12)式应写为

$$E = \int_{0}^{\frac{g(t-t_{\min})}{2R_{0}}} A_{s}^{2} [\sigma t] d\sigma + \int_{\frac{g(t-t_{\min})}{2R_{0}}}^{\frac{gt}{2R_{0}}} A_{s}^{2} [\sigma t] d\sigma.$$
(13)

上式表明涌浪的总能量由两部分組成: 其一如右端第一項所示, 它由受制于风区的风浪 譜的組成波所貢献, 故該項被积函数中之 $\lambda$ , 应取(10')式所示之 $\lambda_{Fo}$  若取(10)式所示之  $\lambda_{r}$ , 并合 $t = t_{min}$  亦可, 即

$$\lambda_{l_{\min}} = \frac{572g^{3/2}}{\left(t_{\min}^{1/2} - \frac{t_{\min}}{30.5U^{1/2}}\right)U^{3/2}}.$$
(14)



Рис. 31 Изменение спектра зыби, пришедшей от подветренного края разгона, с времением. 311 К<sub>1</sub> 面对应的譜

311 Соответствующий профилю K1 спектр

另一部分能量如式(13)右端第二項所示,它由受制于风时的风浪譜的組成波所貢献,故被 积函数中的λ应取(10)式所示的λ<sub>1</sub>。但是,由于这一部分組成波,都分別对应于风区下沿 不同时間的风浪譜中的某一組成波,因而,λ,中的变量 t 应以(11)式代換,此时λ,为

$$\lambda_{t} = \lambda_{t\sigma} = \frac{572g^{3/2}}{\left[\left(t - \frac{2R_{0}\sigma}{g}\right)^{1/2} - \frac{t - \frac{2R_{0}\sigma}{g}}{30.5U^{1/2}}\right]U^{3/2}}.$$
(15)

显然在此情况下,要确定的涌浪譜即为(12)右端的被积函数  $A_{s}^{2}(\sigma t)$ ,由上述可知:  $A_{s}^{2}[\sigma t]$ 的形式仍为(7)式所示。应再一次指出的是,該譜的頻率范围由(3)式确定,譜的 組成波所对应的  $\lambda$ ,依其受制于风区或受制于风时分別取(10')所示的  $\lambda_{F}($ 或 $\lambda_{min}$ )或(15) 式之  $\lambda_{roo}$ 

2. 风停后风区内的消逝涌浪譜 于某一时刻 t (t ≥ t<sub>i</sub>),在图 1 上 P' 处涌浪譜的組成波是风停时由不同位置传来的,其传播时間均为:

$$t' = t - t_j$$

在此时間內組成波所通过的距离为:

$$R_1 = \frac{g(t-t_i)}{2\sigma}$$

所以,在风停时各組成波的出发地点为:

$$X = R' - R_1 = R' - \frac{g(t - t_j)}{2\sigma}.$$
 (16)

如果将(7)式所示的涌浪譜在与图(3)中的风場条件相同的情况下(但 $t_i = 27.8$ 小时)按照风停时风浪譜出发地点的順序繪于直角座标系中(以 $\sigma$ 、 $A_s^2(\sigma)$ 、F为相互垂直的三个軸)(式(7)內r为組成波传播的距离),同样也可构成一个涌浪譜随风区而变的分布图 $A_s^2[\sigma F]$ (图 $4_1$ )。



因 11 起源于风区内的油液晶通位置的支化 Рис. 41 Изменение спектра зыби, пришедшей из разгона, в зависимости от его длин. 411 К2 面对应的譜 411 Соответствующий профилю К2 спектр

令 t = 36.7 小时、R' = 10,000 公里。同上述一样,在  $\sigma 0F$  面上做(16)式所示之曲綫 L<sub>2</sub>, 并通过与前述相同的过程可以得到类似于 S<sub>1</sub>、 $L D K_1$  的 S<sub>2</sub>、 $L_2 D K_2$ ,  $K_2 在[\sigma 0 A_3^2(\sigma)]$ 平面上的投影如图 4<sub>11</sub> 所示。图 4<sub>11</sub> 中曲綫下的面积同样也是所討論的涌浪譜的 E 值,也 就是  $A_3^2[\sigma F]$  沿 L<sub>2</sub> 的第二型綫积分,其表示式为:

$$E = \int_{\frac{\mathbf{f}(t-t_j)}{\mathbf{z}_{R'}}}^{\infty} A_s^2[\sigma F] d\sigma \tag{17}$$

如当  $t_i \leq t_{\min}(P' 对应的最小风时)时,在风区内自上沿至 <math>P' 处之风浪,一部分受制于风区,另一部分则受制于风时;故(17)式应写为:$ 

$$E = \int_{\frac{g(t-t_j)}{2R'}}^{\frac{g(t-t_j)}{2(R'-F_{\min})}} A_s^2[\sigma F] d\sigma + \int_{\frac{g(t-t_j)}{2(R'-F_{\min})}}^{\infty} A_s^2[\sigma F] d\sigma$$
(18)

式中 Fmin 为 4; 所对应的最小风区。(18) 式右端第一項表示涌浪譜中受制于风区的那一

部分組成波,这一項中的被积函数的 $\lambda$ 应取 $\lambda_F$ 。但是,由于这些組成波于风停时刻分別 起源于风区内不同的位置,因而 $\lambda_F$ 中的变量F应以(16)式代替,代換后为:

$$\lambda_{f\sigma} = \frac{82.3g^{5/3}}{\left[\left(R' - \frac{g(t-t_j)}{2\sigma}\right)^{1/3} - \frac{R' - \frac{g(t-t_j)}{2\sigma}}{81.3U^{4/3}}\right]U^{4/3}};$$
(19)

(18)式右端第二項則表示受制于风时的那一部分組成波,其被积函数中之 $\lambda$  应取  $t_i$  时刻的  $\lambda_{F_{min}}$ ,即

$$\lambda_F = \lambda_{F_{\min}} = \frac{82.3g^{5/3}}{\left(F_{\min}^{1/3} - \frac{F_{\min}}{81.3U^{4/3}}\right)U^{4/3}}.$$
(20)

在这种情况下,所要确定的涌浪譜,仍然是 E 之积分号下的被积函数  $A_{s}^{2}(\sigma)$ ,其形式 仍如(7)式所示。在此应指出,(7)式中之消阻距离应换为  $\frac{g(t-t_{j})}{2\sigma}$ ; 譜的頻率范围应由 (4)式确定;譜的組成波所对应的  $\lambda$ ,依其受制于风区或受制于风时应分别取(19)或(20) 式。

**3. 风停后风区外的涌浪譜**根据(5)式及假定(3)可知,在 P 点涌浪譜的組成波中,高 頻率部分是风停前自风区下沿于不同时刻传出的,低頻率部分是风停时自风区内不同位 置传出的,故 P 点涌浪譜的 E 值,显然是由上述两部分組成波所貢献的。参照前述两种情 况可得出:

$$E = \int_{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_i)}{2R_0}}^{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_i)}{2R_0}} \mathcal{A}_{\boldsymbol{S}}^2[\boldsymbol{\sigma}F] d\boldsymbol{\sigma} + \int_{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_i)}{2R_0}}^{\frac{\boldsymbol{g}(t)}{2R_0}} \mathcal{A}_{\boldsymbol{S}}^2[\boldsymbol{\sigma}t] d\boldsymbol{\sigma}$$
(21)

上式右端第一項表示涌浪中自风区内传出的組成波,第二項表示自风区下沿传出的組成 波。

由于考虑到,当 t<sub>i</sub> < t<sub>min</sub>时,风区内的波浪一部分受制于风区,另一部分受制于风时, 故(21)式成为:

$$E = \int_{\frac{g(t-t_j)}{g(R_0+F-F_{\min})}}^{\frac{g(t-t_j)}{2R_0}} A_s^2[\sigma F] d\sigma + \int_{\frac{g(t-t_j)}{2(R_0+F-F_{\min})}}^{\frac{g(t-t_j)}{3R_0}} A_s^2[\sigma F] d\sigma + \int_{\frac{g(t-t_j)}{2R_0}}^{\frac{g(t-t_j)}{3R_0}} A_s^2[\sigma t] d\sigma$$
(22)

上式右端被积函数中的 λ, 第一項应取(19)式, 第二項应取(20)式, 第三項应取(15)式。当 t<sub>i</sub> > t<sub>min</sub> 时, (21)式則成为:

$$E = \int_{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_j)}{2R_0}}^{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_j)}{2R_0}} A_s^2[\sigma F] d\sigma + \int_{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_j)}{2R_0}}^{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_{\min})}{2R_0}} A_s^2[\sigma t] d\sigma + \int_{\frac{\boldsymbol{g}(t-t_{\min})}{2R_0}}^{\frac{\boldsymbol{g}t}{2R_0}} A_s^2[\sigma t] d\sigma$$
(23)

上式右端被积函数中的 λ, 第一項应取(19)式, 第二項应取(14)式, 第三項应取(15)式。

在此,要确定的涌浪譜,仍为(7)式之  $A_{i}^{2}(\sigma)$ 。但該譜之頻率范围由(5)式确定;消阻 距离为各組成波对应的传播距离;譜的組成波所对应的 $\lambda$ ,依其受制于风区或受制于风时 应分別取(19)、(20)及(15)式(当 $t_{i} < t_{min}$ ),或取(19)、(14)及(15)式(当 $t_{i} > t_{min}$ 时)。 在 $U = 13.9 \times 10^{-1}$ 、F = 930公里、 $t_i = 39.2$ 小时、 $R_0 = 1,110$ 公里、t = 67.5小时的风場条件下,(23)式所示的譜可分成两部分(分別見图  $5_1$  及  $5_{11}$ )。(i)图  $5_1$  表示风停以前自风区下沿传出的涌浪譜,通过与处理图 3 相类似的办法可作出 $L'_1, L'_1 \gtrsim K'_{10}$ 图  $5_{14}$ 表示 $K'_1$ 在[ $\sigma 0 A_i^2(\sigma)$ ]面上的投影;(ii)图  $5_{11}$ 表示风停时自风区内不同位置传出的涌浪譜,同样在图  $5_{11}$ 上也可类似于图  $4_1$ 作出相应的 $L'_2, L'_2 \gtrsim K'_{20}$ 图  $5_{114}$ 表示 $K'_2$ 在[ $\sigma 0 A_i^2(\sigma)$ ]面上的投影。将图  $5_{114}$  与图  $5_{114}$  按照頻率順序合成得到图  $5_{114}$ ,它表示在上述情形下求得的涌浪譜的形式。

至此我們已确定了三种常見情况下的涌浪譜。为便于了解它們随时間及地点的变 化,下面我們計算了几种特定风場条件下涌浪譜随时間及地点的变化,并以曲綫表示。

图 6 表示在  $U = 20.1 \times \cdot 10^{-1}$ ;  $F = 930 \oplus E$ ;  $t_i = 1.04 \times 10^5 \oplus P$ ;  $R_0 = 1,110 \oplus P$ 里的情况下,(22)式所对应的譜的 4 个成长阶段和 3 个消衰阶段。

图 7 表示,在与图 6 中相同的风場条件下,在  $R_0 = 100$  公里处,(22)式所对应的涌浪 譜的 4 个成长阶段和 3 个消衰阶段。





比較图 6 与图 7 可以看出: 在涌浪成长阶段,整个涌浪譜的显著部分向高低頻率两 个方向扩大,在消衰阶段整个涌浪譜向高頻率方向推移。譜的最大值,在远离风区处随着 时間的增加始終都向高頻率方向推移,而在离风区較近处随着时間的增加先是向低頻率 方向,最后則向高頻率方向推移。

图 8 表示,在上述风場条件下,于 t = ti = 1.04 × 105 秒时,在 4 个不同距离的地点,



据(22)式所得出的涌浪譜。由图 8 可清楚地看出:随着距离的增加涌浪譜主要向低頻率 方向推移,而譜的最大值,象通常所理解的那样亦向低頻率方向推移。

图 9 表示, 在 U = 1.26 米·秒<sup>-1</sup>; R' = 444 公里;  $t_i = 2.88 \times 10^4$  秒的情况下, 风



停后风区內消逝涌浪譜的 4 个消衰阶段。显然,涌浪譜及其最大值随着时間的增加都向 着高頻率的方向推移。

#### 三、涌浪的波高、周期及传播时間

上述涌浪譜所对应的波动主要是二維的,由振幅的或然率分布函数<sup>[5]</sup>可知,二維波的 平均波高为:

$$\vec{H} = 1.77 \sqrt{E} \tag{24}$$

按照文献[7],二維波的平均表視周期为:

$$\overline{\widetilde{T}} = 2\pi \left[ \frac{\int_{0}^{\infty} A_{s}^{2}(\sigma) \, d\sigma}{\int_{0}^{\infty} A_{s}^{2}(\sigma) \sigma^{2} \, d\sigma} \right]^{1/2}$$
(25)

应当注意的是,利用上式求周期时,积分区間即为涌浪譜对应的頻率范围,A<sup>2</sup>(σ)中λ值的选取应遵循上节中所討論的准則。

依据(24)、(25)式,我們分別計算了在图(6)之风場条件下  $R_0$ 为100公里、1,110公里及  $R_0 \rightarrow 0$ 时涌浪的波高与周期随时間的变化如图 10所示。由图中可看出:当风区内



Рис. 10 Изменение расчетных элементов зыбей с времением

的风浪成长时, 涌浪波高在离风区越远的地方越小; 其周期, 在远处則离风区越远越大, 在 近处則較同时間的风区下沿的为小。在涌浪消衰阶段(波高減低), 其周期逐漸变小(如果 討論的风区很长, 在消衰阶段的初期, 离风区較近处的涌浪周期仍然是增加的); 在涌浪成 长阶段(波高增大) 离风区較远处的涌浪周期是逐漸变小的, 但在离风区較近处, 当明显的 波浪出現后, 其周期随着时間的增加而增大, 一般耕来, 直至波高成长到最大以后, 周期才 停止增加。由图 10 也可看出: 离风区越近, 涌浪要素的变化过程就越接近风区下沿风浪 要素的变化过程。另外, 波高的变化曲綫也清楚地表明, 涌浪的出現不是"突然到达", 而 是在較长的一段时間(依賴于 R)內逐漸成长起来的。 关于涌浪传播中周期的变化問題,很早就引起了人們的注意,Sverdrup<sup>[9]</sup> 曾就假想的 波譜受到空气阻力的选择性消耗作用而导致波譜的显著部分沿低頻率方向推移来解释涌 浪传播中周期的增加。交圣常<sup>[3]</sup> 試为这是由能量的涡动粘滞消耗对波譜的各組成波具有 选择性的結果。但是,他們都未討論固定点周期随时間的变化。关于涌浪周期随时間的 变化問題,依据上节中的分析,显然可看出导致涌浪周期变化的原因,除涌浪在传播中,波 譜各組成波的能量消耗各不相同外,重要的因素还有两个: (1) 波散作用,它总是使較远 处的涌浪具有較大的周期,并使固定点的涌浪周期随着时間的增加而減小; (2) 风区下沿 风浪譜的成长对涌浪周期的影响,总是使任意点的涌浪周期随着时間的增加而增大。但 是,于不同时間、不同地点这些因素的作用也不是等同的。显然,涌浪传播的距离越远,波 散及选择性能量消耗的作用也就越明显;距离风区越近,則风浪成长的作用就越显著。因 此,对于不同地点,在涌浪成长与消衰的不同阶段上,其周期的变化是上述 3 个原因共同 作用的結果。

由上述現象不难引出这样一个有趣的推論:即在涌浪传播路程上有这样一个区域, 在这一区域中,涌浪周期随时間的变化是不明显的,而且它将整个涌浪传播的路程划分为 两部分,对于大于它的部分,其周期随着时間的变化始終是由大至小的变化着,对于比它 小的部分,则开始先随时間增加而增大,然后轉为减小。这一推想有待进一步加以証实。

关于涌浪传播时間,由于考虑到风时为有限量,风区外各处的涌浪将都經历成长与消 衰的过程,因而,我們选取

$$\frac{\partial E}{\partial t} = 0$$

的时刻作为涌浪成长到最大的时刻。

如以(23)式为例,当 $t_i > t_{min}$ 时則应有

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\frac{g(t-t_j)}{2(R_0+F)}}^{\frac{g(t-t_j)}{2R_0}} A_s^2[\sigma F] d\sigma + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\frac{g(t-t_j)}{2R_0}}^{\frac{g(t-t_{\min})}{2R_0}} A_s^2[\sigma t] d\sigma + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\frac{g(t-t_{\min})}{2R_0}}^{\frac{gt}{2R_0}} A_s^2[\sigma t] d\sigma = 0$$

將上式微分符号移至积分号下并消去同类項卽得

$$\int_{\frac{g(t-t_i)}{2(R_0+F)}}^{\frac{g(t-t_i)}{2R_0}} \frac{\partial}{\partial t} A_s^2[\sigma F] d\sigma + \int_{\frac{g(t-t_i)}{2R_0}}^{\frac{g(t-t_i)}{2R_0}} \frac{\partial}{\partial t} A_s^2[\sigma t] d\sigma + \int_{\frac{g(t-t_i)}{2R_0}}^{\frac{gt}{2R_0}} \frac{\partial}{\partial t} A_s^2[\sigma t] d\sigma = 0.$$
(26)

对(26)式,本文是采用数值方法求解的,当給定U、 $R_0$ 、X 及 $t_i$ 后, t 有确定的量值 (参看图 4)。

如 $t_i < t_{min}$ ,則依(22)式同样可求出相应的 $t_o$ 

#### 四、計算結果与覌測值及其它理論結果的比較

1. 先比較在相同条件下,当文氏涌浪譜中  $2\sigma_{inax}(\sigma_{max})$ 为涌浪譜的最大值对应的頻率) 組成波到达某观察点时本文与文氏所得的譜的形式。 图 11 表示当  $U = 20.1 \times 10^{-1}$ ;  $F = 930 公里; R_0 = 1,110 公里; t_i \rightarrow \infty; t = 1.25 \times 10^5$ 秒的情況下两者的比較結果。 緩①(*ABCD*)为文献[3]的結果;緩②为本文的結果;緩③为眞正充分成长的文氏涌浪譜; 而 *ABD'A* 則是文献[3] 中計为可忽略的部分。另外在表 1 中列出此三条 緩分別 对应的

4 期



2. Спектр, полученный данног работой. 3. Полностью развитый

спектр, полученный по методу литературы [2].

表1 圖11 对应的涌浪要素

Табл. 1. Элементы зыби, соответствующей спектру на рис. 11.

Nº	<i>ti</i> (小时)	E ( <b>厘</b> 米 <sup>2</sup> )	<b>H</b> ( <b>*</b> )	<b></b> (秒)
1	-→∞	745×10 <sup>a</sup>	4.83	9.4
2	34.7	736×10 <sup>2</sup>	4.80	9.4
3	34.7	$713 \times 10^{2}$	4.73	10.5

E 值及其相应的波高和周期。显然在 $t = 1.25 \times 10^5$ 秒时涌浪仍然处在成长阶段,不过成长速度越来越慢罢了。应该指出,当 $t \to \infty$ 时以綫①及綫②所示之譜都成长为綫③所示之譜。

2. 其次,比較在上述风場条件下按照 Pierson-Neumann-James 方法所得的与本文所得



6 卷

的涌浪譜的形式。 当 t = 2.96 × 10<sup>5</sup> 秒时的涌浪譜如图 12 所示。由比較可看出: 在此, 虽然两种譜的頻率范围是一致的, 但本文所得的涌浪譜較为合理。因为很难設想涌浪譜 会陡然終止于某一頻率。



4. 本文計算結果与 Sverdrup-Munk<sup>[8]</sup> 所給出的表示涌浪整个变化过程的(第7、8)两 組观測結果的比較。风場条件列在表 2 中。图 14<sub>1</sub> 与 图 14<sub>11</sub> 分别表示出这两組資料的观

表 2	圚	14 <sub>1</sub>	与	$14_{11}$	对应的風	場要素
-----	---	-----------------	---	-----------	------	-----

Табл. 2. Элементы ветровых полей, соответствующих рис. 141 и 1411.

N⁰	U(米・秒⁻¹)	F(公里)	t <sub>i</sub> (小时)	t <sub>min</sub> (小时)	Fmin(公里)	R₀(公里)
1	20.1	930	27.8	32.0	820	1110
2	22.7	740	18.0	27.0	466	1480

注: 录自文献[5]; tmin 与 Fmin 依据文献[1]算出。

測与計算結果。另外,图中还載有文献[3]的結果。計算时我們是用(22)式連同(24)、 (25)两式进行的。由图可看出,本文計算得出的涌浪周期及波高随时間的变化与观測資 料的吻合是良好的;涌浪达到最大值的时間的計算結果与实測值也很接近;而且本文的計 算結果給出了涌浪的整个变化过程。 5. 黄海上四次低压过境后,消逝涌浪观測結果与本文計算結果的比較。这四次涌浪

N₂	出現时間	𝕐(米・秒⁻¹)	tj (小时)	F (公 里)	t <sub>min</sub> (小时)	F <sub>min</sub> (公里)
1	1957. 5.24.08	12.6	8.0	444	24.0	120
2	1958. 1.11.08	17.3	7.1	611	25.0	108
3	1959. 6. 5.08	15.4	11.3	477	21.7	205
-1	1962.10.10.14	16.3	12.0	477	25.0	225
	1			1	1	

表3 黄海的風場要素

Табл. 3. Элементы ветровых полей в Жёлтом море Китая.



图 14IA 观测周期与計算值的比較(1945年5月14—17日)



346



图 14IIA 現測周期与計算值的比較(1945 年 4 月 17-19 日)





Рис. 14пв Сравнение расчетных высот волн с наблюденными/17—19ого апреля 1945г./ ——本文計算值; ④ 文献[2]計算值; —— 現測值。 \*\* Расчетные в данной работе ④ Расчетные в литературе<sup>(2)</sup> ---- Наблюденные

对应的风場要素列为表 3。我們把观測到的及用(18)、(24)及(25)各式計算的波高与周 期分別繪入图 151、1511、1511 及 151v 中(图上所載观測平均波高系以 1.6 除观測 值 所 得,其观測平均表視周期是用 0.9 乘观測值所得)。由图看出:計算值与观 測值 极 为 接 近;在这个海区内这种类型的涌浪衰减得相当快,在半天内均减小到原波高的<u>1</u>左右。





#### 参考文献

- [1] 山东海洋学院海洋水文气象系, 1960。海浪預报方法(未刊稿)。
- [2] 文圣常, 1960。普遍风浪譜及其应用。山东海洋学院学报 1.1:15-43。
- [3] 文圣常, 1960。涌浪譜。山东海洋学院学报 1.1:44-64。
- [4] 文圣常, 1962。海浪原理, 山东人民出版社, 321-324。
- [5] Крылов, Ю. М., 1956. Статистическая теория и расчет морских ветровых волн. Часть 1. Труды ГОИН. В пуск **33**(45):5-27.
- [6] Neumann, G., 1953. On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea. Beach Erosion Board, Techn. Mem. No. 43.
- [7] Pierson, W. J. Jr., Neumann, G. and R. W. James, 1953. Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics. U. S. Navy H. O. Pub. No. 60.
- [8] Sverdrup, H. U. and W. H. Mumk, 1947. Wind, sea and swell: theory of relations for forecasting. Hydrographic, U. S. Navy Department, 1-44.
- [9] Sverdrup, H. U., 1947. Period increase of ocean swell. Trans. Am. Geophys. Un., 28(3):407-417.

## ПЕРВОНАЧАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗВИТИЯ И ЗАТУХАНИЯ ЗЫБИ

Ван Туо

(Институт Океанологии АН Китая)

Используя изложенным в литературе [2] спектром зыби, автор вводил в данную работу концепцию "дисперсии" волны. И предпологая, что каждая составляющая волны распространяется со своей групповой скоростью, определяемой этой частотой, вычислил спектр зыби, органичиваемый определенным диапозоном частот, в целом процессе её развитии и затухания. В расчете высоты и периода волны по спектру зыби применены отношения, изложенные в литературе [2]. Время о возрастании зыби до наибольшей высоты суждено по моменту  $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$ . В данной работе ещё отдельно обсуждены

"мертвые волны", оставляющиеся на разгоне после прекращения ветра.

Сравнение полученных данной работой спектральных форм с результатами других авторов показывает целесообразность примененного здесь метода. Наконец, из приведенных практических примеров видно, что согласие расчетных результатов с наблюденными данными как в отношении высот и периодов волн, так и в отношении времени распространения зыби оказывается сравнительно удовлетворительным.