

## 新型风浪谱及其应用

汪炳祥

(山东水产学院)

风浪理论,自 Sverdrup 与 Munk 于 1947 年提出其理论<sup>[1,3]</sup>以来,已有了相当大的发展。十多年间,有不少理论被提出,其中较重要而常用的,如 Sverdrup 与 Munk 的有效波理论<sup>[1,3]</sup>, Крылов 的三维风浪理论<sup>[10,12]</sup>, Pierson 与 Neumann 的波谱理论<sup>[16,17]</sup> 和文圣常(以下简称文氏)的普遍风浪谱理论。基于这四种理论来预报各阶段的风浪的波高和周期,固然常给出互不相同的结果,然而,即使以其中任一方法来预报尚处在同时随风区和风时成长的风浪的波高和周期,对于两者也都给出往往彼此不等的两个值。为何会给出两个值?这是因为上述四种理论都将此阶段的风浪表示为或相对于风区或相对于风时成长。究竟取哪个值作为预报值?

Крылов 的方法是取两者中较小的那个<sup>[11]</sup>。Pierson-Neumann-James 方法<sup>1)</sup>也是如此<sup>[8]</sup>。而 Sverdrup-Munk 方法和文氏方法虽以最小风时作为判断的标准,但实质上也是象上述两种方法一样,取较小的那个作为预报值。关于这点,只要用 Sverdrup-Munk 和文氏方法按表 2 中给出的资料进行计算便可得知。

理论上和方法上的这种处理和选择,对预报目的虽是有用的,但如此挑出的预报值,对于某一方法,比如按文氏方法来说,仍不能全部地给出最好的结果<sup>2)</sup>,更重要的,是理论上没能将风浪成长的实际如实地反映出来,因为在多数情况下,风浪的尺寸是同时地受制于风区和风时<sup>[8]</sup>。所以,这不能不成为上述四种理论共同的一个缺陷。本文企图导出一种新型的风浪谱,旨在弥补这一不足。

所提的谱,在其成长阶段,是同时地决定于风区和风时;如风区(或风时)达到了满足风浪充分发展所要求的,那么,这时的谱便仅相对于风时(或风区)成长;当浪充分发展时,仅风速留于其中,谱便化为与 Roll-Fischer 谱<sup>[8]</sup>相似的形式。利用文中提出的谱,重要的风浪性质如波高、周期和风浪充分发展所需的风区,如同普遍风浪谱一样,可借较简单的关系式以风速、风区和风时表达出来。

本文所用的基本假定,和文献[2]中使用的相同,即:(1)海面的波动是由无限多的振幅不等、频率不等和位相杂乱的简单波动迭加的结果;(2)每一简单波动独立地接受与消耗能量。

基于所提理论给出的结果同观测数据比较,就检验的例子来说,于风速 6—20 米/秒范围内,较现有理论的为好。

1) 基于 Pierson-Neumann 理论的预报方法,即称 Pierson-Neumann-James 方法。

2) 根据表 2 资料按文氏方法进行计算得出的结果可说明此点。

## 一、简单波动中能量的传递与消耗

探讨风浪的发生、成长和消衰问题,从其实质说来,就是探讨浪从何摄得能量,和这些能量又是怎样被消耗,以及两者的相互消长等问题。所以,分析并定量地算出各个量的值就成为风浪理论中重要而又基本的课题之一。

风浪从何取得能量,又因何而消耗能量? 现今普遍的理解是,浪通过风作用于水面的法线力和切线力自风摄得能量,而能量的消耗则由于内摩擦所致。但,彼等的计算方法很多。我们的方法是,基于上述二个基本假定,将风浪理解为系由一系列简单波动迭加而成的;先计算谱中每一组成波的能量传递与消耗,进而分别对每一能量传递与消耗进行积分,最后得到整个波谱的能量平衡。

下面计算每一组成波的能量摄取及其消耗。

1. 切线力传递的能量 风通过切线力于单位时间内跨过单位水面传递的能量,按 Neumann 的计算<sup>[2]</sup>,为

$$R_T = 2\gamma^2 \rho' U^2 k^2 c a^2, \quad (1)$$

其中  $\rho'$  为空气密度( $= 1.25 \times 10^{-3}$  克/厘米<sup>3</sup>),  $k$  为波数(与波长  $L$  的关系为  $k = \frac{2\pi}{L}$ ),  $c$  为波速,  $a$  为振幅,  $U$  为海面上 8—10 米处的风速,  $\gamma^2$  为与此风速对应的阻力系数。对此系数的大小虽有不同的意见<sup>[2]</sup>,不过,我们将取它等于  $2.6 \times 10^{-3}$ ,即先后为 Sverdrup 与 Munk 和文氏所选用。

2. 法线力传递的能量 对于简单正弦波,由法线力所致的自风至浪的能量传递率为<sup>[13]</sup>

$$R_N = \frac{1}{2} s \rho' (U - c)^2 k^2 c a^2, \quad (2)$$

式中  $s$  为遮拦系数,其余符号的意义同上。

不同的作者给出的遮拦系数的数值不同,且彼此相差甚大。例如,Jeffreys 按风浪发生的最初阶段估计得到的数值为 0.27,而 Stanton 于一次风洞试验中测得的为 0.006<sup>[2]</sup>。关于此系数,我们将利用文氏公式<sup>[2]</sup>予以重新计算:

$$s = \left( \frac{3}{U_{\min}} \right)^3 \left[ \frac{\mu g}{\left( 1 + \frac{3.85 \times 10^3}{U_{\min}} \right) \rho'} \right] \quad (3)$$

从式(3)中知道,如水的动力粘滞系数  $\mu$ 、空气密度  $\rho'$  和重力加速度  $g$  为给定值,则遮拦系数就仅决定于最小风速  $U_{\min}$ 。这样,要求得较有代表性的遮拦系数就归结于如何寻取较有代表性的最小风速。对此风速的研究是多的,但各作者所得之值却甚为不一: Scott-Russel 和 Jeffreys 于海面测得的分别是 85 厘米/秒和 110 厘米/秒; Stanton、Weinblum、Wüst 和 A. H. Schooley 等从风洞试验中测得的结果是 200—300 厘米/秒;而 Wüst 和 Neumann 的理论值则分别为约 70 厘米/秒和 69.5 厘米/秒。较有代表性的最小风速究竟是何值? 看来,似乎是难以确定的。可是,Roll 对自然界中波浪发生的新的观测和测定的结果是明显地符合 Wüst 和 Neumann 的理论值的<sup>[9]</sup>。因此,我们将取 Wüst 的理论值 70 厘米/秒作为产生波浪的最小风速。

将  $\mu = 1.21 \times 10^{-2}$  克/厘米·秒(海水的盐度和温度分别为 30‰ 和 15°C 时的动力粘滞系数),  $\rho' = 1.25 \times 10^{-3}$  克/厘米<sup>3</sup>,  $g = 980$  厘米/秒<sup>2</sup> 和  $U_{\min} = 70$  厘米/秒代入式(3)得

$$s = 0.0133。$$

本文求得的这一遮拦系数,如同文氏理论一样,也是将用来计算波谱中每一组成部分的能量,但在量值上较文氏 ( $s = 0.0091$ ) 的为大。不过,我们认为文中算得的数字比较合理,其理由:(1)所选的理论值是得到实测值支持的;(2)Wüst 和 Neumann 的理论值,导得的出发点是不同的,但结果非常一致<sup>[9]</sup>;(3)我们选取较文氏 ( $U_{\min} = 85$  厘米/秒)为低的风速值似乎是妥善的,因为“涟漪甚至出现于低于 85 厘米/秒的风速”<sup>[2]</sup>;(4)文中算得的值几与 Sverdrup 与 Munk 从风浪成长的分析中导得的值 0.013<sup>[13]</sup> 相等。

3. 粘滞性所致的能量消耗 参照分析简单波动在分子粘滞性作用下得到的结果,谱中每一组成波内因涡动所致的能量消耗率可写为<sup>[2]</sup>

$$R_M = 2Mk^3c^2a^2, \quad (4)$$

其中  $M$  为涡动粘滞系数,其量纲与分子动力粘滞系数的相同。我们虽将沿用文氏论点<sup>[2]</sup>和条件来决定这系数,但方法却不尽同。

根据江克平<sup>[3]</sup>关于液体波动中涡动粘滞系数的分析结果,取其比例于振幅和波速的乘积,即

$$M \propto ac。$$

对于充分发展的风浪的波速是比例于风速<sup>[2]</sup>。故如将上述关系写成等式,则

$$M = \beta aU, \quad (5)$$

其中比例系数  $\beta$  的单位为克/厘米<sup>3</sup>。

将  $M = 1.21 \times 10^{-2}$  克/厘米·秒,  $U = 200$  厘米/秒和  $a = \frac{28.3}{2}$  厘米<sup>[2]</sup>代入式(5)得

$$\beta = 4.28 \times 10^{-6} \text{ 克/厘米}^3。$$

再将上式代入式(5)便得

$$M = 4.28 \times 10^{-6} aU \text{ 克/厘米} \cdot \text{秒}。 \quad (5')$$

从上式可知,在一定风速下,由于振幅不等的组成波内的涡动程度不同,从而对整个波谱的总能量的消耗也不同。振幅大的,所起的作用大;振幅小的,所起的作用就小。

这里须指出,如果我们于上面将波高和波速同时地分别取为比例于风速的二次方和一次方,则所得的涡动粘滞系数就与文氏导得的结果<sup>[2]</sup>相似。

为便于以后求算因涡动所致的能量总消耗,我们于此引进一个为工程上常用的经验公式<sup>[4]</sup>

$$\frac{2a}{L} = \frac{1}{20} \quad (6)$$

来以波长  $L$  替换式(5')中的振幅  $a$ 。可以想到,波谱中每一组成波的波陡值并不全是如式(6)所示的,但此一假定可使推导大为简化。

将式(6)代入式(5')后,再将所得结果代入式(4)并引进  $k = \frac{2\pi}{L}$ , 最后得

$$R_M = 1.34 \times 10^{-6} U k^2 c^2 a^2 \text{ 尔格/秒} \cdot \text{厘米}^2。 \quad (7)$$

## 二、波谱与风浪的成长

从理论上研究风浪, 虽有一些不同的方法, 但近十年来较重要的是波谱观点。我们也将以此观点来进行探讨。

波谱的形式, 大致可分为三类<sup>[8]</sup>: 一是与频率 7 次方成反比的 Darbyshire 型的谱, 一是与频率 6 次方成反比的 Neumann 型的谱, 另一个则是与频率 5 次方成反比的谱。最后一种型式的谱, 曾先后为 Burling, Roll 与 Fischer 所提出。我们将选此形式的谱来描述风浪, 其理由是, 在常速的风的作用下, 风浪达到充分发展时, 对应于此种谱的波高是与风速的平方成正比, 而此关系曾先后被许多学者所提出<sup>[8]</sup>, 且量纲是正确的<sup>[7]</sup>。但, 我们提出的谱和他们的不同点即在于: ①谱在成长阶段是同时地随时间和空间成长; ②如风时(或风区)达到满足风浪充分发展的要求时, 则谱仅相对于风区(或风时)成长。我们将考查的这种谱, 如同文氏理论一样, 波的成长将跟随波谱的成长而得。

令谱的形式为

$$A_j^2(\sigma) = \frac{K_f}{\sigma^5} e^{-\frac{\lambda_j}{\sigma^2}}, \quad (8)$$

其中

$$\lambda_j = \frac{k_f g^{3/2}}{\left[ \frac{g^{1/2}}{98} \left( t - \frac{1}{1.2} \frac{t^{6/5}}{t_m^{1/5}} \right) + 6 \left( x^{1/2} - \frac{1}{2} \frac{x}{x_m^{1/2}} \right) \right] U}, \quad \begin{matrix} t \leq t_m \\ x \leq x_m \end{matrix} \quad (9)$$

式(9)中的  $t_m$  和  $x_m$  分别以文氏的定义<sup>[2]</sup>为定义, 即: 如当风区长得足以允许风浪充分成长时,  $t_m$  代表风浪充分成长所需的风时, 同样, 当风时充分长时,  $x_m$  代表风浪充分成长所需的风区。式(8)中的  $K_f$  和式(9)中的  $k_f$  为两个正常数。式(8)中的  $\sigma$  为谱中一组成波的频率 ( $= \frac{2\pi}{T}$ ,  $T$  为波的周期)。我们选取此形式的谱所依据的有:

(1) 波高, 如同 Берген<sup>[13]</sup> 发现的: “波高不是随风时线性地增长, 而是始而迅速继而缓慢地增长”。

(2) 波高比例于风区的平方根。Stevenson 曾建立一个如此关系的已受广泛引用的公式<sup>[8]</sup>; 这关系也曾先后为他人所采用<sup>[1, 6]</sup>。

(3) 如当浪相对于风时(或风区)已充分成长, 即于  $t = t_m$  (或  $x = x_m$ ) 时, 则其尺寸相对于风时(或风区)的增长率便等于零, 这时的谱就化为仅相对于风区(或风时)成长, 于是谱在性质上便与文氏的成长着的普遍风浪谱相类似。

(4) 当浪相对于风时和风区都已充分成长, 即于  $t = t_m$  和  $x = x_m$  时, 谱便具有 Roll-Fischer 谱的形式。

(5) 式(8)中  $e$  的指数和  $k_f$  本身都是无维的, 如同文氏在“普通风浪谱及其应用”一文中所用的那样。

(6) 常数 98 和 6 是根据观测结果选定的。

现在的问题是如何去决定式(8)中的常数  $K_f$ 、 $k_f$ 、 $x_m$  和  $t_m$ 。

兹考察在风区内选取的一微小铅直水柱中波动的能量平衡。所选的铅直水柱为一六

面体,其中二个平面之间的距离为  $\delta x$  且垂直于波浪的传播方向;另二个平面平行于波的传播方向,彼此相距为单位宽度;其余二个平面,一为波面,一則取在波动可忽略之深处。設于此水柱内液体的波动性质,象风区内其他部分一样,可用式(8)定义的譜予以描述。于是,据基本假定二,对于振幅、频率和波数分别为  $a$ 、 $\sigma$  和  $k$  的組成波的能量变化可写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho g}{2} a^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho g a^2 c}{2} \right) &= 2\gamma^2 \rho' U^2 k^2 c a^2 + \\ &+ \frac{1}{2} s \rho' (U - c)^2 k^2 c a^2 - 1.34 \times 10^{-6} U k^2 c^2 a^2 \end{aligned}$$

上式的建立还引用了波动能量以波速的一半传播的假定。依 Pierson 理論,譜内每一組成波的振幅可表为

$$\sqrt{A_i^2(\sigma) \delta \sigma}$$

故前式現在变为

$$\begin{aligned} \frac{\rho g}{2} \frac{\partial}{\partial t} A_i^2(\sigma) \delta \sigma + \frac{\rho g}{4} \frac{\partial}{\partial x} [c \cdot A_i^2(\sigma) \delta \sigma] &= 2\gamma^2 \rho' U^2 k^2 c A_i^2(\sigma) \delta \sigma + \\ &+ \frac{1}{2} s \rho' (U - c)^2 k^2 c A_i^2(\sigma) \delta \sigma - 1.34 \times 10^{-6} U k^2 c^2 A_i^2(\sigma) \delta \sigma \end{aligned}$$

整个波譜的能量平衡<sup>1)</sup>則为

$$\begin{aligned} \frac{\rho g}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty A_i^2(\sigma) d\sigma + \frac{\rho g}{4} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty c A_i^2(\sigma) d\sigma &= 2\gamma^2 \rho' U^2 \int_0^\infty k^2 c A_i^2(\sigma) d\sigma + \\ &+ \frac{1}{2} s \rho' \int_0^\infty (U - c)^2 k^2 c A_i^2(\sigma) d\sigma - 1.34 \times 10^{-6} U \int_0^\infty k^2 c^2 A_i^2(\sigma) d\sigma \end{aligned}$$

将  $k = \frac{\sigma^2}{g}$ ,  $c = \frac{g}{\sigma}$  和  $A_i^2(\sigma)$  的表达式(8)代入上式并积分,經整理后得

$$\begin{aligned} \frac{\rho g}{2} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\rho g}{4} \frac{\partial F}{\partial x} &= \frac{\rho' \sqrt{\pi}}{g} \left( \gamma^2 + \frac{s}{4} \right) \frac{K_I}{\lambda_i^{1/2}} U^2 - \\ &- \frac{1}{2} (s \rho' + 1.34 \times 10^{-6}) \frac{K_I}{\lambda_i} U + \frac{s \rho' g \sqrt{\pi}}{8} \frac{K_I}{\lambda_i^{3/2}}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$E = \int_0^\infty A_i^2(\sigma) d\sigma \quad (11)$$

$$= \frac{K_I}{2\lambda_i^2}; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} F &= \int_0^\infty c A_i^2(\sigma) d\sigma \\ &= \frac{3g\sqrt{\pi}}{8} \frac{K_I}{\lambda_i^{5/2}} \end{aligned} \quad (13)$$

式(11)定义的  $E$  为波譜具有的总能量的量度。

1) 等式右边第二个积分之可以写成这种形式,其理由見文献[2]。

首先,我们将用有效波高和表观平均波长之比,即

$$\delta = \frac{H_{1/3}}{\bar{L}} \quad (14)$$

定义为波陡<sup>[8]</sup>来决定常数  $K_f$ 。

关于充分发展的风浪的波陡的大小,有不同的意见。按 Pierson-Neumann 理论和文氏理论,此值随风速增大;另一些作者<sup>[5]</sup>则认为它随风速减小;在另一些理论<sup>[13,6]</sup>和实验中<sup>[4]</sup>,它系为一常值,即与风速无关。基于所提理论给出的风浪充分发展时的波陡也是常值,但因上述各常值的波陡与式(14)定义的不同,因而无法引用,必须另行设法,先从上述三类中取出如表 1 所示的值,继而分别求算第一、二类波陡的平均值,最后求取三类的总平均波陡,得 1/16.4。如此求得的平均波陡,究竟有多大的代表性?这自然是值得争论的。但在后面,我们将可看到,这一波陡值是具有一定的平均意义的。

表 1 不同的波陡值  
Table 1. Values of wave steepness

1. 风速 (米/秒)	2. 波 陡 ( $\delta_m$ )			
	(一)	(二)	(三)	
	PN	T	M	S
6	$\frac{1}{18.3}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
9	$\frac{1}{15.1}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
11	$\frac{1}{13.6}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
14	$\frac{1}{12.1}$	$\frac{1}{15}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
17	$\frac{1}{10.9}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
20	$\frac{1}{10.1}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
23	$\frac{1}{9.4}$	$\frac{1}{19}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
27	$\frac{1}{8.7}$	$\frac{1}{19}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
30	$\frac{1}{8.4}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
3. 各类的平均值	$\frac{1}{11.8}$	$\frac{1}{16.6}$	$\frac{1}{17}$	$\frac{1}{20}$
4. 总平均值	$\frac{1}{16.4}$			

1. Wind speeds (m/sec); 2. Wave steepness; 3. Average; 4. Over-all average.

表 1 中字母 PN、T、M 和 S 分别代表 Pierson-Neumann、Титов、Маккавеев 和工程中使用的波陡。

对于表 1 中的数字有二点说明。①各类的波陡的定义不同;第一类系按式(14)定义,其余二类均以原文献的定义为定义。②第一类的波陡值是按式

$$\delta_m = \frac{2.21}{10^3} U^{1/2}$$

算得的,其余二类的值,从表的左边至右边是分别取諸于文献[5]、[6]和[4]。

利用 Longuet-Higgins<sup>[15]</sup> 得到的波高分布,有效波高可表为

$$H_{1/3} = 2.832 \sqrt{E}$$

将式(12)代入上式,对于充分发展的波,得

$$(H_{1/3})_m = 2K_f^{1/2} \frac{1}{\lambda_m} \text{ 厘米} \quad (15)$$

Pierson 曾得到海浪表視平均周期的公式为<sup>[17]</sup>

$$\bar{T} = 2\pi \left[ \frac{\int_0^\infty A_i^2(\sigma) d\sigma}{\int_0^\infty \sigma^2 A_i^2(\sigma) d\sigma} \right]^{1/2} \text{ 秒} \quad (16)$$

又,充分发展的风浪的表視平均波长与其表視平均周期的关系,依文献[17]可写为

$$\bar{L}_m = \frac{2}{3} \frac{g}{2\pi} \bar{T}_m^2 \text{ 厘米} \quad (17)$$

将式(8)代入式(16)并积分,其后再代入式(17),最后結果为

$$\bar{L}_m = 4.103 \times 10^3 \frac{1}{\lambda_m} \text{ 厘米} \quad (18)$$

将式(15)和式(18)代入式(14)并使之等于 1/16.4, 便得

$$K_f = 1.565 \times 10^4 \text{ 厘米}^2/\text{秒}^4 \quad (19)$$

风浪充分发展所需的风区和风时,有从整理观测資料<sup>[13]</sup>經驗地予以决定,和从理論中导出<sup>[2]</sup>的两种。据文氏普通风浪譜理論中求得的这两个值与 Sverdrup-Munk 理論中按观测資料經驗地决定的值,对于风时,两者的符合是良好的,以理論值为准,差异仅有 3.45%;对于风区,两者的差异則較大,达 24.1%。于是,我們將取 Sverdrup 与 Munk 的风时<sup>[2]</sup>

$$t_m = 240U \text{ 秒} \quad (20)$$

作为文中提出的理論所需的值;至于所需的风区,我們將另設法予以决定。

至此,已决定了  $K_f$  和  $t_m$ 。关于另两个常数  $k_f$  和  $x_m$ ,将分別利用式(9)和式(10)来决定。

当浪充分发展时,即于  $t = t_m = 240U$  和  $x = x_m$  时,  $\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial x} = 0$ , 于是式(10)

变为

$$\frac{\rho' \sqrt{\pi}}{g} \left( \gamma^2 + \frac{s}{4} \right) U^2 \lambda_{m,m} - \frac{1}{2} (s\rho' + 1.34 \times 10^{-6}) U \lambda_{m,m}^{1/2} + \frac{s\rho' g \sqrt{\pi}}{8} = 0 \quad (21)$$

在得到上式的演算过程中,曾于全式各項中消去  $K_f$  并乘上  $\lambda_{m,m}^{3/2}$ 。从上式可解得一个极佳的近似根

$$\lambda_{m,m}^{1/2} = \frac{2.1\pi g s (\rho')^{1/2}}{\gamma^2 U}$$

将  $\rho' = 1.25 \times 10^{-3}$  克/厘米<sup>3</sup>,  $\gamma^2 = 2.6 \times 10^{-3}$ ,  $s = 1.33 \times 10^{-2}$ ,  $\pi = 3.14$  和  $g = 980$

厘米/秒<sup>2</sup>代入上式并平方,得

$$\lambda_{m,m} = \frac{1.369 \times 10^6}{U^2} \quad (22)$$

使式(22)与在式(9)中取  $t = t_m = 240U$  和  $x = x_m$  所得的结果相等,可得

$$3x_m^{1/2} = 2.241 \times 10^{-2} k_f U - 12.80U. \quad (23)$$

为了从上式解出  $x_m$  和  $k_f$ ,显然需要两者间的另一关系式或先求得两者中任意的一个的值。为此,再回到式(9)和式(10)。这时,选取的条件是,  $t = \frac{t_m}{4}$  和  $x = x_m$ 。先将此条件分别应用于式(10)和式(9),继而合并两式并引进式(23),经繁长的运算化简后得

$$\begin{aligned} & \left\{ \left[ \frac{10^3}{1.26} \frac{\rho' \sqrt{\pi}}{g} \left( \gamma^2 + \frac{s}{4} \right) + \frac{7.30}{10^7} s \rho' g \sqrt{\pi} \right]^2 - \frac{1.15}{10} (s \rho' + 1.34 \times 10^{-6})^2 \right\} k_f^2 - \\ & - \left\{ 29.7 (\rho')^2 s \pi \left( \gamma^2 + \frac{s}{4} \right) + \frac{2.73}{10^6} (s \rho' g)^2 \pi + \frac{5.80}{10^4} (s \rho' + 1.34 \times 10^{-6}) - \right. \\ & - 29.4 (s \rho' + 1.34 \times 10^{-6})^2 \left. \right\} k_f^2 + \left\{ \frac{3.50}{10^4} (s \rho' g)^2 \pi + \frac{1.48}{10} (s \rho' + 1.34 \times 10^{-6}) - \right. \\ & \left. - \frac{7.30}{10^7} \right\} k_f + 1.87 \times 10^{-4} = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

将各有关常数代入上式并整理,可得一近似根

$$k_f = 1.576 \times 10^3 \quad (25)$$

将  $k_f$  的值代入式(23),可容易地得出

$$x_m = 56.25U^2 \text{ 厘米。} \quad (26)$$

将常数  $K_f$ 、 $k_f$ 、 $t_m$  和  $x_m$  的值代入式(8),最后我们得到

$$A_f^2(\sigma) = \frac{1.565 \times 10^4}{\sigma^5} \exp \left[ - \frac{4.835 \times 10^7}{\left\{ (0.32t + 6x^{1/2}) U - \left( \frac{t^{6/5}}{11.22} U^{4/5} + \frac{4x}{10} \right) \right\} \sigma^2} \right] \text{ 厘米}^2 \cdot \text{秒} \quad (27)$$

图1表示在速度为15米/秒的风的作用下,式(27)代表的能量谱在三种不同风区下成长的二个阶段<sup>1)</sup>。从图中可看出,不论是在哪一风区下,当时间增加,谱的显著部分象文献[2]指出的一样,都是沿低频率或是高周期的方向推移,所不同的,是所提的谱显示出:当风区越大,推移的越小。这性质隐示着,风区越大,浪的尺寸随风时的增长越小。也可以说,在这种情况下,风时这因子所起的作用越不明显。这点将在图2中得到证实。

如前所述,浪的成长可用谱的成长来体现。因此,例如将式(27)代入式(11)中并积分,再利用 Longuet-Higgins 关于波高分布的结果,我们得到平均波高

$$\bar{H} = 1.77 \sqrt{E} = \frac{3.237}{10^6} \left[ (0.32t + 6x^{1/2}) U - \left( \frac{t^{6/5}}{11.22} U^{4/5} + \frac{4x}{10} \right) \right] \text{ 厘米} \quad (28)$$

同样,从式(16)可得表观平均周期

$$\bar{T} = \frac{0.904}{10^3} \left[ (0.32t + 6x^{1/2}) U - \left( \frac{t^{6/5}}{11.22} U^{4/5} + \frac{4x}{10} \right) \right]^{1/2} \text{ 秒} \quad (29)$$

1) 因在大风区,尤其是接近于  $x_m$  下,能量谱随时间的成长很慢,在这种情况下,若将成长阶段分得过细,绘在图中的曲线将显得过于密集,故仅对三种风区各绘出其成长的二个阶段的曲线。



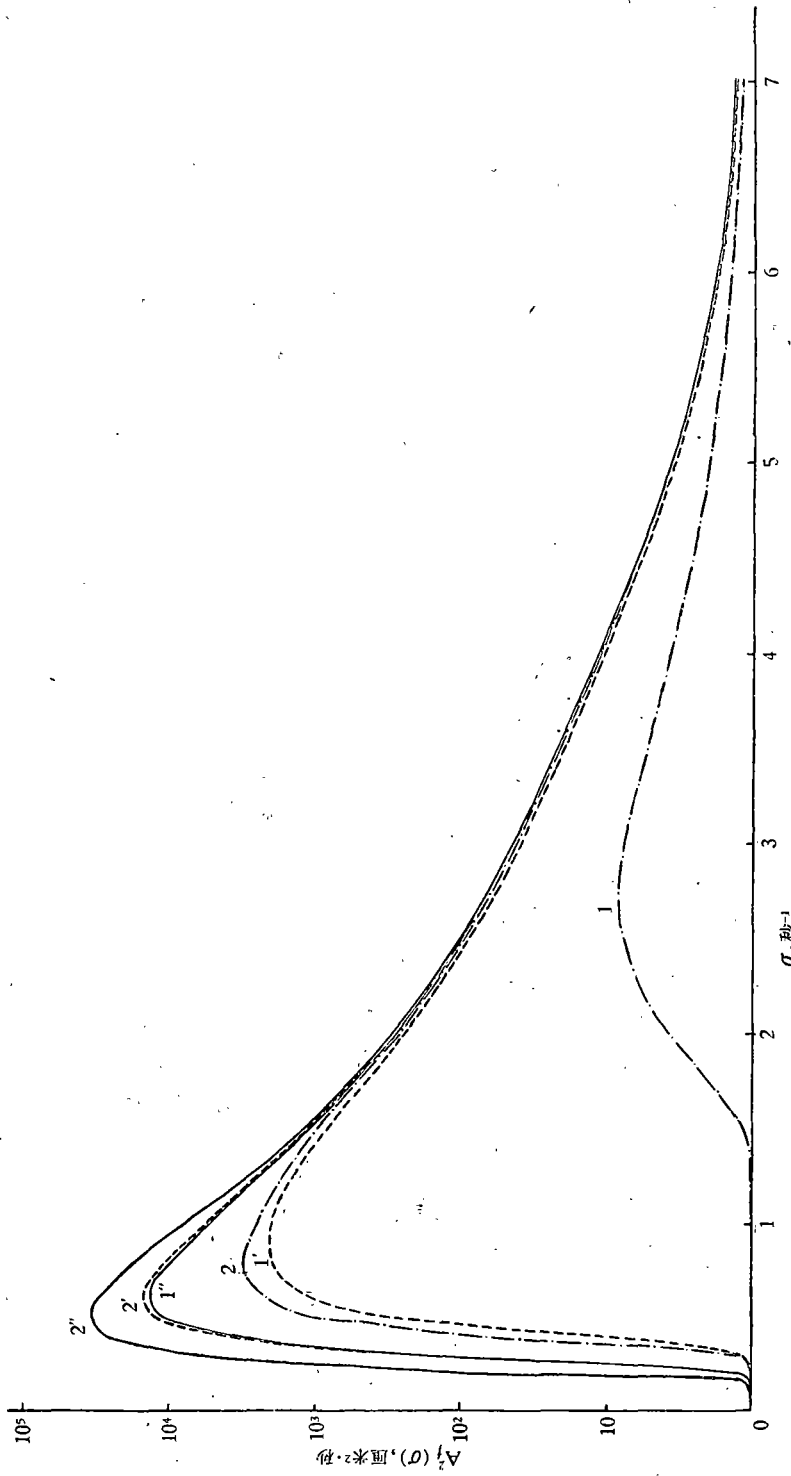


图 1 于不同风区, 风时的情况下的谱 ( $U = 1.5 \times 10^3$  厘米/秒)  
Fig. 1. Spectra for different fetches and durations ( $U = 1.5 \times 10^3$  cm/sec)

### 三、理論的驗證与比較

1. 將所提理論与目前常用的几种主要理論进行系統的比较是有困难的。主要的困难是,文中提出的譜,从而风浪的尺寸,于其成长阶段,是同时地相对于风区和风时成长;而現有理論,包括普遍风浪譜,都将此阶段的风浪表示为或相对于风区或相对于风时成长。为克服此困难进而进行比较,首先,象文氏在“普遍风浪譜及其应用”<sup>[2]</sup>一文中进行此项比较时一样,仅选取一个有代表性的风速,如 15 米/秒;其次是于所提理論中先給定风区(或风时),譜便化为仅相对于风时(或风区)成长<sup>1)</sup>。图 2 的下方和上方各标有字母 W、SM、B、K、PNJ<sup>2)</sup> 的曲綫和沒有标注字母的粗实綫分別代表在上述风速下依文氏方法、Sverdrup-Munk 方法、Bretschneider 方法、Крылов 方法、Pierson-Neumann-James 方法和本文提出的方法算得的平均波高和周期相对于风时成长的情况。

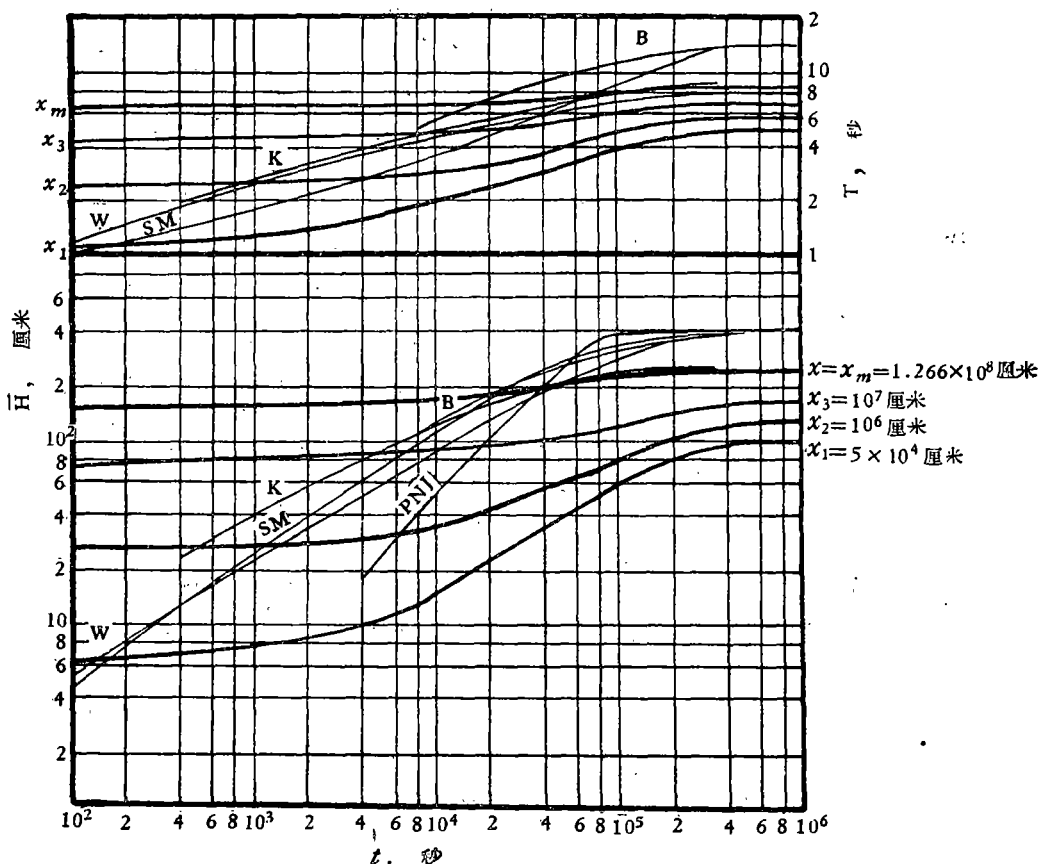


图 2 各种方法于风速等于 15 米/秒的情形下的比較

Fig. 2. Comparison of different methods at wind speed 15 m/sec

从图 2 中可看出: ①文氏的周期曲綫在风时  $10^2$ — $10^6$  秒范围内均落在按所提公式計

1) 这里,我們是先給定风区,从而譜就仅相对于风时成长。  
2) 这些字母以后再見于文中,其意义均与此处的相同。

表 2 各种方法的比较  
Table 2. Comparison of different methods

No.	1. 深度 (米)	2. 风速 (米/秒)	3. 风时 (小时)	4. 风区 (公里)	5. 波高 ( $H_{5\%}$ ), 米							6. 周期, 秒						
					SM	B	K	PNJ	W	F	7. 观测 ( $T_{1/2}$ )	SM ( $T_{1/2}$ )	B ( $T_{1/2}$ )	K ( $T_{1/2}$ )	PNJ	W ( $T_{1/2}$ )	F ( $T_{1/2}$ )	7. 观测 ( $T_{1/2}$ )
1	146	6	18	200	1.02	1.17	0.8	0.78	0.66	0.75	0.7	3.9	5.15	3.2	0.8-6.5	2.89	3.01	3.7
2	76	7	10	250	1.28	1.49	0.9	1.13	0.74	0.89	1.0	3.45	5.8	3.3	1-7	3.03	3.40	3.6
3	193	7	17	400	1.35	1.36	1.0	1.13	0.91	0.97	1.2	4.15	5	3.7	1-7	3.3	3.46	4.7
4	180	8-9	4	40	1.18	1.38	1.0	1.12	0.71	0.67	1.0	2.65	4.3	3.3	1.3-5.2	2.96	2.94	3.6
5	180	8-9	12	40	1.72	1.43	1.0	1.12	0.74	0.83	1.0	3.3	4.5	3.3	1.3-5.2	3.02	3.28	3.6
6	43	8-9	18	200	1.92	2.05	1.4	1.73	1.31	1.31	1.5	4.8	6.35	4.2	2.2-8.2	3.8	4.12	—
7	—	8-9	3	400	1.17	1.26	1.0	0.82	0.53	1.12	0.9	2.55	3.9	3.1	1-4	2.79	3.73	—
8	—	8-9	9	400	1.83	1.86	1.3	1.73	1.05	1.26	1.4	3.65	5.5	3.8	2.2-8.3	3.5	4.04	4.0
9	—	8-9	16	400	1.92	2.10	1.4	1.73	1.35	1.37	1.8	4.65	6.45	4.3	2.2-8.3	3.84	4.22	4.2
10	450	8-9	22	400	2.20	2.18	1.5	1.73	1.52	1.45	1.8	5.32	6.9	4.5	2.2-8.3	4.05	4.33	4.2
11	30	9	11	120	2.20	2.05	1.4	1.94	1.24	1.17	1.4	4.25	5.9	4.0	2.5-8.4	3.7	3.89	4.0
12	30	9	18	120	2.20	2.05	1.4	1.94	1.24	1.28	1.5	4.65	5.9	4.0	2.5-8.4	3.7	3.99	4.6
13	86	9-10	4	70	1.61	1.62	1.3	1.25	0.87	0.92	1.3	3.1	4.6	3.6	1.8-5	3.23	3.45	3.2
14	86	9-10	5	70	1.90	1.75	1.4	1.53	0.98	0.95	1.3	3.3	5	3.7	2-5.7	3.39	3.50	3.2
15	86	9-10	9	160	2.30	2.24	1.6	2.49	1.31	1.31	1.8	4.08	6	4.3	2.7-8	3.8	4.11	4.5
16	86	9-10	11	160	2.49	2.34	1.6	2.49	1.44	1.35	1.8	4.36	6.4	4.4	2.7-9	3.94	4.18	4.5
17	220	10-11	12	170	2.92	2.93	1.9	3.20	1.72	1.59	2.0	4.7	7	4.8	2.9-10	4.22	4.54	5.1
18	43	11	26	200	3.22	3.14	2.1	3.50	2.65	2.03	2.0	5.6	7.5	5.1	3.3-10.5	5.02	5.12	—
19	61	11-12	14	400	3.36	3.38	2.4	4.05	2.41	2.22	2.9	5.3	8.8	5.4	3.4-12.5	4.83	5.36	6.0
20	61	11-12	18	—	3.42	3.40	2.5	4.05	2.66	—	2.9	5.9	8.4	5.6	3.4-12.5	5.04	—	6.0
21	60	12	3	30	1.65	2.00	1.8	0.93	1.19	0.86	1.1	3.2	5	3.8	1-4	3.7	3.34	3.7
22	60	12	7	30	2.02	2.00	1.8	1.01	1.20	1.01	1.1	3.55	5	3.8	1.1-4.3	3.65	3.61	3.7

23	220	12	18	150	3.72	3.44	2.4	3.09	2:24	1.98	2.0	5.35	7.3	5.1	3.1—8.4	4.68	5.06	—
24	240	12	26	600	3.87	4.45	2.8	4.29	3.40	2.76	3.4	6.9	9.55	6.1	3.7—12.2	5.53	5.89	8.0
25	85	12	2.5	180	1.46	1.79	1.8	0.67	1.08	1.60	1.2	2.83	4.56	3.8	1—3.6	3.48	4.55	3.7
26	85	12	5	180	2.56	2.40	2.1	1.56	1.57	1.70	1.8	3.8	5.7	4.5	1.9—5.3	4.05	4.69	4.3
27	85	13	7	180	3.72	3.35	2.6	2.20	2.20	1.96	2.2	4.4	6.77	5.2	2.8—6.2	4.67	5.04	5.3
28	85	13	8	180	3.77	3.57	2.6	2.49	2.34	2.00	2.2	4.7	7.15	5.3	2.9—6.6	4.8	5.08	5.3
29	85	14	10	180	4.39	4.40	3.2	3.38	2.72	2.27	2.5	5.3	8	5.9	3.3—7.5	5.33	5.42	5.6
30	85	15	12	180	5.37	4.95	3.5	3.80	3.53	2.55	3.1	5.85	8.5	6.2	3.3—7.7	5.64	5.74	6.0
31	85	15	13	180	5.67	4.95	3.5	3.80	3.53	2.59	3.3	6.3	8.5	6.2	3.3—7.7	5.64	5.79	6.4
32	60	13	22	400	4.39	4.88	3.2	5.28	3.60	2.87	3.9	6.8	9.4	6.3	4—13.5	5.66	6.09	6.4
33	38	14	11	170	4.64	4.45	3.2	3.60	3.06	2.27	2.5	5.5	8.08	6.1	3.4—8	5.3	5.42	—
34	85	14	11	180	4.64	4.50	3.2	3.70	3.12	2.31	2.5	5.5	8.15	6.1	3.4—8.3	5.35	5.46	5.6
35	2415	14	14	600	4.86	4.64	3.4	4.85	3.94	3.20	4.0	6	8.9	6.4	3.75—9.7	5.89	6.44	—
36	3780	14	20	1000	5.50	5.50	3.6	6.40	4.22	3.57	3.7	7	10	6.8	4.2—14.3	6.06	6.80	6.5
37	340	15	13	300	5.74	5.36	3.9	4.60	3.94	2.99	4.1	6.16	9.17	6.8	3.8—9	5.98	6.22	7.0
38	340	15	16	300	5.97	5.81	3.9	5.44	4.25	3.09	4.1	6.65	9.63	6.8	3.9—10.3	6.05	6.33	—
39	67	15	18	400	5.85	6.14	4.0	6.23	4.61	3.39	4.5	6.9	10.1	7.0	4.2—11.7	6.28	6.62	7.0
40	—	15	4	300	2.92	3.04	2.9	1.68	2.13	2.60	1.9	4	6.2	5.0	2.2—5.1	4.61	5.80	4.8
41	96	16	20	30	2.92	2.56	2.5	1.19	1.93	1.91	1.4	4	5.6	4.6	1.5—4.4	4.33	4.89	—
42	38	16	14	170	6.52	5.40	3.9	3.80	3.86	2.79	3.5	6.25	8.65	6.4	3.5—7.7	5.75	6.01	—
43	6370	20	20	300	9.51	8.80	6.4	7.08	7.10	4.64	5.5	8.2	11.4	8.4	4—9.6	7.44	7.75	—
44	3350	21	25	900	11.2	11.9	8.0	10.6	10.6	6.84	9.0	9.7	14.2	10.1	5.2—12.6	8.9	9.39	—

1. Depth (m); 2. Wind speeds (m/sec); 3. Durations (hr); 4. Fetches (km); 5. Wave heights( $H_{95\%}$ ), m; 6. Wave periods, sec;

7. Observations.

及的风区  $5 \times 10^4 - 1.266 \times 10^8$  厘米范围内(这一风区范围以下简称所論的风区)。②不論是波高或是周期, Bretschneider 曲綫最先(約于  $t = 2 \times 10^4$  秒)越出所論的最大值曲綫<sup>1)</sup>, 且周期的超出值达最大, 而克氏曲綫則最迟(約于  $t = 5 \times 10^4$  秒)越出, 且两者的超出值都为最小。③克氏的波高曲綫和周期曲綫虽于  $t > 5 \times 10^4$  秒分別越出  $\bar{H}_{x_m}$  曲綫和  $T_m$  曲綫, 但超出值都不大, 分別几与  $\bar{H}_{x_m}$  曲綫和  $T_m$  曲綫迭合。④在  $t = 2 \times 10^4 - 5 \times 10^4$  秒之前, 不論是波高或是周期, 依現有理論算得的各曲綫分別以不同的斜率縱橫在所論的风区内。这情况表示着这样一个性質: 在給定的风时下, 現有各理論分別是所提理論的一特殊部分。

最后須說明一点。图 2 中的曲綫, 除按本文理論算得的外, 其余系复制于文献[2]图 4。

2. 根据文献[2]中表 1、表 2 和表 3 內給出的資料进行各理論与觀測数据的比較。在本文表 2、3 和 4 中各理論值, 除依所提公式算得的外, 其余均取諸于上述各表。

进行比較所得的結果如下。

① 表 2 的結果是: (i) 从列在表 5 中各方法給出的最大誤差知道, 基于所提方法給出的波高結果較現有理論的为好。(ii) 本文方法給出的周期, 大于觀測值者有 8 次(除 No. 8 外, 与 Крылов 方法給出的情况相同), 而 Крылов 和文氏分別为 13 次和 2 次; 位于 Крылов 和文氏之間者达 30 次; 大于和等于 Крылов 的有 10 次, 小于文氏的为 3 次。据此分析, 参照文氏理論<sup>[2]</sup>中的記述, “考虑到这些周期的定义, ……”, 本文所提方法給出最好的結果。Крылов 的結果也是好的”可見, 基于文中提出的方法所得的結果也是良好的。

在按所提公式进行計算时, 如表 2 中給出的是风速范围, 則取其中間值; 对于波高  $H_{5\%}$ , 是依公式<sup>[1]</sup>  $H_{5\%} = 1.95\bar{H}$  算得的。

② 表 3<sup>2)</sup> 中給出的資料, 对于所提方法, 除 14-0800 的风区外, 均已滿风浪充分发展所需的风区和风时。进行預报得到的結果是: (i) 对于波高, 从表 6 中所示的最大誤差知道, 文中提出的方法給出最好的結果。(ii) 对于周期, 所提方法給出的数值: 系統地大于文氏; 有 4 次大于而其余均小于觀測值(Крылов 和 Pierson-Neumann-James 方法給出的結果也是如此, 不过, 对于后一方法还有一次 [13-1400] 高于觀測值); 位于 Pierson-Neumann-James 和文氏方法之間者有 12 次, 而位于 Крылов 和 Pierson-Neumann-James 方法之間者仅为 7 次(其中有 2 次也同时落在 Pierson-Neumann-James 和文氏方法之間)。据文氏将其理論<sup>[2]</sup>中的方法用于此項預报所得結果进行分析时說: “至于周期, 基于所提理論的数字, 总的講来, 也較低。Крылов 和 Pierson-Neumann-James 的方法显示出最好的符合。”由此可知, 所提方法給出的周期与觀測的符合也是好的。

③ 用表 4 中給出的資料, 按本文方法进行預报得到的結果是: (i) 上半部預报, 給出最好的波高結果, 最大誤差为 16.1% (7-0630), 而 Sverdrup-Munk (包括 Bretschneider)

1) 在  $U = 15$  米/秒下, 按所提理論,  $x_m = 1.266 \times 10^8$  厘米, 故依此值算得的波高和周期为最大, 对应的曲綫称为最大值曲綫, 以下分別簡称为  $\bar{H}_{x_m}$  曲綫和  $T_{x_m}$  曲綫。

2) 按此表及表 4 給出的資料依文中提出的理論进行預报所用的风速和风区, 是取相邻两次預报时刻的上述两个量的平均值作为后一預报时刻的值; 风时, 是先求得預报起始时的等效风时, 其后加預报时刻距起时的時間长度即得。



表 4 各种方法于高风速的比较

Table 4. Comparison of different methods at high wind speeds

1. 日期 (1952年 1月)	2. 风速* (米/秒)	3. 风区* (公里)	4. 平均波高 ( $\bar{H}$ ), 米					5. 周 期, 秒					6. 观测 ( $T_{1/3}$ )		
			SM 及 B	K	PNJ	W	F	SM ( $T_{1/3}$ )	B ( $T_{1/3}$ )	K ( $\bar{T}$ )	W ( $\bar{T}$ )	F ( $\bar{T}$ )			
6—1230	14	927													
1830	21	927	4.34		4.96			3.44	8.0						8.0
7—0030	21	927	4.78	3.09	6.10	5.22	4.54	4.06	7.5		8.3	8.6	10.69	7.5	
0630	27	927	6.31	4.35	6.56	7.20	5.62	6.70	9.0		9.8	9.8	11.89	10	
1230	23	927	6.20	5.05	6.56	7.85	6.00	6.56	10		10.8	10.4	12.29	12	
1830	8	927	5.16	—	5.44	—	—	4.90	10		—	—	—	11.7	
8—0030	8	927	3.16	—	4.39	—	—	3.06	9.0		—	—	—	12	
8—1230	22	927													
1830	23	927	4.49		3.82			4.15	7.2	11.8				10	
9—0030	26	927	6.55	4.77	5.53	7.47	4.80	5.72	8.8	13.5	10.3	9.97	11.00	10	
0630	30	927	8.37	5.88	7.50	9.70	5.89	8.56	10	15.2	11.5	10.8	12.19	11.7	
1230	28	927	9.25	7.0	8.56	10.6	6.32	8.56	11	16.5	12.7	11.7	12.62	12	
1830	26	927	8.75	6.7	8.69	9.70	5.87	8.56	12	17.3	13.1	10.8	12.16	10	
10—0030	21	927	7.19	5.7	7.13	6.75	4.94	6.70	11.8	16	13.2	9.5	11.15	10	

\* 录自文献[18]。

Date (Jan. 1952). Explanations are the same as shown in Table 3.

表 5 依表 2 计算得到的波高的最大误差\*

Table 5. maximum errors of wave height as calculated from Table 2

1. 方法	2. 波高的最大误差	
	%	No.
SM	108.6	41
B	82.9	41
K	78.6	41
PNJ	75.0	18
W	41.1	7
F	36.8	40

1. Methods; 2. Max. errors.

\* 除 Pierson-Neumann-James 方法的误差 75.0% 和本文方法给出的外, 文献 [2] 将其余四个分别误为 108%, 81.8% (No. 21), 79% 和 52.3%; 表中字母 F 代表文中提出的方法, 以后再见于本文中, 均与此处指明的意义相同。

表 6 依表 3 计算得到的波高的最大误差

Table 6. maximum errors of wave height as calculated from Table 3

1. 方法	2. 波高的最大误差	
	%	时 间
SM	78.8	13—1400
B	86.3	13—1400
K	39.8	15—2000
PNJ	88.8	13—1400
W	38.3	15—1400
F	35.2	15—2000

1. Methods; 2. Max. errors.

方法, Крылов 方法, Pierson-Neumann-James 方法和文氏方法则分别为 26.2% (6—1830), 35.1% (7—0630), 50.2% (7—0030) 和 28.6% (7—0030); 给出的周期系统地偏高, 符合程度较差。(ii) 下半部预报, 虽没有给出最好的波高结果, 但最大误差也不过是 31.4% (9—1830), 与 Крылов 给出的相同 (Крылов 为 31.3% [9—0630])。于这个预报, Pierson-Neumann-James 方法给出最好的波高, 最大误差只有 12.3% (9—0630); 至于周

期,所提方法给出的虽系统地高于文氏的,但却处在大于和小于 Крылов 给出的值,与观测的符合尚好。

3. 再就文献[2]中给出的关于贸易风区中风和风浪的资料来进行各理论与观测值的比较。在此风带中,有方向恒定的、速度约 10 米/秒的风长时间地吹着,故浪通常达到了充分发展的状态。据 Larisch 观测结果,这种风浪的有效波高和有效波长分别为 2 米和 30—35 米。按 Sverdrup-Munk 方法, Pierson-Neumann-James 的方法,文氏方法和本文提出的方法算得的结果如表 7 所示。从表中示出的数字知道,所提方法给出最好的波高结果,而有效波长仅居于文氏之下。

表 7 对于贸易风区各种方法的比较  
Table 7. Comparison of different methods based on wave conditions in trade wind regions

1. 方法	2. 有效波高 ( $H_{1/3}$ ) <sub>m</sub> , 米	3. 表视平均周期 $\bar{T}_m$ , 秒	4. 表视平均波长 $\bar{L}_m$ , 米	5. 有效波长 ( $L_{1/3}$ ) <sub>m</sub> , 米
SM	2.6			120
PNJ	2.24	5.55	32	59
W	2.2	5.1	27	49.8
F	1.83	5.37	30	56

1. Methods; 2. Significant wave heights, m; 3. Average apparent wave periods, sec.;  
4. Average apparent wave lengths, m; 5. Significant wave lengths, m.

表 7 中的理论值,除 Sverdrup-Munk 的波高和波长,以及文氏的波高、表视平均周期和有效波长取诸于文献[2]外,其余是作者给出的。

4. 为了判明用来决定常数  $K$  的平均波陡  $1/16.4$  究竟具有多大的平均意义而进行风浪充分发展时的有效波高和表视平均波长的若干理论公式和经验公式与所提的相应公式的比较。

① 关于充分发展的风浪的表视平均波长, Pierson-Neumann 理论为:

$$\bar{L}_m = 3.21 \times 10^{-3} U^2; \quad (30)$$

文氏理论为:

$$\bar{L}_m = 2.72 \times 10^{-3} U^2; \quad (31)$$

基于本文提出的理论为:

$$\bar{L}_m = 3.00 \times 10^{-3} U^2 \quad (32)$$

从上面三式可看出,所提公式(32)与式(30)和式(31)的平均值

$$\bar{L}_m = 2.97 \times 10^{-3} U^2$$

很一致,以所提公式为准,差异只有 1.0%。

② 关于风浪充分发展时的有效波高的公式是多的,为便于与所提理论给出的波高进行比较,我们仅选取那些波高正比于风速的平方的若干理论公式和经验公式来做比较。Rossby 和 Montgomery)<sup>[7]</sup> 公式为:

$$(H_{1/3})_m = 3.061 \times 10^{-4} U^2; \quad (33)$$

Walden<sup>[14]</sup> 公式为:

$$(H_{1/3})_m = 2.245 \times 10^{-4} U^2; \quad (34)$$



Darbyshire<sup>[8]</sup> 的公式有

$$(H_{1/3})_m = 1.39 \times 10^{-4} V^2, \tag{35}$$

其中  $V$  为表面风速, 和

$$(H_{1/3})_m = 0.618 \times 10^{-4} V_g^2, \tag{36}$$

其中  $V_g$  为梯度风速; 本文提出的公式为

$$(H_{1/3})_m = 1.829 \times 10^{-4} U^2 \tag{37}$$

将所提公式(37)与式(33)和式(36)的平均值

$$(H_{1/3})_m = 1.840 \times 10^{-4} U^2$$

比较, 基于所提公式的误差只有 0.6%。如将所提公式与式(34)和式(35)的平均值

$$(H_{1/3})_m = 1.818 \times 10^{-4} U^2$$

比较, 误差也是 0.6%。

表视平均波长和有效波高的比较结果表明, 我们于前面以那种方式求得的波陡 1/16.4 确实是有一定平均代表性的。

5. 将所提理论给出的风浪充分发展所需的风区与文氏普遍风浪谱、Sverdrup-Munk 有效波理论和 Pierson-Neumann 波谱理论等给出的对应值进行最后一次比较。图 3 示各理论给出在不同风速下风浪充分发展所需的风区值。图中各曲线的来源是:  $W$  曲线和  $SM$  曲线是分别按文献[2]中的公式  $x_m = 141U^2$  和  $x_m = 107U^2$  计算求得的;  $PNJ$  曲线是

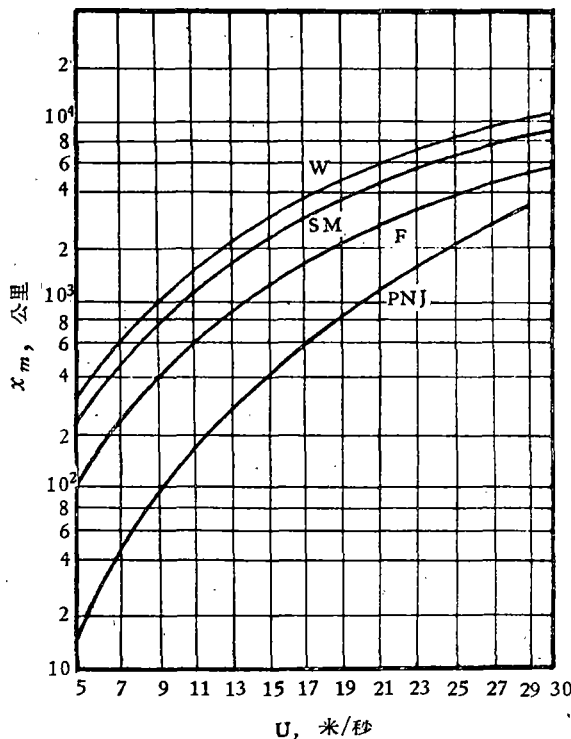


图 3 依各种方法计算得到的风浪充分发展所需的风区  
 Fig. 3. Fetches required for fully developed wind waves as calculated by different methods.

依文献[8]中表3内列出的值經单位換算后繪制成的;  $F$  曲綫是依本文式(26)制成的。

从图中看出, 基于本文理論給出的曲綫是始終位在  $SM$  曲綫和  $PNJ$  曲綫之間, 且低风速时較接近于  $SM$  曲綫, 随风速的增大而逐漸轉为較接近于  $PNJ$  曲綫。

#### 四、結 論

根据上面种种檢驗的結果証明, 由式(8)定义的譜于預报目的是有用的。提出的譜的存在問題, 需待进一步研究确定。所提的公式, 就檢驗的例子来說, 于风速范围 6—20 米/秒內給出較現有理論为好的結果, 但其准确度究竟有多高以及在此风速范围之外利于或不利干所提理論尙待今后系統地檢驗才能定論。

#### 参 考 文 献

- [1] 大連工学院水利系水道及港口教研室編, 1958. 港及港工建筑物. 高等教育出版社, 第 80 頁.
- [2] 文圣常, 1960. 普遍风浪谱及其应用, 山东海洋学院学报 1960 年 (1): 15—43. (或 *Scientia Sinica*, 9 (3): 377—402).
- [3] 江克平, 1961. 浅海海浪能量消耗的計算, 山东海洋学院学报 1961 年 (3): 78—84.
- [4] 辛一心, 1960. 流体力学. 上海科学技术出版社, 第 335 頁.
- [5] 勃林斯基, Н. А., 海浪預报 (为“海浪預报”內的一篇, 中国科学院出版, 1954, 12—56 頁).
- [6] 庫德里亚娃姬, К. И., 1959. 海洋水文預报. 科学出版社, 247—248 頁.
- [7] 斯费德魯普, Н. У. 等, 1958. 海洋, 科学出版社, 467—468 頁.
- [8] 久保时夫, 1959. スベワトルの概念にする大洋の波の預报 (紹介). 气象研究ノート, 10 (2).
- [9] 菱田耕造, 1958. 海の表面波 (その三). 海的气象 1958 年 (1): 20—32.
- [10] Крылов, Ю. М., 1956. Статическая теория и расчет морских ветровых волн. часть 1. *Труды ГОИН* 33 (45): 5—79.
- [11] Крылов, Ю. М., 1957. Методы расчета элементов ветровых волн, их проверка и применение к вычислению максимальных размеров штормовых волн апшеронского морского район. *Труды ГОИН* 36: 63—86.
- [12] Крылов, Ю. М., 1958. Статическая теория и расчет морских ветровых волн. часть 2. *Труды ГОИН* 42: 3—88.
- [13] Свердруп, Г. и В. Мунк. Ветер, волнение и зыбь. Теоретические основы прогноза. (В. Б. Штокман 主編的論文集“Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибой”內的一篇, 第 15—87 頁, 1951).
- [14] King, C. A. M., 1959. *Beaches and Coasts*. p. 77. London.
- [15] Longuet-Higgins, M. S., 1952. On the statistical distribution of the heights of sea waves. *J. Mar. Res.* 11(3):245—266.
- [16] Neumann, G., 1953. On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea. Beach Erosion Board, *Techn. Mem.* No. 43.
- [17] Pierson, W. J. Jr., 1955. Wind Generated Gravity Waves. *Advances in Geophysics*. Vol. 2, pp. 93—178.
- [18] Rattray, M. Jr. and Wanye, V. Burt. 1956. A comparison of methods for forecasting wave generation. *Deep Sea Research*, 3(2):140—144.

## A NEW WIND WAVE SPECTRUM AND ITS APPLICATIONS

WANG BING-XIANG

*(Shantung Institute of Fisheries)*

### (ABSTRACT)

In this paper a new wind wave spectrum is proposed. During the course of the wave formation, the wind speed and duration together with the fetch appear in the spectrum as parameters, and if either the duration or the fetch has attained the magnitudes required for the fully developed waves, the spectrum exhibits features similar to those of the growing wind wave spectra of Prof. Wen's. As the waves become fully developed, only the wind speed is left in the spectrum as a parameter, the spectrum being thereby reduced to a form similar to that of Roll-Fischer's. The proposed spectrum not only simplifies wind wave analyses, but also permits such important characteristics of the wind waves as height, period, and fetch necessary for the full development of waves to be expressed in analytic forms instead of diagrams and charts. The results based on the proposed spectrum have been compared with observations; so far as the cases examined are concerned, the results here obtained show better agreements than those given by the currently employed theories within the wind speed range of 6—20 metres per second.