

# 有风浪太湖水体的光照传输模式\*

蔡启铭 杨平

(中国科学院南京地理与湖泊研究所 210008)

**提要** 根据辐射传输方程的近似解方法和光照传输的累加原理,建立了包括水面风浪效应、水中悬浮粒多次散射和底泥反射的垂直分层水体的光照传输数值模式。利用该模式和太湖悬浮粒实测资料,计算和讨论了太湖水体中光照随水深的变化以及悬浮粒浓度、风浪和太阳高度的影响。结果表明,悬浮粒的多次散射所形成的漫射光是湖水中光照不可忽视的重要部分。在水体的下层,漫射光甚至是光照的主要构成部分。风浪对水中光照的影响则主要在天顶角大于  $70^\circ$  时才明显地表现出来,此时风浪水体对太阳直接辐射和全辐射的反射率比平静水面都有明显的减小。

**关键词** 风浪 太湖 光照 模式

太湖水面开阔,由于风的作用,水面经常形成风浪,使天然水体表面起伏不定,影响了太阳辐射在水面上的反射和透射状况。另一方面,由于太湖水浅,不仅太阳辐射中直接透入水体的直接光及其散射光成为水中光照不可忽视的部分,而且有风浪时,水体扰动使水中悬浮颗粒增加,多次散射作用增强,再加上底泥的反射,使湖中光照分布与深水体中的不同。

Plass 等人(1985)在海洋波浪面对光的反射和透射研究方面做过不少工作,但他采用 Monte Carlo 方法,计算量大,实用上受到限制。本文采用小镜面叠加法和射线追踪法,从风浪面取向的概率分布,直接计算风浪面的反射和透射。鉴于近年来大气辐射传输研究的长足进步和成功的应用,本文将大气辐射传输问题中的二流近似和薄层累加法引用到水体中(Liou, 1980)。

## 1 风浪水面的反射和透射

有风浪时,水面取向起伏不定,使人射到水面上的太阳辐射的人射角与平静水面时不同,且随时间不断变化。如果假定波浪面的取向按某种概率分布变动,整体波浪面可视为无数小平面的叠加,则几何光学的反射和折射定律仍可用来求解风浪面的反射和折射问题。

本文采用 Cox 风浪水面取向概率分布(Cox, 1954):

$$p(\xi, \eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x\sigma_y}} e^{-\frac{1}{2}(\xi^2 + \eta^2)} \left[ 1 - \frac{1}{2} a_1(\xi^2 - 1)\eta - \frac{1}{6} a_2(\eta^3 - 3\eta) \right]$$

\* 国家自然科学基金项目, 4880207 号。

收稿日期: 1990 年 11 月 15 日; 接受日期: 1992 年 7 月 2 日。

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{24} a_3(\xi^4 - 6\xi^2 + 3) + \frac{1}{4} a_4(\xi^2 - 1)(\eta^2 - 1) \\
 & + \frac{1}{24} a_5(\eta^4 - 6\eta^2 + 3) \Big] \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中,  $\xi = z_x/\sigma_x$ ;  $\eta = z_y/\sigma_y$ ;  $z_x$  和  $z_y$  表示波浪面沿与风垂直和平行方向上的倾度;  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  以及  $a_1$ — $a_5$  都是与风速有关的系数或常数。按定义, 应有如下关系式:

$$z_x = (\mu_n^{-2} - 1)^{1/2} \cos \varphi_n, \quad z_y = (\mu_n^{-2} - 1)^{1/2} \sin \varphi_n,$$

其中,  $\mu_n = \cos \theta_n$ ;  $\theta_n$  和  $\varphi_n$  分别是波浪面取向法矢  $\vec{n}$  的天顶角和方位角。

面元某一瞬时的反射率仍可用平面 Fresnel 公式表示:

$$R_n = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(\tau^i - \tau^r)}{\sin^2(\tau^i + \tau^r)} + \frac{\tan(\tau^i - \tau^r)}{\tan(\tau^i + \tau^r)} \right] \quad (2)$$

于是, 对太阳直接辐射, 平均反射率为

$$r = \frac{\iint p(\mu_n, \varphi_n) \Delta A_n \cos \tau^i R_n S(\theta^r, \sigma_x, \sigma_y) / \mu_n d\mu_n d\varphi_n}{\iint p(\mu_n, \varphi_n) \Delta A_n \cos \tau^i S(\theta^r, \sigma_x, \sigma_y) / \mu_n d\mu_n d\varphi_n} \quad (3)$$

式中,  $\Delta A_n$  表示面元的面积, 积分表示反射光包括所有可能被照射的取向状态的贡献;  $\cos \tau^i$  是入射角的余弦, 它应满足射线间的几何关系和 Shell 定律, 参见作者以前的工作(蔡启铭, 1990), 有以下关系式:

$$\begin{aligned}
 \vec{e}^r &= \vec{e}^i + 2 \cos \tau^i \vec{n} \\
 \vec{e}^t &= \vec{e}^i / m + (\cos \tau^i / m - \cos \tau^r) \vec{n} \\
 \cos \tau^i &= -(\vec{e}^i \cdot \vec{n}) \\
 \sin \tau^i / m &= \sin \tau^r,
 \end{aligned}$$

这里,  $\vec{e}$  表示射线方向单位矢量, 角标  $i, r, t$  分别表示相应的人射、反射、透射量;  $\tau^i$  与  $\tau^r$  是入射角与折射角;  $m$  是水的折射率。

(3) 式中的  $s(\theta^r, \sigma_x, \sigma_y)$  是考虑到风浪的阴影效应后引入的订正因子 (Saundess, 1967):

$$s(\theta^r, \sigma_x, \sigma_y) = 2[1 + \operatorname{erf}(G) + (G \sqrt{\pi})^{-1} \exp(-G^2)]^{-1},$$

式中,  $\operatorname{erf}(\ )$  表示误差函数,  $G = \cot \theta^r (\sigma_x^2 \cos^2 \varphi^r + \sigma_y^2 \sin^2 \varphi^r)^{-1/2}$ , 由于(3)式对波浪面上任一面元均成立, 因此  $r$  实际上就是波浪面的反射率。

对于天空漫辐射, 入射来自全天空, 考虑到入射强度随方向变化, 在求风浪面平均反射率时, (3)式还需对入射方向进行积分。图 1 是在风浪 7m/s、波长 0.535  $\mu\text{m}$  时的计算结果。可见, 对同一时间, 冬季的反射率最大, 因为相应的太阳高度角最小。另外, 图 1 还说明: 计入天空漫射光的贡献后, 在大的入射角时, 太湖的全辐射反射率比直接辐射反射率小得多。

同样的方法可以用来处理辐射通过水面进入水体的透射问题。由于波浪面起伏不定, 某一入射线进入水体的折射角也是随时间按某种概率分布变动的, 也就是透射能量将围绕着 Snell 折射角随角度呈某种分布。为了计算这种能量分布, 本文采用射线追踪法

求解 (Cai, 1982), 即将透射方向的  $2\pi$  角空间分割为许多小立体角元  $\Delta\omega_i$ , 通过对一系列入射线进行追踪, 计算出射到  $\Delta\omega_i$  内的射线能量  $\Delta E_i(\theta', \varphi')$ 。于是, 透射能量角分布函数为:

$$f(\theta', \varphi') = \frac{\Delta E_i(\theta', \varphi') \cos \theta' / \Delta\omega_i}{\sum_i \Delta E_i(\theta', \varphi') \cos \theta' / \Delta\omega_i} \quad (4)$$

图 2 给出了风速为 10m/s、忽略风浪的方位变化时计算得到的一个结果。由图 2 可见, 某一方向 ( $\theta'$ ) 来的太阳辐射, 经过有风浪的水面后, 能量被散发到某一宽度范围内, 入射天顶角愈大, 射线的发散角愈宽, 而且  $f(\theta')$  数值在峰值两边不对称。

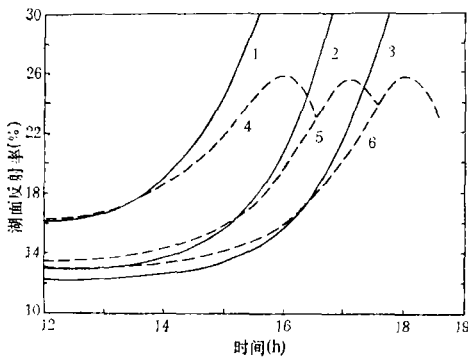


图 1 有风浪太湖湖面的反射率

Fig. 1 Reflectivity of Lake Taihu with wavy surface

实线 1,2,3 是冬、春、夏季的直接辐射情况;虚线 4,5,6 为全辐射情况。

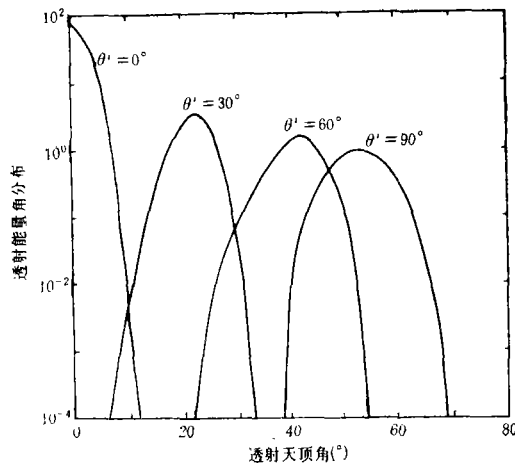


图 2 太阳辐射透过风浪水面后的能量角分布

Fig. 2 Angle distribution of solar radiative energy after penetrating through wavy surface

## 2 水中光照传输数值模式

水下光照传输过程的复杂性在于水中各种悬浮粒子和水分子等造成的多次散射效应。本文在求解水中光照时未采用 Preisendorfer 的水光学方法 (Preisendorfer, 1984), 而是引用大气辐射传输问题的处理方法, 将直接光与散射光分开处理, 采用薄层累加原理求解。

将水体沿垂直方向划分成许多薄层, 每一薄层内的光学特性可视为均匀。作为一级近似可以将二流近似辐射传输方程组用于薄层求解 (Meader, 1980):

$$\begin{aligned} \frac{dF^+}{d\tau} &= r_1 F^+ - r_2 F^- - \pi S_0 \omega_0 \beta(\mu_0) e^{-\tau/\mu_0} \\ \frac{dF^-}{d\tau} &= r_2 F^+ - r_1 F^- + \pi S_0 \omega_0 [1 - \beta(\mu_0)] e^{-\tau/\mu_0} \end{aligned} \quad (5)$$

式中,  $F^\pm = \int_0^1 \mu I(\tau, \pm \mu) d\mu$  就是光照; 正号和负号分别表示向上和向下;  $\omega_0$  为水体的单次散射反照率;  $\beta(\mu_0)$  为积分后向散射系数。

$$\beta(\mu_0) = \frac{1}{4\pi\omega_0} \int_0^1 \int_0^{2\pi} P(\mu_0, \varphi_0, \mu, \varphi) d\mu d\varphi$$

(5)式中的系数

$$r_1 = \frac{7 - 3g^2 - \omega_0(4 + 3g) + \omega_0g^2(4\beta_0 + 3g)}{4[1 - g^2(1 - \omega_0)]}$$

$$r_2 = -\frac{1 - g^2 - \omega_0(4 - 3g) - \omega_0g^2(4\beta_0 + 3g - 4)}{4[1 - g^2(1 - \mu_0)]}$$

这里,  $g$  表示水中粒子散射能量分布前后不对称的因子,

$$g = \frac{1}{2\omega_0} \int_{-1}^1 P(\cos\theta) \cos\theta d\cos\theta,$$

$\theta$  是散射角,  $P$  为散射相函数。

为了求解方程(5), 将入射光的直接光和漫射光两种情况分开处理。对直接光入射, 其边界条件为  $F^-(0) = F^+(\Delta\tau) = 0$  ( $\Delta\tau$  为薄层的光学厚度), 于是解得薄层的反射率和透射率为:

$$R = F^+(0)/\pi\mu_0S_0$$

$$= \{ \omega_0[(1 - K\mu_0)(\alpha_2 + K\beta_0)e^{K\Delta\tau} - (1 + K\mu_0)(\alpha_2 - K\beta_0)e^{-K\Delta\tau} - 2K(\beta_0 - \alpha_2\mu_0)e^{-\Delta\tau/\mu_0}] \} / \{ (1 - K^2\mu_0^2)[(K + r_1)e^{K\Delta\tau} + (K - r_1)e^{-K\Delta\tau}] \}$$

$$T = F^-(\Delta\tau)/\pi\mu_0S_0$$

$$= \{ -\omega_0e^{-\Delta\tau/\mu_0}[(1 + K\mu_0)(\alpha_1 + K - K\beta_0)e^{K\Delta\tau} - (1 - K\mu_0)(\alpha_1 - K + K\beta_0)e^{-K\Delta\tau} + 2K(1 - \beta_0 + \alpha_1\mu_0)e^{\Delta\tau/\mu_0}] \} / \{ (1 - K^2\mu_0^2)[(K + r_1)e^{K\Delta\tau} + (K - r_1)e^{-K\Delta\tau}] \}$$

上式中,  $\alpha_1 = r_1(1 - \beta_0) + r_2\beta_0$ ,  $\alpha_2 = r_1\beta_0 + r_2(1 - \beta_0)$ ,  $K = (r_1^2 - r_2^2)^{1/2}$ 。对漫射光入射, 边界条件为  $F^-(0) \approx 0$ ,  $F^+(\Delta\tau) = 0$ , 解得的反射率和透射率为:

$$\tilde{R} = F^+(0)/F^-(0) = \frac{r_2(1 - e^{-2K\Delta\tau})}{K + r_1 + (K - r_1)e^{-2K\Delta\tau}}$$

$$\tilde{T} = F^-(\Delta\tau)/F^-(0) = \frac{2Ke^{-K\Delta\tau}}{K + r_1 + (K - r_1)e^{-2K\Delta\tau}}$$

根据上述两种薄层的解, 便可以使用非均匀层结中辐射传输的累加原理求解整层水体的光照分布。可以证明, 水体中任一深度(薄层)的光照服从如下的递推关系:

$$d_1 = 0$$

$$d_{2l} = D\langle t_l \rangle \langle R_l \rangle$$

$$d_{2l+1} = D\langle t_l \rangle \langle T_l \rangle, l = 1, 2, \dots, n-1$$

$$d_{2n} = D\langle t_n \rangle R_g$$

$$F_1 = d_2 + \langle \tilde{R}_1 \rangle F_2 + \langle \tilde{T}_1 \rangle F_3$$

$$F_2 = d_1 + r^* F_1$$

$$F_{2l-1} = d_{2l} + \langle \tilde{R}_l \rangle F_{2l} + \langle \tilde{T}_l \rangle F_{2l+1}$$

$$F_{2l} = d_{2l-1} + \langle \tilde{R}_{l-1} \rangle F_{2l-1} + \langle \tilde{T}_{l-1} \rangle F_{2l-2}, l = 2, 3, \dots, n-1$$

$$F_{2n-1} = d_{2n} + R_g F_{2n}$$

(6)

$$F_{2n} = d_{2n-1} + \langle \tilde{R}_{n-1} \rangle F_{2n-1} + \langle \tilde{T}_{n-1} \rangle F_{2n-2}$$

上式中,  $d_{2l-1}$  和  $d_{2l}$  分别表示第  $l$  层处的向下和向上的直接光照部分;  $F_{2l-1}$  和  $F_{2l}$  分别表示向上和向下的散射光照部分;  $\langle \rangle$  表示由于风浪的影响对第  $l$  层的反射和透射量进行的角分布平均。例如,对  $R_l$ , 有  $\langle R_l \rangle = \iint R_l(\mu_0) f(\mu_0, \varphi_0) d\mu_0 d\varphi_0$ , 这里  $\mu_0$  与  $\varphi_0$  是太阳的天顶角与方位角。(6) 式中的  $D$  表示透过水面以后的直接光照部分;  $i_l$  是第  $l$  层的直接光,按定义显然有

$$\langle i_l \rangle = \iint e^{-\tau_l/\mu_0} f(\mu_0, \varphi_0) d\mu_0 d\varphi_0$$

式中,  $f(\mu_0, \varphi_0)$  就是前面提到的波浪水面透射能量的发散函数,可由(4)式求得。

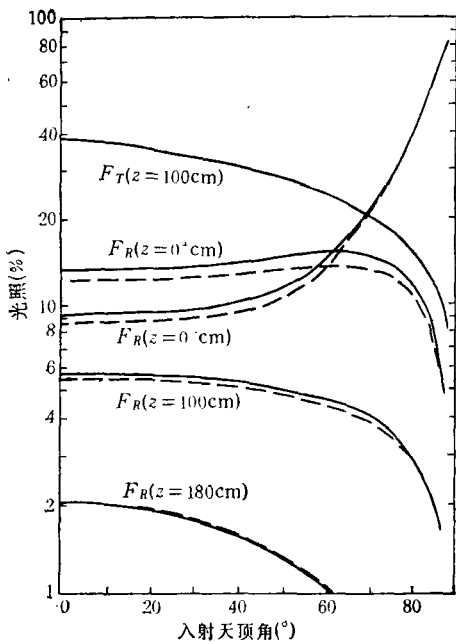


图 3 直接太阳辐射在太湖水体中的光照随太阳天顶角的变化

Fig. 3 Direct irradiance in Taihu Lake as a function of zenith angle of the sun

实线和虚线分别表示 H-G 函数和 Mie 理论的计算结果;  $z = 0^\pm$  表示水面的上侧与下侧。

图 3 就是利用 Mie 理论和 H-G 相函数对波长  $\lambda = 0.65\mu\text{m}$  的计算结果。可见,二者基本一致,即采用 H-G 相函数就能满足需要。图 3 的结果还说明,水中各层的光照均随太阳天顶角的增加而减小,而且  $F_T$  远大于  $F_R$ , 也就是说,在水体中,透射和前向散射的能量比后向散射的大得多;在水面两侧,光照随天顶角的变化趋势有明显的差异,在表面的上侧,由于  $F_R$  基本上由 Fresnel 反射决定,在大入射角时,  $F_R$  随太阳天顶角的加大而迅速增大。但是,在天顶角  $0^\circ-70^\circ$  内,平静水面的 Fresnel 反射一般仅有 2%,而图中的  $F_R$  约为 9%—10%,可见水体中悬浮粒的多次散射和湖底的反射对太湖的反

另外,在上述分层时,第 0 层和第  $n$  层表示的是水面和湖底,(6)式中的  $R_b$  是湖底的反射率,  $r^*$  是水面层对水中向上传输辐射的反射率。

因此,只要给定水体中的物质成分或固有光学性质(如散射函数、吸收系数等)就可利用(6)式递推关系求解水体中各层的光照分布。

### 3 计算结果和讨论

根据上述模式,利用实测的太湖水体悬浮物浓度资料(蔡启铭,1991),计算了单位入射光照时太湖水中各深度的向下光照( $F_T$ )、向上光照( $F_R$ )和净通量密度( $F_N$ ,  $F_N = F_T - F_R$ )。计算中取平均水深为 2m,水中悬浮粒子的浓度随水深按指数增加,水中悬浮粒的固有光学性质可利用 Mie 理论计算。由于对大的悬浮颗粒,Mie 理论级数收敛速度慢,计算费时,本文同时采用 Henyey-Greenstein 解析相函数:

$$P(\cos \theta) = (1 - g^2)/(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}$$

射能量起着相当重要的作用。

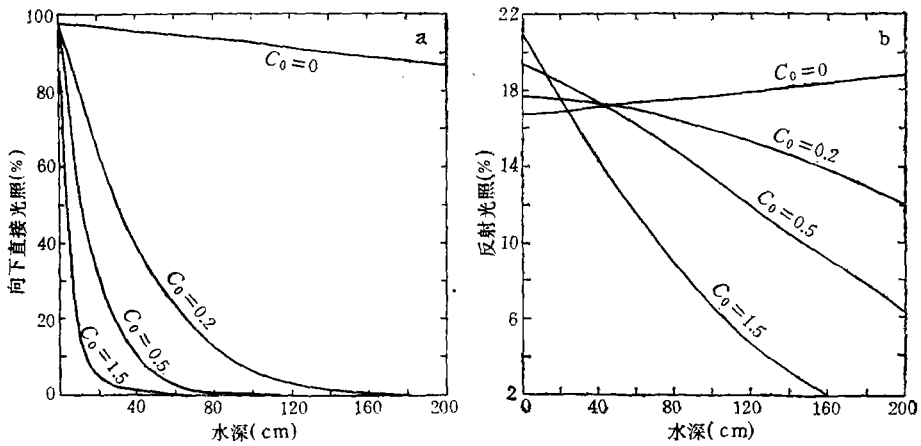


图 4 不同悬浮粒浓度时有风浪太湖水中光照随水深的分布

Fig. 4 Irradiance distribution as a function of water depth in Lake Taihu with wavy surface in different concentration of suspended particles

a. 向下直接光照； b. 反射光照。

图 4 表示夏季中午时间、对波长  $0.535 \mu\text{m}$ 、当风速为  $7\text{m/s}$  的风浪条件下不同悬浮粒浓度对太湖水中光照的影响。可见，水中光照与悬浮粒浓度 ( $C_0$ ) 有密切关系 ( $C_0 = 1$  代表悬浮粒浓度为  $31 \times 10^{-6}$ ； $C_0 = 0.5$

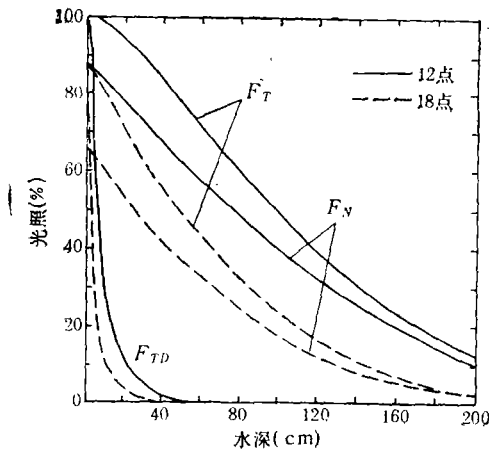


图 5 不同时间有风浪太湖水中光照随水深的变化

Fig. 5 Irradiance as a function of water depth in Lake Taihu with wavy surface at different time

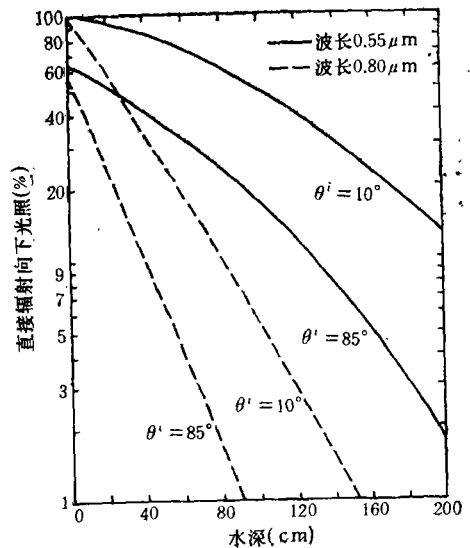


图 6 不同波长的阳光在太湖水中形成的向下光照

Fig. 6 Downward irradiance of solar light with different wavelength in Lake Taihu

代表浓度仅为  $C_0 = 1$  时浓度的一半； $C_0 = 0$  为纯水)。  $C_0$  愈大，光照随深度衰减愈快，尤其对直接光 ( $F_D$ ) 更甚，而  $F_R$  随水深的变化则比  $F_D$  缓慢。对于纯水， $F_R$  甚

至有随水深增加的趋势,这可能是因为纯水对这一波长的阳光衰减较小,而湖底反射的贡献相对地增大。可见对清洁浅水湖,湖底的反射作用是不可忽视的。

图 5 是夏季两个时间,在波长  $0.535\mu\text{m}$  和风速  $7\text{m/s}$  时计算得到的  $F_T$  和  $F_N$  随水深的分布,两个时间对应的太阳入射角分别是  $7.8^\circ$  和  $78^\circ$ ,计算时完整地考虑了水分子的散射、悬浮粒的散射与吸收以及风浪的影响。分析图 5 表明,  $F_N$  接近于  $F_T$ ,因此  $F_T$  始终比  $F_R$  大得多。对于距水面几厘米的深度内,  $F_T$  的主要贡献来自直接光照 ( $F_{TD}$ )。在深度  $10\text{cm}$  以下,由于  $F_{TD}$  迅速减小,水体中悬浮粒散射形成的漫射光照  $F_{TN}$  成为主要贡献者 ( $F_T = F_{TD} + F_{TN}$ )。当正午时,即使到湖底  $2\text{m}$  深处,  $F_T$  还保持有湖面入射量的  $12\%$ ,这个数值远大于湖泊光学中定义的  $1\%$  透光区的标准,说明在太湖水体上部悬浮粒浓度为  $31 \times 10^{-6}$  的情况下,整体水层均可处在透光区内。由此可见,散射形成的漫射光对湖泊水中光照的贡献是不容忽视的。

图 6 是风速为  $2\text{m/s}$  时,水中光照随波长和入射角 ( $\theta^i$ ) 的变化情况。从图 6 看出,不同波长的光在水中的传输有很大的差别,而且与入射角有关。由于短波长的光散射较强,漫射的贡献较大,因而短波光照随水深的衰减比长波的慢。于是,随着水深的增加,水体中辐射的波谱发生蓝移。不过,本文在计算中虽然考虑了悬浮粒的吸收效应,但没有考虑某些有机质(如藻类、黄质等)对特定波长光的选择吸收,由于后者的影响,水中光照随波长的变化会更复杂。此外,从图 6 还可以看出,由于散射的影响,  $F_T$  随水深的变化在单对数坐标中并非直线,而且波长愈短,弯曲愈大。这说明水中光照随水深的分布并不严格地按指数关系减小。

#### 4 结论

利用本文建立的数值模式可以计算垂直非均匀水体中的光照传输,它对于仔细研究水体各深度的向下光照、向上光照、直接光照和漫射光照的分布及其与水中悬浮粒浓度、成分、粒径、波浪、辐射波长、太阳高度等因素之间的相互关系十分有用。模式实际用于太湖水体的计算结果表明:对于浅水湖泊,有风浪时,水中悬浮粒增加,多次散射形成的漫射光成为水中光照的十分重要的组成部分,在水体的下层,甚至是主要部分,由于它的影响,水中光照随深度的减小可能比指数衰减率要慢,这一现象在短波段更加明显。至于风浪的影响,对太阳直接辐射,主要表现在太阳天顶角大于  $70^\circ$  的时候。对天空漫射光,无论在什么风速下,风浪水面的反射率总比平静水面的小。最后,湖底的反射效应只有在较清洁的水体中才会明显地表现出来。

#### 参 考 文 献

- 蔡启铭、杨平,1990,六棱柱和三棱锥冰晶的散射矩阵——一种矢量射流追踪方法,气象学报,48: 198—209。  
 蔡启铭、杨平,1991,太湖悬浮质对湖面反照率及水体光吸收的影响,海洋与湖沼,22(5): 458—466。  
 Plass, G. N. et al., 1975, Radiative transfer in the earth's atmosphere and ocean: influence of ocean waves, *Appl. Opt.*, 14: 1924—1936。  
 Preisendorfer, R. W. and Mobley, C. D., 1984, Direct and inverse irradiance models in hydrologic optics, *Limnol. Oceanogr.*, 29: 903—929。  
 Liou, K. N., 1980, An introduction to atmospheric radiation, Academic Press (New York), pp. 216—220。  
 Cox, C. and Munk, W., 1954, Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter, *J. Opt. Soc. Amer.*, 44: 938—850。  
 Saundess, P. M., 1967, Shadowing on the ocean and the existence of the horizon, *J. Geophys. Res.*, 72: 4643—

4 649.

Cai, Q. and Liou, K. N., 1982, Polarized light scattering by hexagonal ice crystals, *Theory. Appl. Opt.*, 21: 3 569—3 580.

Meador, W. E. and Weaver, W. R., 1980, Two-stream approximation to radiative transfer in planetary atmospheres: A unified description of existing methods and a new improvements, *J. Atmos. Sci.*, 37: 630—643.

## MODEL OF IRRADIANCE TRANSFER IN WAVY WATER OF LAKE TAIHU

Cai Qiming Yang Ping

(*Nanjing Institute of Geography and Limnology, Academia Sinica 210008*)

### ABSTRACT

Based on the two-stream approximation method and the adding method of irradiance transfer, a numerical model of irradiance transfer for vertically stratified water body is established in which all effects such as surface waves, multiscattering of suspended particles in the water and reflection of lake bottom are included. Utilizing this model and measured data of suspended particles in Lake Taihu and considering Cox-form distribution as orientation of the wave surface, the irradiance as function of depth and the effects of concentration of particles, waves and the sun's altitude are calculated and discussed. The results show that for shallow lakes such as Taihu, as a result of wind disturbance, there is an abundance of suspended particles in the water; hence, the irradiance in the lake attenuates rapidly with increase in water depth. Its direct light contributes to the irradiance only in the upper water layer, while the diffused light brought about by multi-scattering of suspended particles may be an important part of the irradiance of the lake water which must not be overlooked: In the deeper layer of the water body, the diffused light may even be a cardinal part of the irradiance. However, it should be pointed out that the contribution of the diffused light to the irradiance varies with the concentration of particles and wavelength of light. As for the effect of wind waves on irradiance, it mainly occurs when the zenith angle of the sun is higher than 70°. Under this condition, the albedo of water for both direct and total radiation is evidently reduced in comparison with calm water surface.

**Key words** Wave Lake Taihu Irradiance Model