

太湖水中光辐射传输的数值模拟

杨 平 蔡启铭

(中国科学院南京地理与湖泊研究所)

提要 水体的初级生产力状况在很大程度上取决于水体光学状况,与透光层深度 Z_{eu} 有密切联系。而 Z_{eu} 这类表现光学属性取决于光辐射在水中的传输状况,最终取决于水体本身的微物理性质如吸收和散射等。本文根据太湖悬浮质的实测资料计算所得的水体固有光学参量,利用数值模拟的方法研究了悬浮质浓度垂直梯变的太湖水体中光辐射的传输情况并讨论了诸因子的影响。

一、引 言

阳光对湖泊生态系统有着不可忽视的作用。光能为水生植物的叶绿体进行光合作用提供了能量,影响着水生植物的生理特征和分布状况。太阳辐射能量进入水体后,随着水深的增加不同波长的光强将以不同的衰减系数逐渐减弱。在水下PAR(光合作用可利用辐射能量,即波长 $0.4\mu-0.7\mu$ 内的辐射能)降至水面通量值的百分之一以下的深度,植物的光合作用极弱,甚至为零,该处的水深称为透光层深度。湖中的水生植物主要生长在透光层内的水层,水体的光学性质直接影响到该水体营养物质的循环。由此可见,定量研究水中光场结构是了解湖泊生态系统不可缺少的物理环境因素。

水体的理化微结构(如悬浮粒子的浓度、粒径分布和折射指数等)决定着水体中光辐射的传输。进入水体的光辐射一方面受到水介质自身的散射和吸收,另一方面还会受到水中悬浮微粒的多次散射和吸收。此外,水中的黄质、有机碎屑和水生生物等都将影响光在湖水中的传输。不同水体的光学属性差异很大,因此有必要根据实际水体的理化性质,定量研究光辐射在水体中的传输。本研究是利用蒙特卡罗方法模拟湖水对光的传输过程影响的第二部分。即利用太湖实测悬浮质资料,计算和讨论了入射光随水深的传输情况,同时对不同底泥反射率,不同入射角和不同入射波长等情况也进行了对比研究。

二、太湖水体光学性质

作者在第一部分工作中^[1]已对太湖水体的光学特性进行了较详细的计算。为便于本文的讨论,在此做一些简要介绍。

水体中的悬浮质是决定水中光辐射传输的重要因子。由于太湖为平均水深约2m的浅水湖泊,局地盛行的动力、热力作用(如风浪、热对流等)容易造成湖底沉积物的再悬浮,实测资料表明,湖水中悬浮质的情况有明显的日变化,但一般地说,湖中悬浮质的百分重量随粒径的分布可用三段正态分布函数很好地拟合。本文就是在利用太湖实测资料拟合出悬浮质

百分重量随粒径的分布函数的基础上, 根据下述关系式得出光散射计算中必须使用的悬浮质数密度随粒径的分布:

$$\frac{dn(\phi)}{d\phi} = \frac{6\rho_s}{\pi\rho_0} \cdot 2^{-3z} \cdot \frac{dN(\sigma, \mu, \phi)}{d\phi} \quad (1)$$

其中 $n(\phi)$ 为数密度分布, ϕ 为粒径, $\rho_0 = 2.59 \text{ g/cm}^3$, $\rho_s = 30.6 e^{0.0008z} \text{ ppm}$ (z 为水深, 且 $z=0$ 为水面), $N(\sigma, \mu, \phi)$ 为所拟合的正态分布函数, 两参数 σ 和 μ 由实测资料拟合得到。由于悬浮质浓度 ρ_s 随水深变化, 所以 $n(\phi)$ 随水深也发生变化。

尽管湖中悬浮微粒的形状各不相同, 但考虑其群体散射和吸收效应时, 它们可用等效球形粒子来近似。球形粒子对入射电磁波的散射问题可用 Mie 理论进行求解^[2]。根据 Mie 理论, 悬浮于均匀介质中的单个球形粒子对入射电磁波的散射函数可以用级数表示:

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos\theta) + b_n \tau_n(\cos\theta)] \quad (2)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos\theta) + a_n \tau_n(\cos\theta)] \quad (3)$$

其中 a_n 、 b_n 为级数的系数, π_n 和 τ_n 为特殊函数, 与悬浮质大小、折射指数和入射波长有关。

描述粒子散射能量角分布的参量为光散射相函数 $\beta(\theta)$, $\beta(\theta)$ 可表为:

$$\beta(\theta) = \frac{1}{2k} (S_1 \cdot S_1^* + S_2 \cdot S_2^*) \quad (4)$$

式中 θ 为散射角, k 为波数, $*$ 表复共轭。此外, 粒子的消光截面和散射截面分别为:

$$\sigma_e = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (5)$$

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (6)$$

(5) 式中 Re 表示取复数的实部。

将单个粒子的参量对其粒径分布积分, 则得单位水体中悬浮质的散射相函数、消光系数和散射系数, 即:

$$\overline{\beta}(\theta) = \int \beta(\theta, \phi) \frac{dn(\phi)}{d\phi} d\phi \quad (7)$$

$$\overline{\sigma}_{e,s} = \int \sigma_{e,s}(\phi) \frac{dn(\phi)}{d\phi} d\phi \quad (8)$$

由于悬浮质数密度 $n(\phi)$ 与深度呈指数关系, 因此 $\beta(\theta)$ 和 $\sigma_{e,s}$ 也随水深呈指数变化。除水中悬浮质对光散射和吸收外, 水介质本身也将对光进行散射和吸收^[3]。水的体散

射函数取:

$$\beta_{\infty}(\theta) = 7.028\lambda^{-4.33} (1 + 0.835\cos^2\theta) \times 10^{-2} \quad (m^{-1}) \quad (9)$$

上式中入射光波长 λ 以 μm 为单位。

三、光传输计算模式

由于太湖水体的光学特性水平方向变化梯度远小于垂直梯度。本文的数值模式把湖水分成24层,选取水中24个界面,计算各界面上的向上辐射通量、向下透射通量、向下净通量和该界面处单位垂直水深所吸收的辐射通量。考虑到水体辐射传输涉及到水面的Fresnel反射和全反射,本文采用了较容易处理的Monte Carlo方法进行数值计算^[4]。

Monte Carlo方法实质是随机试验方法,也就是将确定性的事件作为随机事件处理。在第一部分工作中已介绍了Monte Carlo方法处理水中光传输的数值模式,本文不同之处是光子接收器(即对光子的统计)置于24个界面。下面仅简介该数值模式的基本思想以及所考虑的物理过程。

光入射到水表面发生Fresnel反射,反射率为:

$$r = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)} + \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)} \right] \quad (10)$$

其中 θ_1 和 θ_2 为入射和折射角。因此可以认为入射光子被反射的概率为 r ,在计算中产生 $(0, 1)$ 上均匀分布的随机数 ξ 。如果 $\xi < r$ 则可认为光子被反射,否则光子穿过表面进入水体,进入水体的光子的自由程按随机抽样计算,光子被继续追踪,在水中发生的散射和吸收过程同样作为随机事件来处理。在本文的计算模式中,考虑了如下几个过程:

(1) 表面入射和出射光的Fresnel反射以及出射光可能发生的全反射现象;

(2) 光子在水体中飞行路径的追踪以及飞行自由程的确定。两次相继碰撞的位置可根据如下方程由随机抽样决定:

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} (\sigma_{e,s} + \sigma_{e,w}) dz / \mu_i = -\ln \xi \quad (11)$$

其中 $\sigma_{e,s}$ 和 $\sigma_{e,w}$ 分别为悬浮质和水分子的消光系数, μ_i 为碰撞前光子传输方向余弦, z_i 和 z_{i+1} 为相继两次碰撞点的位置;

(3) 确定光子是与水分子还是与悬浮质发生碰撞,以及碰撞是吸收事件还是散射事件。这一过程由水分子和悬浮质的光学参数决定;

(4) 确定碰撞后光子传输方向,相对于入射光的散射方向 (θ, φ) 由下式给出:

$$\int_0^\pi \beta(\theta') \sin(\theta') d\theta' / \int_0^\pi \beta(\theta') \sin\theta' d\theta' = \xi \quad (12)$$

$$\varphi = 2\pi\xi$$

其中 $\beta(\theta)$ 为水分子或悬浮质的相函数,具体由碰撞类型决定;

(5) 底泥反射的处理;

(6) 光子散射和吸收的统计。

在本文的计算中统计了五万个入射光子的散射和吸收情况,水面作为平面来处理。风浪的效应主要体现在太阳高度角很小的情况下^[5],以后将有另文讨论。

四、计算结果及讨论

首先定义如下几个参量:

F_T = 某深度处向下通量/水面入射通量;

F_R = 某深度处向上通量/水面入射通量;

F_N = 某深度处向下净通量/水面入射通量;

F_A 为某深度处单位垂直厚度水体吸收通量占水面入射通量的比例。

A_R 为底泥反射率, C_0 为浓度因子, 计算中所采用的悬浮质浓度等于 C_0 乘以实际悬浮质的浓度。

根据以上定义, 显然 F_A 、 F_R 、 F_T 和 F_N 就是单位入射于水面的辐射通量在水体中被吸收、反射和透射的通量。 F_T 等于百分之一的深度即为透光层深度 Z_{cu} 。

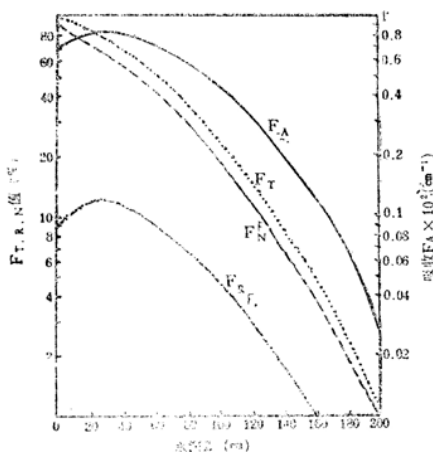


图1 F_A 、 F_T 、 F_N 和 F_R 随水深的变化
Fig.1 Plots of parameters F_A , F_T , F_N and F_R versus depth

图1为利用太湖悬浮质1987年7月平均资料^[1]计算的 F_A 、 F_T 、 F_R 和 F_N 随水深的变化。计算中取波长 $\lambda = 0.55\mu\text{m}$, 太阳天顶角 $\theta_0 = 0^\circ$, 底泥反射 $A_R = 0$ 以及悬浮质浓度因子为 $C_0 = 1$ 。由图1可见, 向下透射通量 F_T 和净通量 F_N 随水深的变化趋势一致, 并且在同一深度处, 向下通量 F_T 略大于净通量 F_N 。此外, 由于 $F_T = 1\%$ 的深度为透光层深度 Z_{cu} , 可见对 $\lambda = 0.55\mu\text{m}$ 的可见光而言, 太湖水体水层几乎全部处于透光层内, 因此从这个角度而言, 太湖在光学上也属浅水湖泊。由吸收 F_A 和反射 F_R 的曲线还可见, 尽管太湖水体中悬浮质随水深为指数变化, 底层的浓度较大, 但 F_A 和 F_R 却在水面下几十公分处出现一极大值。其原因是随着水深的增加入射光通量逐渐衰减, 因而 F_A 和 F_R 有减小的趋势; 但另一方面由于深度增加, 浊

度变大, 因而多次散射和吸收有使 F_R 和 F_A 增大的趋势。以上两种机制共同制约的结果使 F_A 和 F_R 在水下20—60cm处出现极大区。另外, 在同一深度处向下通量的值远大于向上通量值, 并且随着水深的增加, 它们的差值逐渐减小。

图2为 $\lambda = 0.55\mu\text{m}$, $C_0 = 1$ 及 $A_R = 0$ 时计算得到的水深0.1, 25, 50, 100和150cm处的直接太阳辐射的反射和透射通量随太阳天顶角的变化。由 F_T 曲线可见, 在太阳天顶角 $\theta = 0^\circ - 70^\circ$ 的范围, 各曲线的变化较平缓, 当 θ 大于 70° 时, 随着太阳天顶角的变化, 水中辐射通量迅速减少。这主要是由于来自大气的入射辐射在太阳高度角较小时, Fresnel 反射很大, 大部分的能量返回大气, 只有少量能量进入水体。此外由向上反射通量 F_R 的曲线可见, 在0.1cm深度处的情况与其他几个深度处的略有不同, 在约为 70° 到 80° 太阳天顶角区间, 0.1cm深度处的向上反射通量达到最大值。这是由于此时入射辐射穿过的水层很薄, 被散射

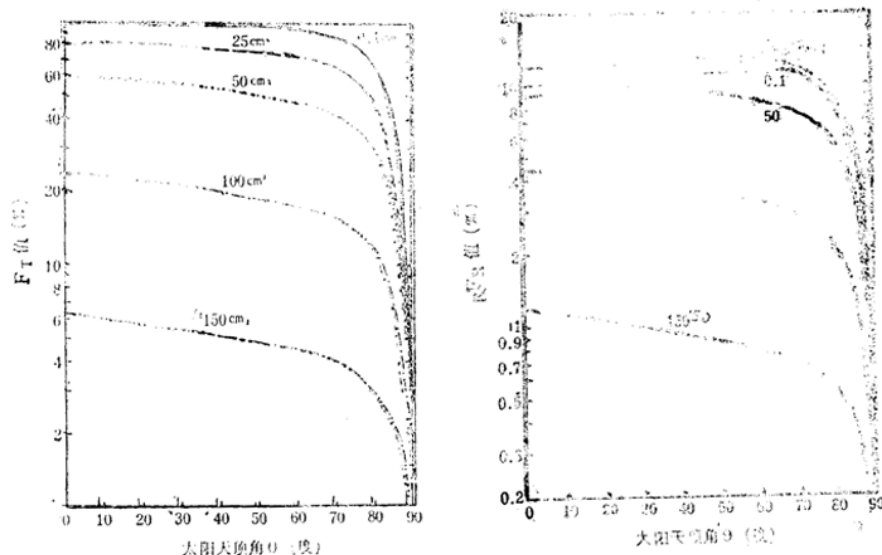


图2 太湖5个水深处, 反射通量 F_R 和透射通量 F_T 随太阳天顶角的变化
Fig.2 Plots of reflected flux F_R and transmitted flux F_T versus solar zenith angle at five depth

能量的多少与入射光传输的光学路程有很大关系。当太阳天顶角变大时, 光在该层传输的光学路径加大, 被散射的能量越多, 从而使 F_R 增大, 但当入射角变得很大时, Fresnel 反射增加, 进入水体的通量迅速变小使 F_R 也迅速减小。结果, 在水深 0.1 cm, $\theta = 70^\circ - 80^\circ$ 区间 F_R 达到极大值。对于其他深度, 由于透射路径较大, 多次散射效应使漫射通量的比例增大,

F_R 的大小对入射方向改变造成的光学路径长度的变化不敏感, 而主要取决于表面的 Fresnel 反射情况。

图3 是不同深度 F_A 的计算结果, 由图可见, 对于太阳天顶角小于 70° , 吸收通量 F_A 随太阳天顶角的变化变化很慢。对于距离水面 $Z = 12.5$ cm 的曲线在约 $\theta = 70^\circ$ 出现极大值时, 可用前面类似的物理分析进行解释。即由于这个水层离水面近, 吸收主要取决于直接透射辐射的吸收情况和水面的 Fresnel 反射。对于 $Z = 0.05$ cm 深度, 曲线随太阳天顶角的变化呈现较复杂的关系, 很难直观地予以解释。其他几条曲线随天顶角增加呈现单调减小的趋势。由图中曲线可知, 太湖水体的吸收是很大的, 大部分入射的太阳光能量的吸收发生在 1.5 m 以上的水层。由于湖泊水体单位面积水柱浮游植物日生产量与水柱累积光通量

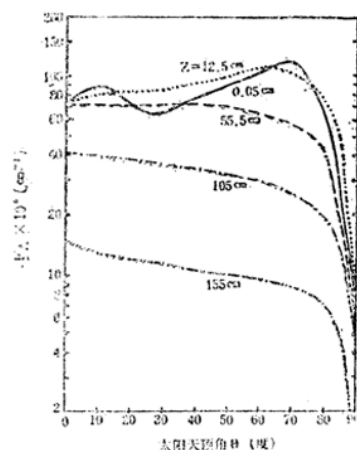


图3 太湖不同深度处 F_A 随入射角的变化
Fig.3 Plots of absorptance F_A versus solar zenith angle at various depth

成正比^[1], 因此从图 3 的分析可知太湖水体的初级生产量主要来自上层 1 m 或 1.5 m 厚水层的贡献。

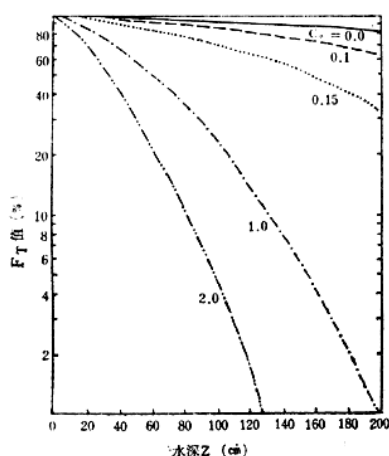


图 4 湖中向下辐射通量 F_T 随水深的变化
Fig.4 Computed downward flux F_T for Taihu Lake

图 5 为波长等于 $0.55\mu\text{m}$ 的绿光、 $0.63\mu\text{m}$ 的黄光、 $0.7\mu\text{m}$ 的红光和 $0.8\mu\text{m}$ 的近红外的直接太阳辐射透射通量 F_T 随水深的变化。很显然, 水中长波辐射要比短波辐射衰减快。这是由于水介质对长波的吸收要比短波强。例如纯水对 $0.55\mu\text{m}$ 绿光的吸收系数只有 0.0638m^{-1} , 而对 $0.8\mu\text{m}$ 的近红外的吸收系数为 2.07m^{-1} 。波长为 $0.55\mu\text{m}$ 的绿光的透光层深度与 $0.8\mu\text{m}$ 的近红外的透光层深度大约相差 80cm。必须指出的是, 由于本模式中悬浮质的折射指数采用的是平均值, 而实际湖泊中的水生生物、有机碎屑和黄质等对不同波长的光的吸收情况十分复杂, 因此不同成分的水团可能对不同波长的辐射的影响会有很大的不同。

图 6 中曲线 1 和 2 为波长 $\lambda = 0.55\mu\text{m}$, $\theta_0 = 0^\circ$, $A_R = 0$ 时, 两种不同粒径分布的透射光通量 F_T 随水深的变化。图中曲线 1 相应于 1987 年 7 月平均分布, 曲线 2 相应于 7 月 18 日的分布。可见, 悬浮质粒径分布对水体的光学特性有明显的影响。由于太湖的

图 4 为悬浮质浓度不同时水中向下辐射通量随深度的变化情况。计算中取 $\lambda = 0.55\mu\text{m}$, $\theta_0 = 10^\circ$, $A_R = 0$ 。由图可见悬浮质对太湖水中光学性质起着极为重要的作用。对 $C_0 = 0$, 即为纯水情况, 入射通量穿过 2m 深的水层后能量损失很小, F_T 随水深的变化几乎是一直线; 而当 C_0 较大时, 曲线迅速向下弯曲。因此, 当 C_0 很小时水中向下透射辐射通量 F_T 随水深变化可用下式表示:

$$F_T = F_0 e^{-kz} \quad (13)$$

式中 F_0 代表水面入射光通量, k 取决于具体水体。上述分析也就是说, 水中悬浮质很少的湖泊, 湖中光通量的衰减可用比尔定律近似表示, 而对悬浮质较多的湖泊, 由于多次散射效应的影响, 水中光通量的衰减规律与比尔定律有较大差别, 例如图中 $C_0 = 0.15$ 、1.0 和 2.0 的三条曲线。

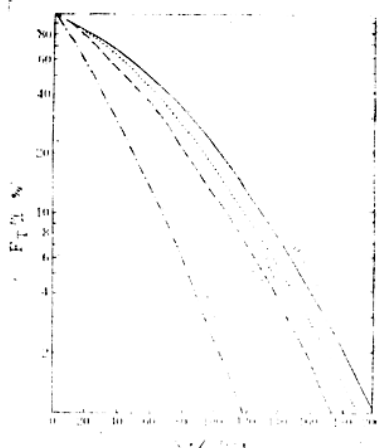


图 5 入射角 $\theta = 20^\circ$ 时, 不同波长的入射光通量随水深的衰减

Fig.5 Attenuation of incident flux for various wavelength at incident angle of 20° in Taihu Lake

悬浮质粒径分布日变化明显,因此其水体光学特性也有较大的日变化。一般说来风浪使水中大颗粒增多,水体的散射和吸收增大,水的透明度减小。图6中曲线3和4分别为悬浮质分布相同(谱1),底泥反射分别为 $A_N = 25\%$ 和 0% ,入射角 $\theta_0 = 10^\circ$ 时的反射通量 F_R 随水深的变化。可以看出,它们在表层的差别不大,但随着水深变大两曲线的差别明显加大。由于水体生产力主要取决于上层水,以及太湖悬浮质含量较大,因此可以认为太湖底泥的反射状况对其生物生长影响不会很大。

五、结 语

从 Monte Carlo 方法研究太湖水中光辐射的分布和传输的结果,发现许多因素(包括入射波长、水中悬浮质浓度与粒径分布以及底泥反射等)对水中各层光通量以及湖泊透光深度有明显的影 响。本文仅仅利用了实测的悬浮质分布,从光辐射传输理论,对它们进行了初步的研究。研究结果说明无论从物理湖泊学还是生态学环境因子研究角度来看,水体的光学特性是值得进一步深入研究的课题。

参 考 文 献

- [1] 蔡启铭、杨平,太湖水体光学特性的理论计算,中国科学院南京地理与湖泊研究所集刊,第7号,1990。
- [2] Bohren, C. F. and Huffman D. R., 1983: Absorption and Scattering of Light by Small Particles, John Wiley & Sons Inc., U.S.A., pp 83-130.
- [3] Kirk, J. T. O., 1983: Light and Photosynthesis in Aquatic Ecosystems, Cambridge University Press, Britain, pp 42-91.
- [4] 朱本仁,蒙特卡罗方法引论,山东大学出版社,142-174,1987。
- [5] Cox, C. and Munk, W., 1954: Measurement of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter, J. Opt. Soc. Am., 44, 838-850.
- [6] 顾京松、周万平,秦淮河污染的生态学评价,水资源保护(秦淮河水环境保护论文专辑),总第9期,1987。

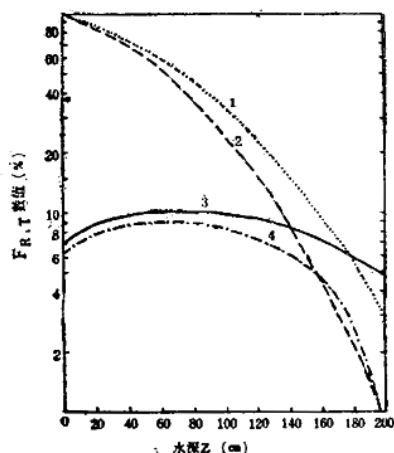


图6 不同悬浮质粒径分布的透射光通量 F_T 和不同底泥反射的反射通量 F_R 随水深的变化。

Fig.6 Plots of transmitted flux F_T versus depth, with different distribution of suspended materials and reflected flux F_R with different bottom-reflectivity

NUMERICAL MODEL FOR TRANSFERRING OF SOLAR RADIATION IN TAIHU LAKE

Yang Ping

Cai Qiming

(*Nanjing Institute of Geography & Limnology, Academia Sinica*)

Abstract

The state of primary production in a lake is greatly affected by the optical conditions in the water, and closely related to the euphotic depth Z_{eu} . The apparent optical parameters such as Z_{eu} depend on the transferring of solar radiation in water, consequently, on the optical coefficients of water body such as absorptance and scattering. In this paper, the field data of suspended materials in Taihu Lake are used for computing of inherent optical parameters of the lake. With the computed results, a numerical model is developed to study the transferring of solar radiation in the lake in which the concentration of suspended materials is considered to be variable vertically. Using this model the factors which influence on the transferring of radiation in the water are discussed.