中国科学: 地球科学 2023 年 第 53 卷 第 7 期: 1550 ~ 1562
SCIENTIA SINICA Terrae earthcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

极区海洋漫射衰减系数的观测和模拟

王维波[1,2*], 靖春生[1,2], 郭小钢[1,2]

1. 自然资源部第三海洋研究所海洋动力学研究室, 厦门 361005;
2. 福建省海洋物理与地质过程重点实验室, 厦门 361005
* 通讯作者, E-mail: wangwb@tio.org.cn

收稿日期: 2022-05-08; 收修改稿日期: 2023-03-06; 接受日期: 2023-03-20; 网络版发表日期: 2023-06-06
自然资源部第三海洋研究所基本科研业务项目(编号: 海三科2016023)和全球变化与海气相互作用II期项目(编号: GASI-01-NPAC-STsum)资助

摘要 利用三流辐射传输模型研究了极区高太阳天顶角和不同直射辐射占比下水下漫射衰减系数的剖面变化. 本文首先利用2009年9~10月波弗特海18个辐射观测数据验证了三流辐射模型在极区的适用性. 统计显示, 在无海冰影响下, 辐射传输模型获得的490nm下行辐照度(E_d(490))和漫射衰减系数(K_d(490))与观测值的平均相对误差分别为7.04%和9.88%. 而在海冰包围的站点, 由于冰遮挡造成辐射观测数据偏小, 模型模拟的平均相对误差达到15.89%和15.55%. 其次, 在不同叶绿素浓度与不同直射辐射占比环境下的模拟显示, 在表层30m以浅, 高太阳天顶角对K_d(490)影响较大. 30m以深K_d(490)受光场(包括太阳天顶角和直射辐射占比)影响较小, 与固有光学量(吸收系数与后向散射系数)满足线性关系. 对比发现表层K_d(490)在高太阳天顶角下与50m以深的水体一致, 意味着高太阳天顶角下(大于60°), 表层漫射衰减系数亦可认为是固有光学参数. 计算发现在叶绿素浓度大于0.05mg m^{-3}的水体中, 利用50m层的线性关系式获取表层K_d(490)的相对误差不超过8%. 本文认为在极区实施表观漫射衰减系数观测可不考虑太阳天顶角以及直射辐射占比的影响. 最后, 该模式也能够修正受冰影响的下行辐照度, 为极区冰下海水光学研究提供了可能.

关键词 三流辐射传输模型, 漫射衰减系数, 高太阳天顶角, 极区

1 引言

漫射衰减系数(diffuse attenuation coefficient)是衡量海洋表观光学特性的重要参数之一(Wang和Zhao, 2014), 其定义式如下:

$$K_d(z,\lambda) = -\frac{1}{E_d(z,\lambda)}\frac{\mathrm{d}E_d(z,\lambda)}{\mathrm{d}z}. \quad (1)$$

漫射衰减系数一般与水体固有光学性质和水中辐射场分布有关(Wang和Zhao, 2014; Zhao等, 2015). 也有研究表明, 漫射衰减系数主要由水体固有光学性质决定, 受光场的影响较小(例如, 太阳天顶角和直射辐射占比), 称其为"准固有光学参数"(Kirk, 1983). 漫射衰减系数可应用于水团(Zhao等, 2015)、海洋热交换(Morel, 1982; Morel等, 2002; Chang和Dickey, 2004)、浮游植物光合作用(Kirk, 1983; Zhao等, 2010; Wang等, 2022)、初级生产力(Gattuso等, 2006; Pabi等, 2008)和热通量研究(Lewis等, 1990; Dickey等, 2006).

中文引用格式: 王维波, 靖春生, 郭小钢. 2023. 极区海洋漫射衰减系数的观测和模拟. 中国科学: 地球科学, 53(7): 1550–1562, doi: 10.1360/SSTe-2022-0141
英文引用格式: Wang W, Jing C, Guo X. 2023. Observation and simulation of the diffuse attenuation coefficient of downwelling irradiance in the Polar Ocean. Science China Earth Sciences, 66(7): 1535–1546, https://doi.org/10.1007/s11430-022-1093-5

© 2023 《中国科学》杂志社

由于极区纬度较高, 加之长时间被海冰覆盖, 针对极区的表观光学观测较低纬度海区较少, 零星的海洋辐射观测也仅仅分布在北极部分边缘海之中. 中国针对北极表观光学观测研究开展较晚. 在21世纪初, 赵进平等(2010)利用白令海观测数据探讨了海面大气和海洋条件变化引起的太阳辐照度高频变化. Zhao等(2010)利用高光谱数据计算了白令海光合有效辐射的剖面变化, 初步探讨了海冰对光合有效辐射的影响. Wang和Zhao(2014)利用高光谱数据分析了波弗特海漫射衰减系数的光谱分布, 给出了极区漫射衰减系数与叶绿素浓度的关系, 探讨了海冰对漫射衰减系数的影响. Zhao等(2015)探讨了楚克奇海漫射衰减系数与局地水团的关系.

在国际上, Gordon(1989)探讨了高太阳天顶角下漫射衰减系数的变化, 指出漫射衰减系数不可作为固有光学参数, 尤其是对高纬度地区, 需要经过太阳天顶角和直射辐射占比订正才可认为其为固有光学量. Mitchell(1992)利用南极半岛、巴伦支海以及格陵兰海观测数据探讨了极区海洋生物光学关系. IOCCG极区海洋工作组指出在2015年之前针对北极海洋光学观测仅有9次(Babin等, 2015). 仅有的观测已经表明, 由于低辐照度, 极区高细胞内色素浓度导致叶绿素比吸收系数较小(Cota等, 2003; Wang等, 2005; Matsuoka等, 2009, 2011). Wang和Zhao(2014)也指出漫射衰减系数与叶绿素浓度的关系较低纬度地区在指数系数上存在显著不同.

近20年来, 北极海冰正加速融化(Comiso等, 2008, 2017; 王维波和赵进平, 2014). 预报显示, 在接下来30年里, 夏季北极海冰将减小40%(Serreze等, 2007; Comiso等, 2008; Stroeve等, 2012). 在21世纪末或者更早, 北极夏季海冰将完全消失(Serreze等, 2007; Stroeve等, 2012; Wang等, 2012). 由于多年冰的减小, 泛北极初级生产力已表现出增加的迹象(Arrigo和van Dijken, 2004; Pabi等, 2008; Bélanger等, 2013). 同时, 在北冰洋边缘海域, 由于海冰融化提前, 浮游植物年度最大生物量亦已提前(Kahru等, 2010). 随着季节性冰区范围的扩大, 海冰边缘区水华发生频率正逐步增加(Ardyna等, 2014). 这些亟须通过海洋光学观测建立符合极区特殊环境的生物光学模型用以监测极区复杂多变的气候环境(Babin等, 2015).

IOCCG极区海洋工作组列举了极区海洋水色光学观测的困难和局限性(Babin等, 2015), 包括多云和雾、高太阳天顶角、海冰对遥感反射比的影响、水团复杂多变的光学性质、叶绿素极大值层较深、冰下浮游植物爆发以及浮游植物特殊的光合参数. 本文将针对高太阳天顶角、低叶绿素浓度、低辐照度等极区特殊环境开发水下漫射衰减系数模型, 依据此模型探讨高太阳天顶角、海冰对水下下行辐照度和漫射衰减系数的影响, 给出符合极区的生物光学关系.

2　模型和方法

2.1　水中辐射传输模型

水下辐射传输模型选用Dutkiewicz等(2015)与Gregg和Rousseaux(2016)详述的三流辐射模型. 其中, 水下辐照度被分解为直射下行辐照度$\left(E_d^{\mathrm{dir}}\right)$, 漫散射下行辐照度($E_s$)和漫散射上行辐照度($E_u$). 水下下行总辐照度($E_d$)为直射下行辐照度与漫散射下行辐照度之和$\left(E_d = E_d^{\mathrm{dir}} + E_s\right)$. 模式中光谱分辨率设置为2nm, 计算范围为400~700nm. 垂向分辨率为1m, 计算范围为0~100m. 对于每个波段, $E_d^{\mathrm{dir}}\left(\lambda,z\right)$、$E_s(\lambda,z)$和$E_u(\lambda,z)$满足下列微分方程:

$$\frac{\mathrm{d}E_d^{\mathrm{dir}}(\lambda,z)}{\mathrm{d}z} = -C_d(\lambda,z)E_d^{\mathrm{dir}}(\lambda,z), \tag{2}$$

$$\frac{\mathrm{d}E_s(\lambda,z)}{\mathrm{d}z} = -C_s(\lambda,z)E_s(\lambda,z) + B_u(\lambda,z)E_u(\lambda,z) + F_d(\lambda,z)E_d^{\mathrm{dir}}(\lambda,z), \tag{3}$$

$$\frac{\mathrm{d}E_u(\lambda,z)}{\mathrm{d}z} = C_u(\lambda,z)E_u(\lambda,z) - B_s(\lambda,z)E_s(\lambda,z) - B_d(\lambda,z)E_d^{\mathrm{dir}}\left(\lambda,z\right), \tag{4}$$

其中, z为深度, C_i为衰减参数, B_i和F_d分别为后向和前向散射系数. C_d, C_s和C_u的计算公式如下:

$$C_d(\lambda,z) = \frac{a(\lambda,z)+b(\lambda,z)}{\mu_d}, \tag{5}$$

$$C_s(\lambda,z) = \frac{a(\lambda,z)+r_s b_b(\lambda,z)}{\mu_s}, \tag{6}$$

$$C_u(\lambda,z) = \frac{a(\lambda,z)+r_u b_b(\lambda,z)}{\mu_u}, \tag{7}$$

其中, $\mu_d = \cos\left(\theta_d^w\right)$, θ_d^w为折射角度. 其他的参数参见表1. B_i和F_d的定义如下:

表 1　模式中部分参数的设置

参数	常数
$E_d(490,0^-)$	观测值或100W m^{-2} nm^{-1}
r_s	1.5
r_u	3.0
u_s	0.83
u_u	0.4
a_w(490)纯水吸收系数	0.0196m^{-1}
b_w(490)纯水散射系数	0.0032m^{-1}
后向散射系数在总散射系数的占比$\widetilde{b}_b$	纯水: 0.058 Ⅰ类海水: 0.3
f_y	0.2
S	0.014nm^{-1}

$$B_d(\lambda,z)=\frac{b_b(\lambda,z)}{\mu_d}, \tag{8}$$

$$B_s(\lambda,z)=\frac{r_s b_b(\lambda,z)}{\mu_s}, \tag{9}$$

$$B_u(\lambda,z)=\frac{r_u b_b(\lambda,z)}{\mu_u}, \tag{10}$$

$$F_d(\lambda,z)=\frac{\left(1-\widetilde{b}_b\right)b(\lambda,z)}{\mu_d}. \tag{11}$$

为了解析上述公式, 设置边界条件如下: 上边界设置为水下0$^-$处的下行辐照度. 波长490nm下行辐照度设置为$E_d(490,0^-)$=100W m^{-2} nm^{-1}或者为观测值. 底边界条件设置为$E_u(\lambda,\infty)=0$. 具体的计算方法参见Dutkiewicz等(2015).

2.2　极区海水的参数化

观测结果显示北极波弗特海水的垂直衰减系数较小, 符合Ⅰ类海水(Wang和Zhao, 2014). 本文依据Ⅰ类海水对极区海水进行参数化设定. 其中, 纯海水的参数化方案比较简单, 常用的数据集由Pope和Fry(1997)与Smith和Baker(1981)给出. 由于海水的吸收系数和衰减系数与海水温度和盐度有关, 也有将上述数据集通过Zhang等(2009)订正方法进行处理. 本文直接选用Smith和Baker(1981)采集的数据集.

Ⅰ类海水的吸收系数($a(z,\lambda)$)可分解为三类海水物质的吸收系数之和: 纯水吸收系数($a_w(\lambda)$), 含叶绿素颗粒物总吸收系数($a_p(z,\lambda)$)和黄色物质吸收系数($a_y(z,\lambda)$), 表达式如下:

$$a(z,\lambda)=a_w(\lambda)+a_p(z,\lambda)+a_y(z,\lambda). \tag{12}$$

Ⅰ类海水的散射系数分解为纯水散射系数与颗粒物散射系数之和, 表达式如下:

$$b(z,\lambda)=b_w(\lambda)+b_p(z,\lambda). \tag{13}$$

(1) 总颗粒物吸收系数($a_p(z,\lambda)$). 总颗粒物吸收系数为叶绿素比吸收系数和叶绿素浓度之积. 由于浮游植物群落结构和色素包裹效应, 通常情况下, 叶绿素比系数与叶绿素浓度密切相关. 那么, 总颗粒物吸收系数可以采用叶绿素浓度表示:

$$a_p(z,\lambda)=a^*(\mathrm{Chl},\lambda)\mathrm{Chl}(z)=A(\lambda)[\mathrm{Chl}(z)]^{E(\lambda)}, \tag{14}$$

Bricaud等(1998)给出了400~700nm范围内$A(\lambda)$和$E(\lambda)$.

(2) 黄色物质吸收系数($a_y(z,\lambda)$). 黄色物质吸收系数的参数方法通常采用递减指数函数, 如下所示:

$$a_y(\lambda)=a_y(\lambda_0)\exp\left(-S(\lambda-\lambda_0)\right), \tag{15}$$

其中, S一般采用选取300~440nm区间内a_y的平均值, λ_0选取440nm. 这里选择采用Morel等(2002)的参数化方式, 设定$a_y(\lambda_0)=f_y a_p(z,\lambda_0)$. 相关参数的取值见表1所示.

(3) 颗粒物散射系数($b_p(z,\lambda)$). Morel等(2002)给出了参数化的$b_p(z,\lambda)$,

$$b_p(\lambda,z)=0.416[\mathrm{Chl}(z)]^{0.766}\left(\frac{\lambda}{550}\right)^{v}, \tag{16}$$

$$v=\begin{cases}0.5(\log_{10}\mathrm{Chl}-0.3), & 0.02<\mathrm{Chl}<2\ \mathrm{mg\ m^{-3}},\\ 0, & \mathrm{Chl}\geqslant 2\ \mathrm{mg\ m^{-3}}.\end{cases} \tag{17}$$

2.3　入射辐射

模式中水下0m处下行辐照度$E_d(490,0^-)$需要分解成直射辐射$E_d^{\mathrm{dir}}(490,0^-)$和散射辐射$E_s(490,0^-)$. 三者的关系式如下:

$$E_d^{\mathrm{dir}}(490,0^-)=E_d(490,0^-)\times\left(\frac{\cos\theta_1(1-\rho_{\mathrm{dir}})f}{\varphi(1-f)+\cos\theta_1(1-\rho_{\mathrm{dir}})f}\right), \tag{18}$$

$$E_s(490,0^-)=E_d(490,0^-)-E_d^{\mathrm{dir}}(490,0^-), \tag{19}$$

$$\rho_{\mathrm{dir}}=\frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(\theta_0-\theta_1)}{\sin^2(\theta_0+\theta_1)}+\frac{\tan^2(\theta_0-\theta_1)}{\tan^2(\theta_0+\theta_1)}\right], \tag{20}$$

$$n_a\sin(\theta_0)=n_w\sin(\theta_1),$$
$$\varphi=\int_0^{\frac{\pi}{2}}(1-\rho_{\mathrm{dir}})\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta, \tag{21}$$

其中, f为海表面直射辐射在总太阳辐射中的占比. θ_1为入水折射角, θ_0为太阳天顶角. 取折射率n_a=1, n_w=1.34. 在岸基观测中, 直射辐射占比一般可直接观测散射辐射和总辐射计算获得. 由于船只摇摆, 直射辐射占比很难通过船载设备观测获取.

本文使用的北冰洋波弗特海辐射观测数据, 只简单记录了云量, 并未实际观测直射辐射占比. 本文利用如下步骤最优选取直射辐射占比: 实际中直射辐射占比的数据范围为[0,1]. 以步长为0.1, 模拟不同直射辐射占比下的下行辐照度剖面$E_d(f,490,z)$(设定水下表层下行辐照度为观测数据$E_d(490,0^-)$). 计算深度h内与观测数据$E_d^{\mathrm{obs}}(490,z)$的偏差总和$\sum_h\left|E_d(f,490,z)-E_d^{\mathrm{obs}}(490,z)\right|$. 选择偏差最小的结果对应的直射辐射占比. 本文设定深度h为10m.

2.4　漫射衰减系数

通常情况下, 下行辐照度剖面满足方程Mueller等(2003)关系:

$$E_d(z,\lambda)=E_d(0^-,\lambda)\exp\left[-\int_0^z K_d(z,\lambda)\mathrm{d}z\right], \tag{22}$$

其中, $K_d(z,\lambda)$为漫射衰减系数. 传统的k分析方法是将$K_d(z,\lambda)$作为$\ln[E_d(z,\lambda)]$局部的斜率来估计, 即在中心位置z_m的几米范围($z_m-\Delta z<z<z_m+\Delta z$), $K_d(z,\lambda)$近似为与波长有关的常数, 即

$$\ln[E_d(z,\lambda)]=\ln[E_d(z_m,\lambda)]-(z-z_m)K_d(z_m,\lambda), \tag{23}$$

其中, 截距$\ln[E_d(z_m,\lambda)]$和斜率$K_d(z_m,\lambda)$为未知量, 采用最小二乘法确定. 半宽度Δz选取没有具体规定. 不过如果选取的Δz太大, 斜率很好, 但是整个剖面上下两部分损失很多; 如果选取的Δz太小, 结果中则会出现较强的噪声. Mueller等(2003)建议将Δz取为4~8m, 本文选值Δz=6m.

3　分析和讨论

3.1　模型验证

本文选取2009年9~10月在加拿大海盆区获得的18个海洋光学观测站点(如图1a所示)验证模型模拟的水下下行辐照度剖面和垂向漫射衰减系数的准确性. 水下辐射剖面现场观测数据是由PRR800辐射仪获得.

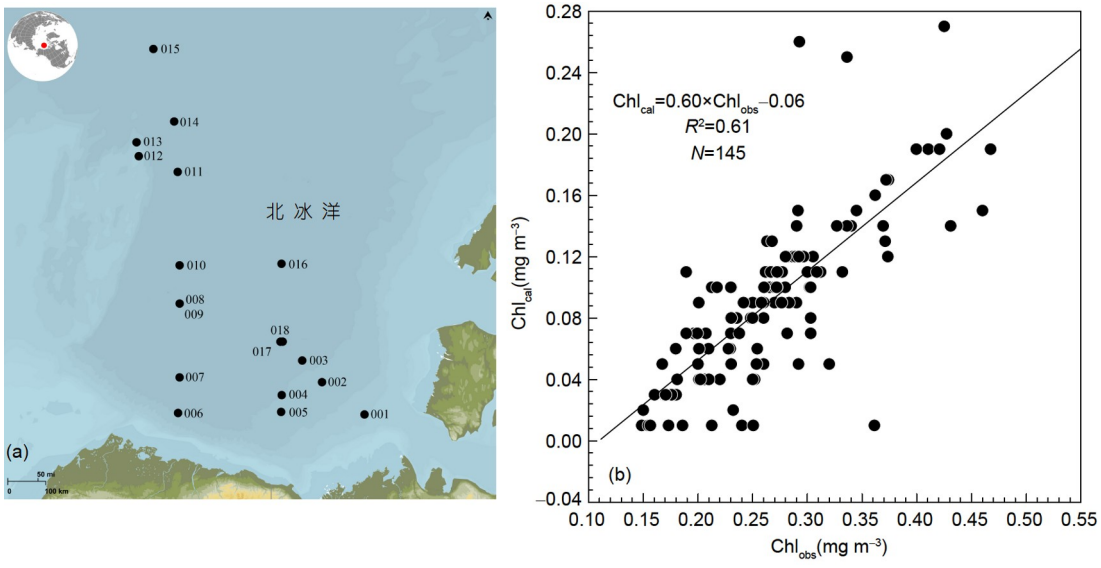

图 1　2009年9~10月在波弗特海获取的18个海洋光学观测站位(a)以及实验室观测获取的叶绿素浓度($\mathrm{Chl_{cal}}$)与ALEC-CTD观测获取的叶绿素浓度数据($\mathrm{Chl_{obs}}$)之间的拟合关系(b)

黑实线为拟合直线

PRR800为Biospherical Instruments Inc. 公司生产的剖面反射辐射计(Profiling Reflectance Radiometer System), 它可以获得水下下行辐照度和上行辐亮度. 上述辐射观测系统还同步搭载ALEC公司生产的Compact-CTD, 为模型提供了叶绿素剖面数据. 观测时站点的太阳天顶角普遍偏大, 分布在72°~89°, 满足了模型的研究需求.

由于表层下行辐照度$E_d(490,0^-)$受波浪显著影响, 一般采用水下6m范围内下行辐照度$E_d(490,z)$反推所得, 方法参见Zhao等(2010, 2015). 另外, 本文通过实验室分光光度计获取的分层叶绿素浓度对ALEC-CTD荧光计观测的水下叶绿素浓度剖面进行订正, 两者关系式如图1b所示. 以008站为例, 图2a给出了订正前后的叶绿素浓度剖面. 利用订正后的叶绿素剖面数据和表层下行辐照度数据, 模拟490nm水下下行辐照度和垂直衰减系数的变化, 如图2所示.

模型获得的490nm下行辐照度($E_d(490)_{\mathrm{mod}}$)在垂向上与观测数据($E_d(490)_{\mathrm{obs}}$)吻合较好. 两者最大差异位于表层5m, 误差仅有0.53μW cm^{-2} nm^{-1}, 相对误差也仅有7.38%. 在超过40m后, $E_d(490)_{\mathrm{mod}}$与$E_d(490)_{\mathrm{obs}}$的差

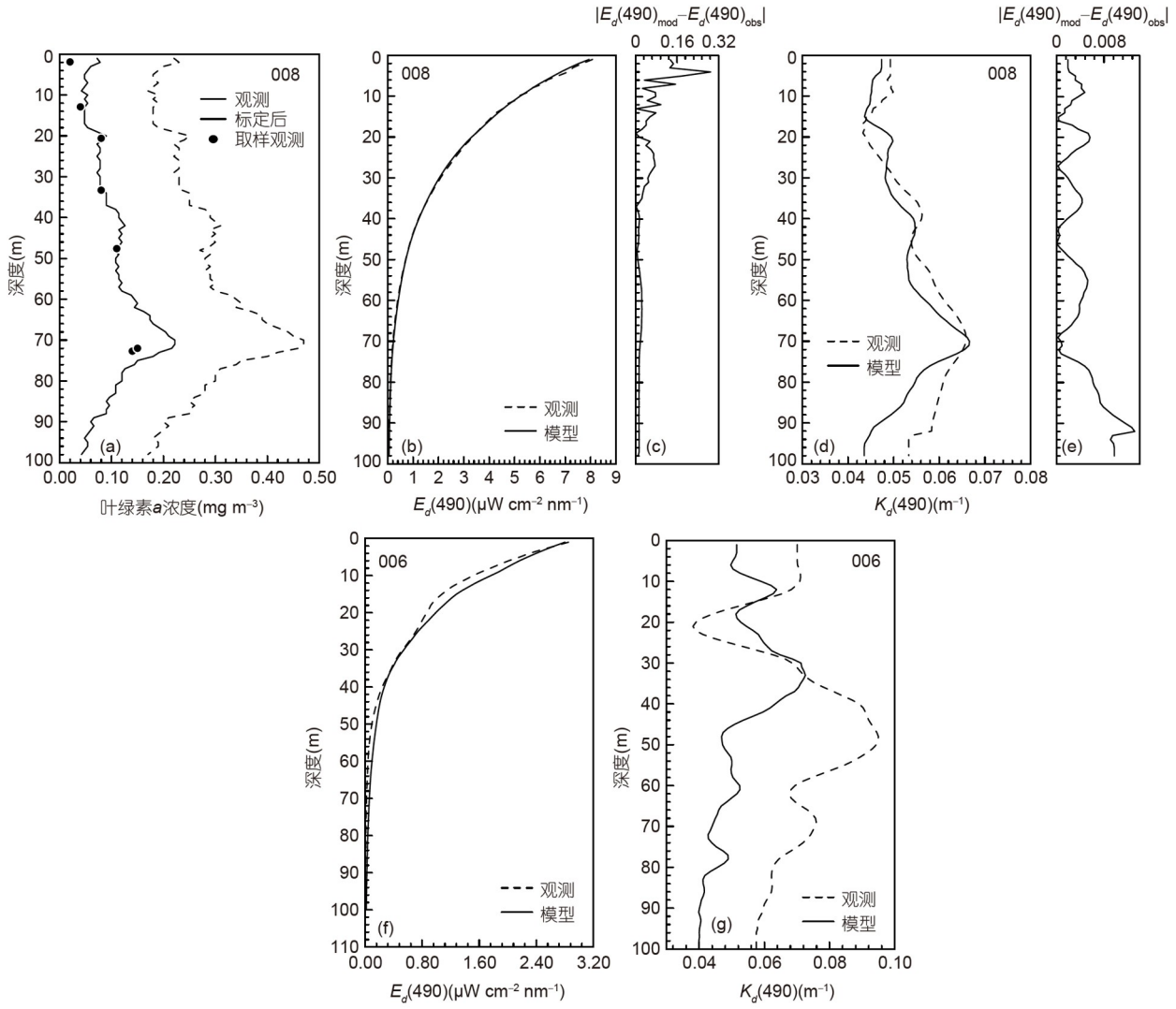

图 2　未受海冰影响的008站订正前后的叶绿素剖面数据(a)和模拟获得的490nm下行辐照度(b)和垂直衰减系数(c)与现场观测数据的之差((b)和(e)), 以及受海冰影响的016站模拟获得的490nm下行辐照度(f)和垂直衰减系数(g)与现场观测数据的对比

(a)图中黑点为水采实验室测量的叶绿素浓度

异随深度变化不明显, 平均值仅有0.015μW cm^{-2} nm^{-1}. 不过, 由于高太阳天顶角和高纬度的影响, 极区辐射本身较小, 较小的误差引起了较大的相对误差. 计算发现, 在超过87m后, 下行辐照度相对误差超过了10%. 随着深度增加, 相对误差快速增加, 至95m处达到21%. 遥感观测常定义下行光合有辐照度PAR下降至表层量值1%的深度为真光层(Euphotic Zone Depth)深度. 那么取$E_d(490)_{obs}$下降至1%的深度(90m)计算相对误差只有4.96%.

模型获得的490nm垂直衰减系数($K_d(490)_{mod}$)在垂向上能较好地反映观测数据($K_d(490)_{obs}$)的垂向变化特征. 两者都表现出, 在70m处达到极大值和在20m处达到极小值. 两者的最大差异位于91m, 相对误差达到21.67%. 从图中可以发现, 两者差异是在70m后缓慢增大. 以70m为界, 70m以浅平均相对误差只有5.08%, 而70~100m两者相对误差达到10.02%. 真光层深度的平均相对误差只有6.02%.

本文还统计其他17个站点$E_d(490)$和$K_d(490)$在真光层深度内平均相对误差, 如表2所示. 在所有观测站点中, 004站获取的$E_d(490)$和$K_d(490)$相对误差最小, 仅有4.11%和6.63%. 006站模拟获取的$E_d(490)$和$K_d(490)$相对误差最大(见图2f和2g), 分别达到25.98%和24.92%. 值得注意的是, 006站点周围存在大范围的浮冰. 该站点随着深度增加周围的冰块对辐射数据造成了巨大的影响, 在垂直衰减系数上表现出不寻常的先减小后增大的特征. 同样的情况, 也发生在001、002、003、006、013、016、017以及018站. 在一些没有海冰, 或者离海冰较远的观测记录中(例如, 004、005、007、008、009、010、011、012、014和015), $E_d(490)$和$K_d(490)$相对误差均较小. 统计显示, 在无冰影响的站点, $E_d(490)$和$K_d(490)$相对误差的平均值分别为7.04%和9.88%. 而受冰影响的站点, $E_d(490)$和$K_d(490)$相对误差的平均值增大至15.89%和15.55%. 由于海冰遮挡部分太阳辐射, 那么所获得的垂直衰减系数也不能完全代表海水生物光学特性, 需要对观测数据进行订正处理.

总的来说, 该模型能很好地模拟高太阳天顶角和高纬度下水下下行辐照度和垂直衰减系数的剖面分布. 统计结果显示, 在真光层深度内, 模拟值和观测值

表 2　2009年9~10月加拿大海盆区模拟获得的$E_d(490)$和$K_d(490)$相对误差[a)]

站点	太阳遮挡情况	冰况	$E_d(490)$平均相对误差	$K_d(490)$平均相对误差
001	被云遮挡	离冰20m	13.35%	5.13%
002	晴朗	离冰50m	10.19%	11.98%
003	晴朗	被冰包围	10.06%	12.53%
004	被云遮挡	冰间湖内观测	4.11%	6.63%
005	被云遮挡	离冰20m	3.20%	10.05%
006	被云遮挡	有浮冰	25.98%	24.92%
007	被云遮挡	离冰500m	11.66%	4.80%
008	被云遮挡	开阔水域	4.13%	5.79%
009	被云遮挡	开阔水域	3.65%	10.53%
010	被云遮挡	开阔水域	8.98%	11.38%
011	被云遮挡	海面被薄冰覆盖	7.17%	10.72%
012	晴朗	离冰20m	9.78%	12.17%
013	有雾, 被遮挡	被冰包围	12.46%	14.54%
014	晴朗	离冰50m	8.26%	12.23%
015	有雾, 被遮挡	离冰20m	9.50%	14.51%
016	晴朗	被冰包围	14.78%	17.30%
017	被云覆盖	被冰包围	21.05%	23.09%
018	晴朗	被冰包围	19.28%	14.93%

a) 表中也展示了同步记录的观测站点太阳遮挡情况以及冰况

间的相对误差较小，分别为7.04%和9.88%. 受海冰的影响，辐射观测数据计算获取的垂直衰减系数并不能真实地反映海水的光学特性. 本文认为该模型模拟获得辐射数据和垂直衰减系数可作为受冰影响站点的订正数据，对分析北冰洋大范围海水光学特性具有指导意义.

3.2 敏感性分析

模式中直射辐射占比和叶绿素浓度是两个非常重要的物理参数. 直射辐射占比无法直接通过船载设备观测，需通过先验假定和约束方程进行获取. 同时荧光法测量获取的叶绿素浓度剖面本身存在一定误差. 为此, 本文针对这两个参数设计了敏感性试验. 设计方案如下: (1) 辐射数据选取008站, 叶绿素浓度剖面数据选取008站订正后数据，直射辐射占比在[0，1]范围内变化. (2) 辐射数据选取008站，固定直射辐射占比f为1，叶绿素浓度变化系数T(乘以叶绿素浓度)在[0.5，2]范围内变化. 计算真光层深度内平均相对误差，构建不同直射辐射比和叶绿素浓度变化系数与真光层内平均相对误差之间的关系, 如图3所示.

图3a显示出不同直射辐射占比对E_d(490)和K_d(490)影响完全不同. 随着直射辐射占比的增大，E_d(490)的相对误差迅速增大, 从4.12%增大至14.50%, 说明准确的直射辐射占比能显著的提高模型模拟的准确性. 而K_d(490)的相对误差只从6.05%微弱地增加至7.77%. 可以确定直射辐射占比对垂直衰减系数的模拟影响较小. 图3b显示不同叶绿素浓度均对E_d(490)和K_d(490)产生巨大影响. 在给定的方案中，平均相对误差均呈现V型变化规律. 可以认为, 准确地获取叶绿素浓度剖面变化是模式正确模拟E_d(490)和K_d(490)的前提条件.

3.3 传统漫射衰减系数的观测方法在极区的适用性

本节将设计模拟方案初步探讨高太阳天顶角下，低叶绿素浓度(整个水柱叶绿素保持一致)和不同直射辐射占比对漫射衰减系数垂向剖面的影响，给出利用传统方法观测获取垂直衰减系数在极区的适用性评价. 模拟方案设计如表3所示. 为了评估太阳天顶角和叶绿素浓度对垂直漫射衰减系数的影响程度，本文计算了同一方案中不同太阳天顶角下，在特定深度的

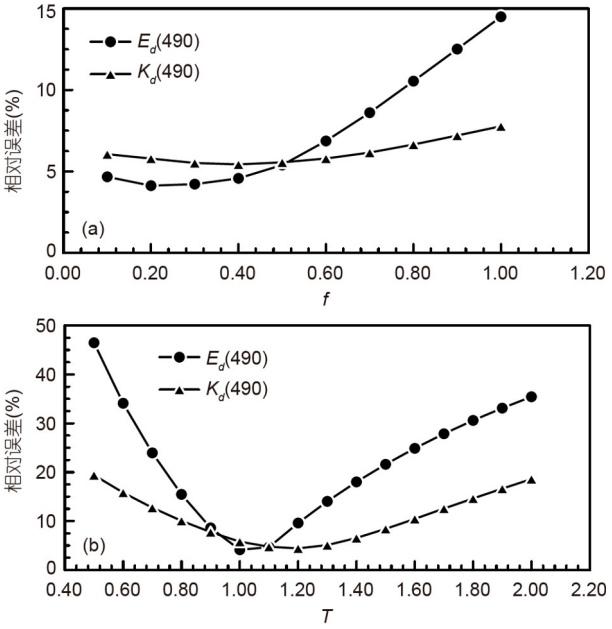

图 3　不同直射辐射占比(a)和叶绿素浓度变化系数(b)对真光层内下行辐照度和垂直衰减系数的平均相对误差的影响

表 3　模拟方案

太阳天顶角	5° 10° 15° 20° 30° 45° 60° 75°
方案1: Chl不同 f=0.75	纯海水 0.05mg m^{-3} 0.25mg m^{-3} 0.5mg m^{-3} 1mg m^{-3} 2mg m^{-3}
方案2 f不同 Chl=0.5mg m^{-3}	0.1 0.4 0.6 0.9

490nm漫射垂直衰减系数的标准差.

(1) 方案1. 方案1模拟了不同太阳天顶角下纯水、叶绿素浓度为0.05、0.25、0.5、1和2mg m^{-3}的K_d(490)的剖面变化，如图4所示. 依据模拟结果，计算了5、10、15、20、30、45和60m的K_d(490)的标准差, 见表4所示.

在纯海水中，模拟获得K_d(490)在整个水柱中差异不大. 太阳天顶角越小，K_d(490)越接近纯水吸收系数和后向散射系数之和. K_d(490)的标准差在不同深度差

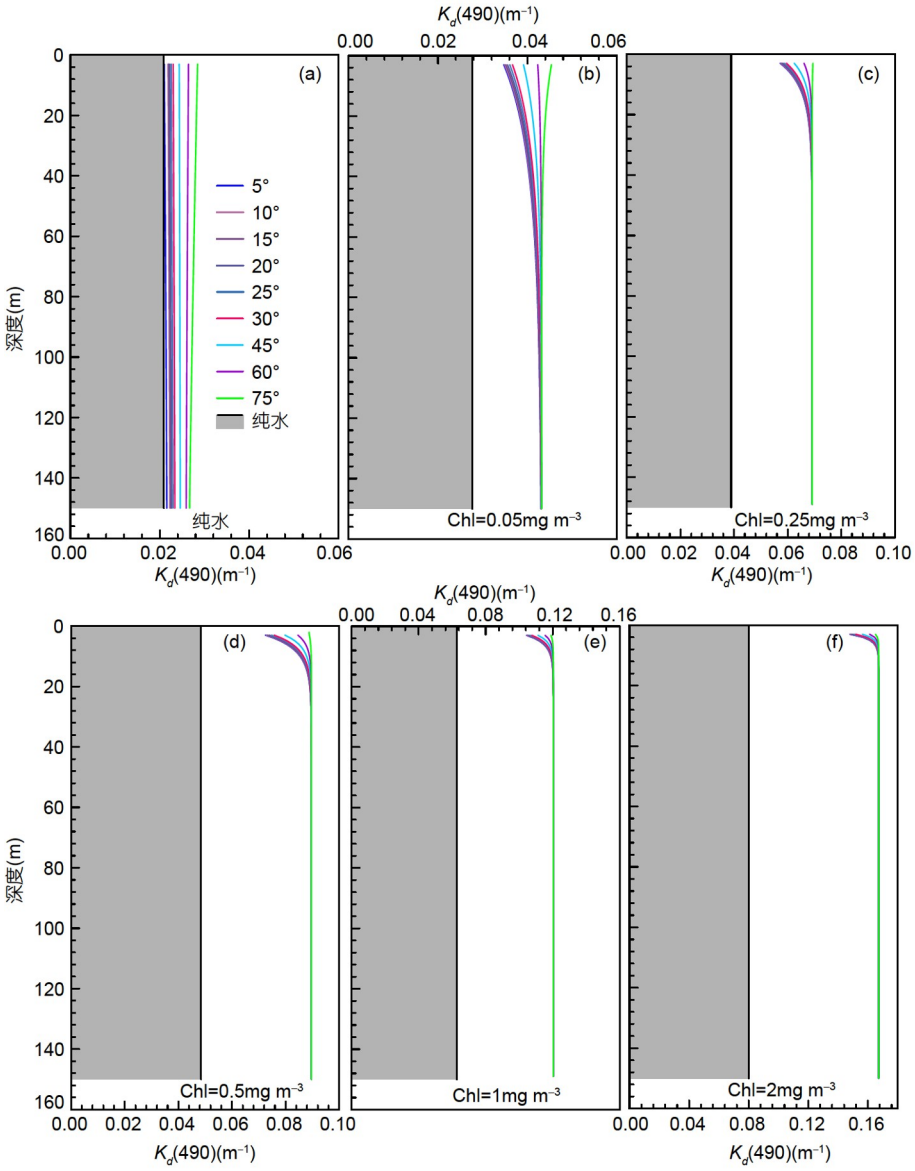

图 4　模拟不同太阳天顶角下(5°、10°、15°、20°、30°、45°、60°和75°)在纯水(a)、叶绿素浓度为0.05mg m^{-3}(b)、0.25mg m^{-3}(c)、0.5mg m^{-3}(d)、1mg m^{-3}(e)和2mg m^{-3}(f)的漫射衰减系数的剖面变化

图中阴影区域为模式中海水吸收系数(***a***)与后向散射系数(***b_b***)之和

异也不大.

在Ⅰ类海水中, 5种不同叶绿素浓度下模拟获得的K_d(490)标准差都表现出表层最大, 随着深度的增大, 标准差越小的特征. 模拟显示, 表层最大的标准差出现在Chl=0.25mg m^{-3}的海水中. 随着浓度的增大, 表层K_d(490)的标准差减小. 在Chl=2mg m^{-3}的海水中, 表层K_d(490)的标准差仅有0.0011m^{-1}.

从垂向上看, 5种类型海水的标准差随深度增大, 其值减小明显, 甚至在某一深度, 9个不同太阳天顶角下, K_d(490)基本一致, 计算获得的标准差近乎为0m^{-1}. 从深度上看, 随叶绿素浓度的增大, K_d(490)标准差为0m^{-1}的深度逐渐减小. 在高浓度叶绿素浓度海水(2mg m^{-3}), 深度只有15m, 说明随着叶绿素浓度的增大, 太阳天顶角对K_d(490)的影响越小. 如果以标准差平均值

表 4　两种方案模拟获得的K_d(490)在特定深度的标准差

深度(m)	方案1(mg m^{-3})						方案2			
	0	0.05	0.25	0.5	1	2	0.1	0.4	0.6	0.9
5	0.0021	0.0032	0.0034	0.0031	0.0022	0.0011	0.0005	0.0022	0.0031	0.0043
10	0.0021	0.0028	0.0022	0.0015	0.0006	0.0001	0.0002	0.0008	0.0012	0.0017
15	0.0020	0.0023	0.0013	0.0006	0.0001	≈0.0	0.0001	0.0003	0.0005	0.0007
20	0.0020	0.0020	0.0007	0.0002	≈0.0	≈0.0	≈0.0	0.0001	0.0002	0.0003
30	0.0019	0.0017	0.0004	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0
45	0.0019	0.0015	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0
60	0.0018	0.0009	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0	≈0.0

为0.001m^{-1}作为太阳天顶角影响强弱的判断依据，那么在纯水中，太阳天顶角在整个水柱皆影响K_d(490). 叶绿素浓度为0.05mg m^{-3}的海水中，太阳天顶角对K_d(490)的显著影响的深度仅为表层45m以浅. 随着浓度的增大，显著影响的深度逐渐变浅，在2mg m^{-3}的海水中，仅位于表层5m.

可以认为，在真实海水中，太阳天顶角对表层K_d(490)影响较大，与Gordon(1989)研究结果一致. 太阳天顶角对深层K_d(490)影响较小，可与固有光学参量建立拟合关系式.

(2) 方案2. 为了评估不同海表面直射辐射占比f对K_d(490)剖面的影响，选取海水垂向的叶绿素浓度为0.5mg m^{-3}，在f=0.1、0.4、0.6和0.9下，模拟K_d(490)的垂向剖面分布，如图5所示.

从表4中可以看出，当f=0.1，整个水层的标准差普遍小于0.001m^{-1}. 随着f的增大，表层5m的标准差缓慢增大. 当f达到0.9，表层5m标准差达到0.0043m^{-1}，是纯海水标准差的2倍. 在不同太阳天顶角下，标准差为0m^{-1}的深度基本无变化. 当f=0.1时，深度达到25m. f≥0.4时，深度稳定在30m水层. 可以认为，f的变化对超过30m水层K_d(490)影响较小.

(3) 50m层K_d(490)与固有光学的关系. 上述的分析表明，叶绿素浓度和不同的直射辐射占比对上层(普遍小于30m，只有在极低叶绿素浓度时，超过30m水层)K_d(490)影响较大，对30m以深影响较小. 可以认为，下层的垂直漫射衰减系数主要受海水固有光学性质决定. 为了探讨两者之间的关系，设定海水水柱含有不同的叶绿素浓度(0.02~4mg m^{-3}，共计16个个例)，模拟获得50m漫射衰减系数. 吸收系数(a)与后向散射系数(b_b)之和代表海水的固有光学参数，将K_d(490)与固有光学参数建立关系，如图6所示. 50m层K_d(490)与吸收系数(a)与后向散射系数(b_b)之和拟合关系式如下:

$$a(490)+b_b(490)=0.5232\times K_d(490), \tag{24}$$

50m层K_d(490)与固有光学存在非常显著的线性关系，两者的相关系数达到0.995，均方根误差也只有0.0003，说明50m以深的K_d(490)可作为海水固有光学参数，其变化不受光场和太阳天顶角变化而变化. 已有的研究表明(Sathyendranath和Platt，1988；Sathyendranath等，1989)，K_d(490)与固有光学参数的关系如下:

$$\left(a(490)+b_b(490)\right)\approx\cos\left(\theta_d^w\right)\times K_d(490), \tag{25}$$

θ_d^w为水下太阳入射角. 对比式(25)，可以发现式(24)中K_d(490)与a(490)+b_b(490)的关系可认为是水下入射角为58.45°的太阳辐射产生的.

(4) 表层K_d(490)与固有光学的关系. 式(25)也可以用于表征表层K_d(490)与固有光学的关系. 不过它并没有考虑直射辐射占比对表层K_d(490)的影响. Gordon (1989)利用Monte Carlo模型方法将表层K_d(490)，固有光学参数(a+b_b)，直射辐射占比以及太阳高度角建立关系式.

从图3和图4中可以看出，在高太阳天顶角下(大于60°)，表层K_d(490)表现出与下层水体一致. 模拟不同太阳天顶角(大于60°)和不同叶绿素浓度下表层K_d(490)与50m层K_d(490)之比发现(图7)，在高太阳天顶角下，比值维持在0.95~1.08，平均值为0.99. 在超过0.5mg m^{-3}的高叶绿素浓度海水中，超过75°

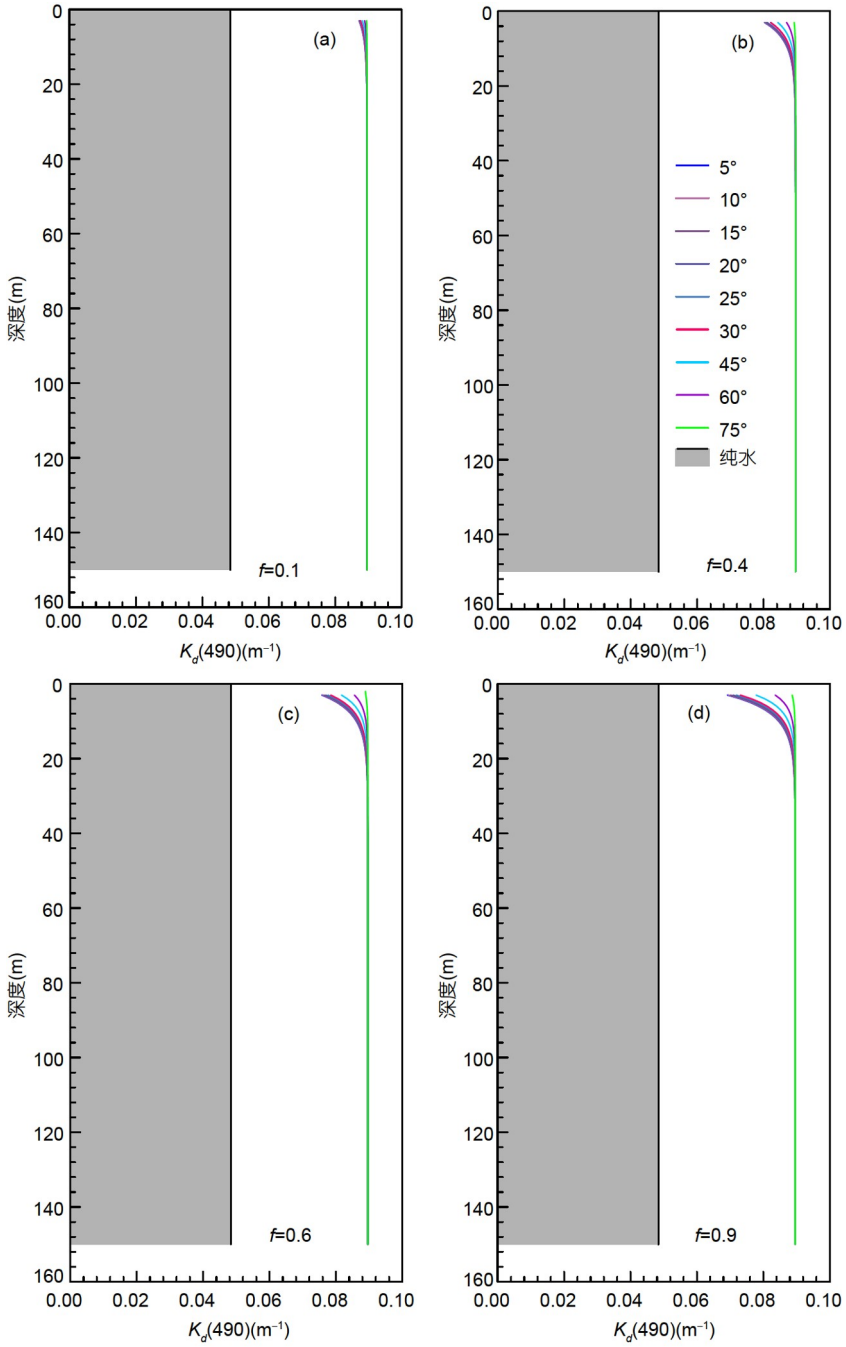

图 5　模式模拟不同太阳天顶角下(5°、10°、15°、20°、30°、45°、60°和75°)在海面直射辐射占比*f*=0.1(a)、0.4(b)、0.6(c)和0.9(d)漫射衰减系数的剖面变化

图中阴影区域为模式中海水吸收系数(a)与后向散射系数(b_b)之和

的太阳天顶角下，比值接近于1. 也就是，不需考虑直射辐射占比，在高太阳天顶角下，表层漫射衰减系数亦可作为固有光学参数. 同样可选取50m层关系式(24)直接获取表层固有光学参数. 即使在0.05mg m^{-3}的低叶绿素浓度水体，计算误差也不超过8%.

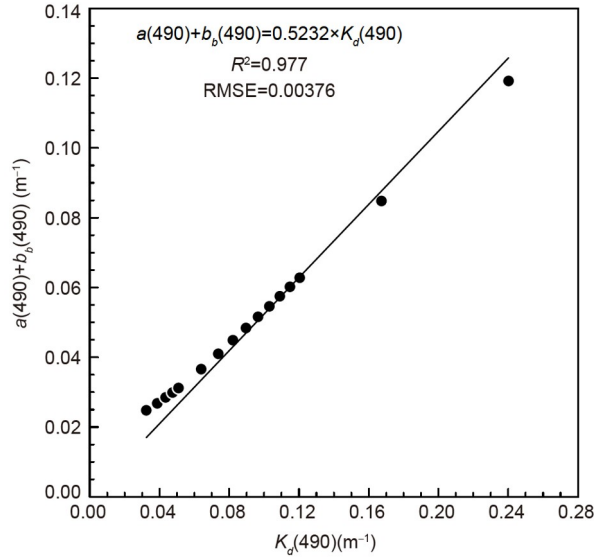

图 6　50m层海水K_d(490)与固有光学参数(吸收系数(a(490))与后向散射系数(b_b(490))之和)之间的关系

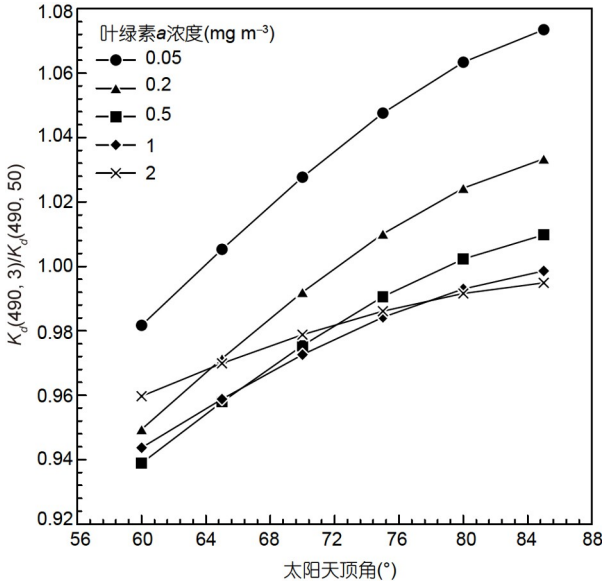

图 7　不同叶绿素浓度下, 表层K_d(490)与50m层K_d(490)之比与高太阳天顶角之间的关系

4　结论

本文通过三流辐射传输模型研究了极区高太阳天顶角和不同直射辐射占比下水体漫射衰减系数的垂向分布特征，探讨了传统表观光学观测方法在极区的适用性. 本文选取2009年秋季波弗特18个海洋光学观测数据验证了辐射传输模型在高太阳天顶角下模拟漫射衰减系数的准确性. 统计结果显示, 在无海冰影响, 辐射传输模型对490nm下行辐照度和漫射衰减系数模拟与观测值的平均相对误差分别为7.04%和9.88%. 而在海冰包围的站点，模型对有冰站点的模拟误差达到15.89%和15.55%. 本文认为冰的遮挡改变了太阳辐射在海水中的分布，通过观测数据计算获得漫射衰减系数并不能反映真实海水的光衰减程度. 而模型模拟的辐射剖面数据和漫射衰减系数更为可信，这为在冰区开展海水光学性质研究提供了可能.

通过模拟发现在超过30m以深，漫射衰减系数基本不受太阳天顶角和直射辐射占比的影响，可认为是固有光学参数, 与固有光学参数(吸收系数和后向散射系数之和)满足线性关系. 而在表层，漫射衰减系数受太阳天顶角和直射辐射占比影响巨大. 但在超过60°太阳天顶角下，表层漫射衰减系数表现出与50m以深水体一致的特征，它亦可认为是固有光学参数，可通过50m层关系式获取固有光学参数. 在叶绿素浓度大于0.05mg m^{-3}的水体, 计算误差不超过8%.

总的来说，极区漫射衰减系数的剖面变化受太阳直射辐射占比和高太阳天顶角的影响较小，在深度剖面上都可认为其直接反映海水固有光学性质，在观测过程中，不需要考虑直射和太阳天顶角的影响. 文中给出的垂直漫射衰减系数与固有光学量的关系可用于固有光学参数反演和相关模式计算之中. 同时, 海冰是极区光学观测极大的扰动因素，需要对冰下光场的影响进行科学的评估，建立起观测距离与水下光场变化的定量关系，最终制定更加有效的观测方式，尽可能地减少观测过程中海冰对水下辐射观测的影响.

致谢　感谢赵进平老师、史久新老师和矫玉田老师提供的现场观测数据.

参考文献

王维波, 赵进平. 2014. 累积海冰密集度及其在认识北极海冰快速变化的作用. 地球科学进展, 29: 712–722

赵进平, 王维波, 矫玉田. 2010. 海面大气和海洋条件变化引起的太阳辐照度高频变化分析. 中国海洋大学学报, 40: 1–8

Ardyna M, Babin M, Gosselin M, Devred E, Rainville L, Tremblay J É. 2014. Recent Arctic Ocean sea ice loss triggers novel fall phytoplankton blooms. Geophys Res Lett, 41: 6207–6212

Arrigo K R, van Dijken G L. 2004. Annual cycles of sea ice and phytoplankton in Cape Bathurst polynya, southeastern Beaufort Sea, Canadian Arctic. Geophys Res Lett, 31: L08304

Babin M, Arrigo K, Bélanger S, Forget M H, Frouin R, Hill V, Hirawake T, Matsuoka Mitchell B G, Reynolds R A. 2015. Ocean Colour Remote Sensing in Polar Seas. IOCCG Report Series, No. 16, International Ocean Colour Coordinating Group, Dartmouth, Canada

Bélanger S, Cizmeli S A, Ehn J, Matsuoka A, Doxaran D, Hooker S, Babin M. 2013. Light absorption and partitioning in Arctic Ocean surface waters: Impact of multiyear ice melting. Biogeosciences, 10: 6433–6452

Bricaud A, Morel A, Babin M, Allali K, Claustre H. 1998. Variations of light absorption by suspended particles with chlorophyll a concentration in oceanic (case 1) waters: Analysis and implications for bio-optical models. J Geophys Res, 103: 31033–31044

Chang G C, Dickey T D. 2004. Coastal ocean optical influences on solar transmission and radiant heating rate. J Geophys Res, 109: C01020

Comiso J C, Meier W N, Gersten R. 2017. Variability and trends in the Arctic Sea ice cover: Results from different techniques. J Geophys Res-Oceans, 122: 6883–6900

Comiso J C, Parkinson C L, Gersten R, Stock L. 2008. Accelerated decline in the Arctic sea ice cover. Geophys Res Lett, 35: 1–6

Cota G F, Harrison W G, Platt T, Sathyendranath S, Stuart V. 2003. Bio-optical properties of the Labrador Sea. J Geophys Res, 108: 3228

Dickey T, Lewis M, Chang G. 2006. Optical oceanography: Recent advances and future directions using global remote sensing and *in situ* observations. Rev Geophys, 44: 1–39

Dutkiewicz S, Hickman A E, Jahn O, Gregg W W, Mouw C B, Follows M J. 2015. Capturing optically important constituents and properties in a marine biogeochemical and ecosystem model. Biogeosciences, 12: 4447–4481

Gattuso J P, Gentili B, Duarte C M, Kleypas J A, Middelburg J J, Antoine D. 2006. Light availability in the coastal ocean: Impact on the distribution of benthic photosynthetic organisms and their contribution to primary production. Biogeosciences, 3: 489–513

Gordon H R. 1989. Theoretical aspects of hydrologic optics. Limonol Oceanogr, 34: 1389–1409

Gregg W W, Rousseaux C S. 2016. Directional and spectral irradiance in ocean models: Effects on simulated global phytoplankton, nutrients, and primary production. Front Mar Sci, 3, doi: 10.3389/fmars.2016.00240

Kahru M, Gille S T, Murtugudde R, Strutton P G, Manzano-Sarabia M, Wang H, Mitchell B G. 2010. Global correlations between winds and ocean chlorophyll. J Geophys Res, 115: C12040

Kirk J T O. 1983. Light and Photosynthesis in Aquatic Ecosystems. Cambridge: Cambridge University Press. 401

Lewis M R, Carr M E, Feldman G C, Esaias W, McClain C. 1990. Influence of penetrating solar radiation on the heat budget of the equatorial Pacific Ocean. Nature, 347: 543–545

Matsuoka A, Hill V, Huot Y, Babin M, Bricaud A. 2011. Seasonal variability in the light absorption properties of western Arctic waters: Parameterization of the individual components of absorption for ocean color applications. J Geophys Res, 116: C02007

Matsuoka A, Larouche P, Poulin M, Vincent W, Hattori H. 2009. Phytoplankton community adaptation to changing light levels in the southern Beaufort Sea, Canadian Arctic. Estuar Coast Shelf Sci, 82: 537–546

Mitchell B G. 1992. Predictive bio-optical relationships for polar oceans and marginal ice zones. J Mar Syst, 3: 91–105

Morel A, Antoine D, Gentili B. 2002. Bidirectional reflectance of oceanic waters: Accounting for Raman emission and varying particle scattering phase function. Appl Opt, 41: 6289–6306

Morel A. 1982. Optical properties and radiant energy in the waters of the guinea dome and the mauritanian upwelling area in relation to primary production. Rapp. P.-v. Réun. Const. int. Exp. Me. 180: 94–107

Mueller J L, Fargion G S, Mcclain C R. 2003. Ocean Optics Protocols for Satellite Ocean Color Sensor Validation, Revision 4, Volume III: Radiometric Measurements and Data Analysis Protocols. 76, doi: 10.25607/OBP-64

Pabi S, van Dijken G L, Arrigo K R. 2008. Primary production in the Arctic Ocean, 1998–2006. J Geophys Res, 113: C08005

Pope R M, Fry E S. 1997. Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water II Integrating cavity measurements. Appl Opt, 36: 8710–8723

Sathyendranath S, Platt T, Caverhill C M, Warnock R E, Lewis M R. 1989. Remote sensing of oceanic primary production: Computations using a spectral model. Deep Sea Res Part A Oceanographic Res Papers, 36: 431–453

Sathyendranath S, Platt T. 1988. The spectral irradiance field at the surface and in the interior of the ocean: A model for applications in oceanography and remote sensing. J Geophys Res, 93: 9270–9280

Serreze M C, Holland M M, Stroeve J. 2007. Perspectives on the Arctic's shrinking sea-ice cover. Science, 315: 1533–1536

Smith R C, Baker K S. 1981. Optical properties of the clearest natural

waters (200–800 nm). Appl Opt, 20: 177–184

Stroeve J C, Serreze M C, Holland M M, Kay J E, Malanik J, Barrett A P. 2012. The Arctic's rapidly shrinking sea ice cover: A research synthesis. Clim Change, 110: 1005–1027

Wang J, Cota G F, Ruble D A. 2005. Absorption and backscattering in the Beaufort and Chukchi Seas. J Geophys Res, 110: C04014

Wang M, Overland J E, Stabeno P. 2012. Future climate of the Bering and Chukchi Seas projected by global climate models. Deep-Sea Res Part II-Top Stud Oceanogr, 65-70: 46–57

Wang W, Zhao J. 2014. Variation of diffuse attenuation coefficient of downwelling irradiance in the Arctic Ocean. Acta Oceanol Sin, 33: 53–62

Wang W, Zheng J, Jing C, Zhao J. 2022. Relationship of the quanta-to-energy ratio of photosynthetically active radiation with chlorophyll-a in case I seawater. J Mar Sci Eng, 10: 2005

Zhang X, Hu L, He M X. 2009. Scattering by pure seawater: Effect of salinity. Opt Express, 17: 5698

Zhao J, Wang W, Cooper L. 2010. Calculation of photosynthetically available radiation using multispectral data in the Arctic. Chin J Polar Res, 22: 91–103

Zhao J, Wang W, Kang S H, Yang E J, Kim T W. 2015. Optical properties in waters around the Mendeleev Ridge related to the physical features of water masses. Deep-Sea Res Part II-Top Stud Oceanogr, 120: 43–51

(责任编委: 吴立新)