

从太阳总辐射信息反演 云光学厚度的理论研究*

邱金桓

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

摘 要 本文从理论上探讨了从全波段太阳总辐射信息反演云光学厚度的一个新方法, 并分析了引起云光学厚度解的误差的主要因子。理论分析和数值试验表明, 在大气满足水平平均的条件下, 本方法的云光学厚度解的精度主要取决于气溶胶光学特性的确定误差, 如果气溶胶光学厚度的误差在 30% 以内, 或折射率虚部的误差在 0.02 以内, 云光学厚度解的误差一般在 15% 以内。本文还发展了一个二层模式的半经验的 δ -Eddington 近似, 其精度优于 Eddington 和 δ -Eddington 近似, 而且无须知道云和气溶胶消光系数的垂直分布, 适用于本反演算法。

关键词 太阳总辐射 云光学厚度 δ -Eddington 近似 气溶胶

1 引言

云的物理光学特性对地气系统的辐射收支有很大的影响^[1~2], 其中云的光学厚度特性为地气辐射系统的主要调节参数, 正如 Webster 的研究所表明的, CO_2 的加倍所引起的增温效应, 可由低云的 10% 的增加或高云 10% 的减少所补偿^[3], 因此, 研究云的光学厚度长期变化规律对气候变化研究具有重要意义。现有的一些参数化的辐射模式中, 对云辐射的处理一般是建立辐射与云量之间的参数化关系, 若能以云光学厚度替代云量, 有助于提高辐射计算的精度。

尽管现在已有多种云物理光学特性的探测手段, 然而可见区域云光学厚度的定量化探测问题仍存在一些困难。卫星云遥感技术的成功应用是云探测史上的一个具有划时代意义的革命, 但对太阳光谱区域的云光学厚度的定量化探测问题也还没有完全解决。当云很薄时, 卫星接收的向上辐射对地表反照率的变化很敏感, 而当云较厚时, 行星反照率变得接近于 1, 向上的辐射对云光学厚度的变化会变得不敏感。激光雷达和太阳光度计都是探测薄云和中厚云的有效手段, 但不适于探测厚云, 微波雷达可探测云水含量, 但要由该云水含量推出云光学厚度, 必须对云的微物理特性作一些假设。邱金桓曾提出了一个从窄波段的地球上太阳总透射通量反演云光学厚度的方法^[4], 并用于探测南极长城站的云光学厚度^[5], 但这两篇论文都忽略了气溶胶的存在以反演云光学厚度, 正如后面的研究所表明的, 这可导致很大的误差。不仅在中国, 而且在世界上许多国家, 都有不少的气象台站长期坚持采用太阳总辐射表测量大约 0.3 至 $4\mu\text{m}$ 波长范围地面上太阳

1994-11-14 收到, 1995-02-28 收到修改稿

* 国家自然科学基金资助项目

的总辐射。因此, 若有一种方法可从全(或宽)波段的太阳总辐射提取云光学厚度的信息, 这对于研究云的长期变化规律及其辐射气候效应具有重要意义。本文的目的正是从理论上探索这一遥感方法及相应的反演算法。

2 半经验的 δ -Eddington 近似

在很多关于传输的问题中主要关心的是向上和向下通量, 这往往能使问题简化, 并有可能求得近似解析解, 这种只求向上和向下两方向辐射的二流问题, 其计算简单, 在许多应用问题中如大气环流模式和气候模式中常被应用, 由于处理方式不同而有各种二流近似模式, 它们主要是廖国男的二流近似^[6], Eddington 近似^[7], δ -二流近似^[8], δ -Eddington 近似^[9]以及 C-C 二流近似^[10], 在前二个近似模式中, 相函数均取勒让德展开的前二项, 对光学厚度较大以及一次散射反照率 $\omega=1$ 的情形, 它们都具有相当理想的精度, 但当光学厚度较小以及在太阳天顶角较小的情形, 这两个近似的精度一般很差, 甚至可出现反射率为负的情况, 为了避免这一弱点, Joseph 等人提出了 δ -Eddington 近似^[9], Schaller 发展了 δ -二流近似^[8], 这两个近似均在相函数的展开中引入 δ 函数, 即取

$$P(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu') + (1-f)(1 + 3g^* \mu\mu'). \quad (1)$$

(1)式中 P 为相函数, μ 和 μ' 为太阳天顶角余弦, $g^* = (g-f)/(1-f)$, g 为不对称因子, 并一般取 $f=g^2$, 在这两个近似中, 同时要对一次散射反照率 ω 和总光学厚度 τ_T 作如下变换:

$$\tau_T^* = (1-\omega f)\tau_T, \quad (2)$$

$$\omega^* = \frac{(1-f)\omega}{1-f\omega}. \quad (3)$$

在这种变换下, 原来的二流近似或 Eddington 近似的解就变成 δ -二流近似或 δ -Eddington 近似的解, 若取 $f=0$, 后者又还原为前者。当光学厚度和太阳天顶角很小时, Eddington 近似的误差很大, 而 δ -Eddington 近似却能给出较好的结果, 然而即使当光学厚度很小时, 如果太阳天顶角较大, δ -Eddington 也不一定优于 Eddington 近似, 而且正如本文后面的研究结果所表明的, 当太阳天顶角很大时, Eddington 近似一般优于 δ -Eddington 近似。此外, 当光学厚度很大时, Eddington 近似解和 δ -Eddington 近似一般相差很小, 而且对 $\omega=1$ 的情形, 精度都很高, 但对 $\omega<1$ 情形, 两个近似解的精度都变差, 特别是计算的向下漫射通量可偏小 100% 以上。本文提出了一个半经验的 δ -Eddington 近似, 对 δ -Eddington 近似作如下两方面改进:

(1) 不取 $f=g^2$, 而取 $f=(1-e^{-4\mu_0})g^2$, 在新的模式中 f 不是一个常数, 而是随 μ_0 的增大而增大, 当 $\mu_0=0$ 时, $f=0$, 变为 Eddington 近似, 当 $\mu_0=1$ 时, $f \approx g^2$, 这即通常的 δ -Eddington 近似, 当 μ_0 在 0 至 1 之间变化时, f 在 0 至 g^2 之间变化;

(2) 一些研究表明^[6-8, 11], 当大气光学厚度较大而一次散射反照率较小时, 二流近似计算的向下辐射通量一般偏小, 因此, 本文对向下的原二流近似计算的辐射通量 $F_d^{(0)}$ 增加如下的修正量 Δ :

$$F_d = F_d^{(0)} + \Delta, \quad (4)$$

$$\Delta = 0.007\tau_T^3(1-\omega)^2 / (1 + 0.0001\tau_T^3) + (2\mu_0 - 1.8)(1-\omega). \quad (5)$$

从表 1 和图 1 可以看出, 在均一大气模式下本文提出的半经验的 δ -Eddington 近似的精度明显高于 Eddington 近似和 δ -Eddington 近似。在表 1 中, δ_1 值表示由近似模式计算的 60 个总透过率的相对标准差, δ_2 值为相应的反射率的相对标准差, 正确的透过率和反射率为倍加法计算结果, 引自文献[6]的表 6.2、表 6.3 和表 6.4, 这里选取 $\omega=1.0, 0.95$ 和 0.8 , $\mu_0=0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ 和 0.9 , $\tau_T=0.25, 1, 4$ 和 16 , 共计 60 种情形。如表 1 所示, 由 Eddington, δ -Eddington 和半经验的 δ -Eddington 模式计算的总透过率的标准差分别为 26.6%, 11.5% 和 6.2%, 反射率的标准差分别为 19.8%, 16.1% 和 8.6%, 半经验的 δ -Eddington 近似具有最好的精度, 比另二个模式提高精度约一倍。图 1a 的曲线 1、2 和 3 分别表示 Eddington 近似, δ -Eddington 近似和本文的半经验的 δ -Eddington 近似在 $\omega=1$ 和 $\tau_T=0.25$ 情形下总透过率计算误差随 μ_0 的变化曲线, 图 1b 的曲线 1、2 和 3 为对应的反射率误差曲线。如图所示, 当 μ_0 较大时, δ -Eddington 近似具有很好的精度, 远优于 Eddington 近似, 但当 μ_0 很小时, 后者反而优于前者, 本文半经验的 δ -Eddington 近似在 μ_0 从 0.1 至 0.9 范围内都具有很高的精

表 1 均一大气模式下不同二流近似的误差

模式	Eddington	δ -Eddington	半经验 δ -Eddington
$\delta_1(\%)$	19.8	16.1	8.6
$\delta_2(\%)$	26.6	11.5	6.2

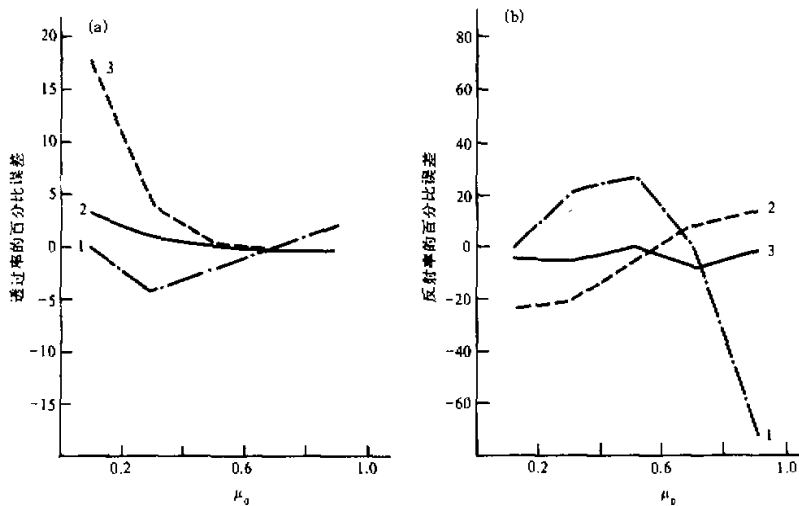


图 1 不同二流近似计算的总透过率 (a) 和反射率 (b) 的误差

① Eddington 近似; ② δ -Eddington 近似; ③ 半经验的 δ -Eddington 近似

度, 优于前两者。

下面从表 2 和表 3 分析在垂直非均一大气条件下不同的辐射通量近似计算模式的精度。这里考虑清洁大气和混浊大气两种情形。对前一情形, 气溶胶和分子的消光系数垂直分布取自 Elterman 模式^[12], 波长为 $0.55\mu\text{m}$; 对后一情形, 只是 6km 以下的气溶胶消光系数分布引自 McClatchey 等人提出的混浊大气模式^[13], 6km 以上同前一情形, 这两种情形的气溶胶总光学厚度 (即表中的 τ_a) 分别为 0.206 和 1.19 。云层假设处于 2km 至 3km 之间, 云中消光系数分布取为常数, 其相函数为不对称因子等于 0.85 的 Henyey-Greenstein 函数, 云的一次散射反照率设为 1 , 光学厚度记为 τ_c 。考虑大气垂直非均一并由高斯塞德迭代法求得的向下或向上的辐射通量作为正确值看待, 迭代数值计算时每层的光学厚度小于 0.003 , 最大的层数为 10000 。表 2 和表 3 的 R_t 值为各种近似模式的总透过率解对其正确值的比值, 而 R_r 值为反射率对其正确值的比值, N 为近似模式代号, 其中 $N=1, 2$ 和 3 分别代表三层的 Eddington 模式, δ -Eddington 模式和半经验的 δ -Eddington 模式, 其中第一层为 3km 以上大气, 第二层为 2 至 3km , 第三层为地面至 2km 。 $N=8$ 代表一层的半经验的 δ -Eddington 近似, $N=9$ 代表不考虑大气的垂直非均一的高斯塞德迭代算法。如果一个云的遥感模式必须考虑云和气溶胶消光系数垂直分布, 这在实际应用上是很困难的。为此, 本文又设计了 $N=4$ 和 5 的另二种三层的半经验的 δ -Eddington 模式和 $N=6$ 和 7 的二种二层的半经验的 δ -Eddington 模式。在 $N=4$ 的三层计算模式中, 云被置于第三层, 第一层和第二层分别为 3km 以上和地面至 3km 的分子气溶胶大气; 在 $N=5$ 模式中, 类似于模式 4, 唯一的不同是云被置于分子气溶胶大气的上面 (即为第一层)。在 $N=6$ 的二层模式中, 分子气溶胶大气为一层, 即第一层, 云为另一层, 即第二层; $N=7$ 和 $N=6$ 模式的不同仅在于云层变为第一层。显然, 两层模式不需要知道大气消光系数垂直分布的细节。在表 2 中, 均取 $\tau_a=0.206$ (清洁大气), 气溶胶的谱分布设为 $v^*=3$ 的 Junge 谱, 太阳天顶角余弦取 $0.995, 0.548$ 和 0.271 三个值, 云的光学厚度为 0.5 , 折射率为 $1.5-0i$, 而在表 3 中, 谱分布和折射率实部不变, 但虚部 (记为 m_i) 取 $0, 0.02$ 和 0.05 三个值, 太阳天顶角余弦为 0.548 , 云的光学厚度在 0 至 30 之间变化。

从表 2 和表 3 可以看出以下几点:

(1) 如表 2 所示, 对气溶胶折射率虚部为零 (一次散射反照率为 1) 的情形, 采用均一大气的假设是可行的, 而且与表 1 所示的均一大气的情形一样, 当太阳天顶角余弦较大时, δ -Eddington 近似和半经验的 δ -Eddington 近似优于 Eddington 近似, 而

表 2 非均一大气模式下不同近似的总透过率和反射率解对正确值的比值 R_t 和 R_r
($\tau_a=0.206$; $\tau_c=0.5$)

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	μ_0
R_t	1.003	1.056	1.001	1.002	1.002	1.004	1.004	1.008	1.000	0.995
	1.006	0.984	1.010	1.006	1.006	1.005	1.005	1.007	0.999	0.548
	1.022	0.984	1.065	1.023	1.023	1.021	1.021	1.017	0.997	0.271
R_r	0.969	0.429	0.981	0.972	0.971	0.957	0.957	0.911	0.982	0.995
	0.975	1.063	0.959	0.975	0.975	0.978	0.978	0.986	0.992	0.548
	0.966	1.028	0.975	0.966	0.966	0.968	0.968	0.975	0.999	0.271

表 3 非均一大气模式下不同近似的总透过率解对正确值的比值 R_t

N			1	2	3	4	5	6	7	8	9
m_l	τ_a	τ_c	$R_t^{(N)}$								
0.0	0.206	10	1.002	1.002	1.003	1.002	1.002	1.002	1.002	1.006	0.999
0.02	0.206	10	0.987	0.987	0.988	0.973	0.990	0.973	0.985	0.909	0.921
0.05	0.206	0	1.010	1.003	1.010	1.009	1.009	1.008	1.008	1.009	1.001
0.05	0.206	1	1.023	0.999	1.029	1.019	1.023	1.019	1.022	1.020	0.997
0.05	0.206	10	0.997	0.997	0.997	0.990	0.999	0.992	0.997	0.979	0.963
0.05	0.206	20	0.945	0.944	0.944	0.939	0.949	0.938	0.946	0.903	0.928
0.05	1.191	10	0.962	0.962	0.961	0.936	0.972	0.941	0.963	0.886	0.859
0.05	1.191	20	0.932	0.931	0.931	0.938	0.958	0.926	0.947	0.751	0.753
0.05	1.191	30	0.921	0.921	0.919	0.924	0.951	0.902	0.927	0.632	0.637

当太阳天顶角余弦较小时, Eddington 近似和半经验 δ -Eddington 近似优于 δ -Eddington 近似。例如, 当天顶角余弦等于 0.995 时, 采用三层和二层的 δ -Eddington 近似和半经验的 δ -Eddington 近似, 透过率解的误差均小于 0.4%, 反射率的误差小于 4.3%, 精度非常高, 而采用 Eddington 近似的透过率解的误差为 5.6%, 反射率的误差高达 57%, 比前两者偏大一个数量级。当 $\mu_0 = 0.271$ 时, Eddington 近似和半经验 δ -Eddington 近似的透过率解的误差比 δ -Eddington 解的误差偏小约 3 倍, 三者的反射率解的误差相差不大。此外, 由 $N=9$ 表示均一大气假设下高斯塞德迭代解的精度很高, 误差小于 1.8%, 这表明当大气的一次散射反照率为 1 时, 采用均一大气的假设基本上合理, 从表 3 所示的第一排 R_t 数据也可看出这一点。

(2) m_l 和 τ_a 越大, 气溶胶吸收贡献越大, 忽略大气不均一所引起的误差越大, 如表 3 所示, 当 $m_l = 0.05$, $\tau_a = 1.191$ 和 $\tau_c = 30$ 时, $N=8$ 的一层 δ -Eddington 近似透过率解的误差高达 36.8%, $N=9$ 的忽略消光系数垂直分布的高斯塞德迭代解的误差也达 36.3%。

(3) 对于 m_l 不为零的情形, 随着云光学厚度的增大, 大气不均一的假设所导致的辐射通量解的误差倾向于增大。

(4) 当大气光学厚度较大, 而且大气的一次散射反照率为 1 时, Eddington, δ -Eddington 和半经验 δ -Eddington 近似的精度相当。

(5) $N=1\sim 7$ 的各种三层和二层的近似模式正如表 3 所示的七种情形下都有较高的精度, 均方误差均小于 2.8%, 当 m_l 和 τ_a 都较大时, 误差较大, 最大的误差为 8.4%, 近似模式解一般偏小。

(6) 云层置于分子气溶胶大气以上的三层和二层半经验 δ -Eddington 近似具有相当理想的精度, 特别是当 τ_c 和 m_l 较大时, 这二种模式解的精度是最高的。采用二层的模式无需考虑大气消光系数垂直分布, 这是很有意义的, 在后面的遥感云的反演模式中, 本文采用这一模式。

大气光学厚度越大, 多次散射的贡献越大, n 阶多次散射正式比于一次散射反照率的 n 次方, 相比于云光学厚度, 气溶胶和分子的光学厚度一般较小, 多次散射过程主要发生于云中, 如果云中的气溶胶可忽略, 不存在云中分子吸收, 且云的一次散射反照率

设为 1, 此时云中多次散射不发生吸收过程。只要分子或气溶胶存在吸收, 大气的一次散射反照率不等于 1, 包括云的所有介质都承担吸收贡献, 当云光学厚度很大时, 忽略大气消光垂直非均一性, 必然导致大气吸收率的高估和透过率与反射率的低估, 表 3 的结果充分地反映了这一点。

3 反演模式与数值试验

设 $F(\lambda)$ 为 λ 波长向下的漫射通量, $\tau_T(\lambda)$ 为 λ 波长大气柱总光学厚度, 则地面上总散射表接收到总散射 B 可表为

$$B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (F(\lambda) + \mu_0 e^{-\tau_T(\lambda)/\mu_0}) d\lambda, \quad (6)$$

式中 λ_1 和 λ_2 为光谱响应的下限和上限。 $\tau_T(\lambda)$ 由分子散射光学厚度 $\tau_{ms}(\lambda)$ 和吸收光学厚度 $\tau_{ma}(\lambda)$ 、气溶胶光学厚度 $\tau_a(\lambda)$ 和云光学厚度 $\tau_c(\lambda)$ 组成, 即

$$\tau_T = \tau_{ms}(\lambda) + \tau_{ma}(\lambda) + \tau_a(\lambda) + \tau_c(\lambda). \quad (7)$$

根据前面谈及的二层大气模式, 一层为云, 另一层为分子气溶胶, 后一层的平均一次散射反照率 $\omega(\lambda)$ 和不对称因子 $g(\lambda)$ 为

$$\omega(\lambda) = \frac{\tau_{ms}(\lambda) + \tau_a(\lambda)\omega_a(\lambda)}{\tau_{ms}(\lambda) + \tau_{ma}(\lambda) + \tau_a(\lambda)}, \quad (8)$$

$$g(\lambda) = \frac{g_a(\lambda)\tau_a(\lambda)\omega_a(\lambda)}{\tau_{ms}(\lambda) + \tau_a(\lambda)\omega_a(\lambda)}, \quad (9)$$

上面两式中, $\omega_a(\lambda)$ 和 $g_a(\lambda)$ 为气溶胶的一次散射反照率和不对称因子。

气象台站广泛应用的总辐射表的波长响应范围一般在 0.3 至 $4\mu\text{m}$ 之间, 因此本文取 $\lambda_1 = 0.3\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 4\mu\text{m}$ 。这一波长范围的太阳辐射对太阳常数的贡献达 97.7% 以上, 而且小于 $0.3\mu\text{m}$ 和大于 $4\mu\text{m}$ 的太阳辐射在到达地面前已基本被大气所吸收, 因此本文称总辐射表探测的辐射值为全波段太阳总辐射。要计算总辐射值 B , 必需确定 0.3 至 $4\mu\text{m}$ 波长范围内云、气溶胶和分子的光学特性、地表反照率以及太阳光谱数据, 下面论述在本文的数值反演试验中对这些特性的确定方法。

依据 Stephens 提出的模式云的单次散射特性^[14], 在 0.3 至 $1.8\mu\text{m}$ 波长范围内, 云的消光系数变化很小, 云的单次散射反照率 ω_c 几乎等于 1, 当波长大于 $2\mu\text{m}$ 时, 云消光系数的变化仍较小, 但一次散射反照率 ω_c 密切依赖于波长。太阳能量的 93.5% 集中在 0.3 至 $2\mu\text{m}$ 波长范围内, 因此, 要从宽波段或全波段的太阳总辐射信息提取云光学厚度, 上述的 ω_c 变化特性不会是一个重要问题。云的不对称因子 $g_c(\lambda)$ 随波长的变化是小的, 近似等于 0.85。因此, 在后面的数值试验中, 不考虑云消光系数 (或光学厚度) 和不对称因子随波长的变化, 并取 $g_c = 0.85$, 云的相函数取不对称因子等于 0.85 的 Henyey-Greenstein 函数, 在 0.3 至 $1.8\mu\text{m}$ 波长范围内, 取 $\omega_c = 1$, 对大于 $1.8\mu\text{m}$ 的 ω_c , 采用文献[14]中关于 Cu 云的数据。

根据辐射传输方程, 太阳总辐射与气溶胶单次散射反照率、光学厚度和相函数有关, 特别是两者, 而单次散射反照率又取决于折射率虚部和谱分布。在本文, 0.3 至

4 μm 波长范围内气溶胶散射相函数、不对称因子、一次散射反照率和光学厚度是根据假设的气溶胶谱分布、折射率和 0.7 μm 光学厚度由 Mie 散射计算求得, 当波长小于 1 μm 时, 波长步长取 0.1 μm , 当大于 1 μm 时, 步长取 0.5 μm 。

分子散射光学厚度和吸收光学厚度计算方法相同于文献[15], 并取美国标准大气分子模式以计算该厚度。太阳光谱数据引自文献[16]。数值试验中地表反照率取 0.2, 并不考虑它随波长的变化。

精确的 $F(\lambda)$ 一般要通过数值求解辐射传输方程得之, 要数值求解大量波长的辐射传输方程需要大量的计算时间, 为此本文采用前面论及的半经验的二层 δ -Eddington 近似以确定 $F(\lambda)$, 进而求得总辐射值 B , 表 4 给出几种情形下此 B 值的误差, 正确的 B 值为高斯赛德迭代法的解。这里 0.7 μm 波长气溶胶光学厚度设为 0.2, 气溶胶谱分布取 $\nu^* = 3$ 的 Junge 谱, 气溶胶折射率设为 1.5-0.01i, 云的光学厚度 τ_c 取 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 6 和 8 八个值, 太阳天顶角余弦 μ_0 选取 0.54 和 0.8089 两个值。如表所示, 当 $\mu_0 = 0.54$ 时, 对于 0.5 至 8 之间变化 8 个 τ_c 值, 由半经验的 δ -Eddington 近似计算的总辐射的最大误差为 3.8%, τ_c 越大, 误差一般越大, 当 $\mu_0 = 0.8089$ 时, 最大误差为 1.8%。采用半经验 δ -Eddington 近似以计算总辐射是可行的, 因此, 在后面的数值试验中均取这一近似模式。

表 4 由半经验的 δ -Eddington 近似计算的总辐射的误差

τ_c	0.5	1	2	3	4	5	6	8	μ_0
δ (%)	1.0	1.7	2.6	3.3	3.4	3.7	3.8	3.3	0.5475
δ (%)	0.4	0.5	0.9	1.2	1.6	1.7	1.8	1.7	0.8089

考虑到太阳能量的 93.5%集中在 0.3 μm 至 2 μm 波长范围内, 而在此范围内, 云的消光系数、一次散射反照率和不对称因子随波长的变化是小的, 因此, 只要分子和气溶胶光学特性已知, 大气水平平均一的假设成立, 在原理上应该可从太阳总辐射信息反演得到云光学厚度。

随着大气总光学厚度从零增大, 太阳的直射通量不断变小, 而漫射通量先变大, 后又变小, 但总辐射通量总是变小。因此, 向下的总辐射通量 (或总透过率) 总是随着云光学厚度的增大而变小。令 y 等于计算的总辐射对其正确值的比值, 若选取云光学厚度偏大, 计算得到的总辐射必然偏小, 即 $y < 1$, 若前者偏小, 则 $y > 1$ 。因此, 本文采用如下的迭代方法从总辐射通量反演云光学厚度。

先取云光学厚度初值等于 1, 以计算总辐射, 若 $y > 1$, 则不断增大云光学厚度, 若 $y < 1$, 则减小云光学厚度, 并取对应 $y = 1$ 的云光学厚度作为它的解。

分子散射一般可根据地面气压加以准确确定, 相比于其他微量气体, 水汽的吸收贡献是主要的。因此, 从太阳总辐射确定云光学厚度的主要的误差因子如下:

- (1) 气溶胶光学特性的确定误差;
- (2) 水汽误差效应;
- (3) 太阳常数误差和辐射观测误差;
- (4) 地表反照率的误差;
- (5) 大气 (特别是云) 水平不匀一。

下面从表 5 和表 6 所示的数值试验结果分析前三项误差对云光学厚度解的效应。

表 5 中 δ_a 、 δ_H 和 δ_R 分别表示气溶胶光学厚度、水汽总量和辐射测量值的百分比相对误差， δ_c 表示云光学厚度解的百分比相对误差，正确的输入参数如下：云光学厚度为 10，太阳天顶角余弦为 0.4， $\nu^* = 3$ 的 Junge 气溶胶谱，气溶胶折射率为 1.5–0.01i，0.7 μm 波长气溶胶光学厚度为 0.8。反演时采用正确的气溶胶谱和折射率以计算相函数。如表所示，对于 $\pm 30\%$ 以内的气溶胶光学厚度误差， $\pm 20\%$ 以内的水汽含量误差， $\pm 3\%$ 的辐射测值误差，其所引起的云光学厚度解 τ_c 的误差分别在 $\pm 15.3\%$ ， $\pm 9.0\%$ 和 $\pm 8.5\%$ 以内，解是相当理想的。我国气象台的辐射仪器二年标定一次，测量误差在 1% 以内，柱水汽含量的确定误差控制在 $\pm 20\%$ 也是可以实现的。因此上述三项误差中，气溶胶光学厚度的误差是最主要的，特别是当忽略气溶胶时解误差可达 51.6%。至于臭氧及其他一些微量气体吸收率的误差对 τ_c 的效应相比起来是小的。

表 6 给出气溶胶折射率虚部和谱分布的误差对云光学厚度解的效应。表 6 的数值试验中，除了气溶胶光学厚度外，正确的输入参数同表 5 的情形，且取 $\delta_a = 0$ ， $\delta_H = 0$ 和 $\delta_R = 0$ 。表中的 m_i 和 ν^* 值分别为反演时所假设的气溶胶折射率虚部和 Junge 谱参数。

表 5 气溶胶光学厚度、水汽含量和辐射测值的误差对云光学厚度解的效应

N	δ_a	δ_H	δ_R	δ_c
1	10	0	0	-8.4
2	20	0	0	-10.9
3	-20	0	0	3.7
4	30	0	0	-15.3
5	-30	0	0	9.1
6	忽略气溶胶	0	0	51.6
7	0	10	0	-9.0
8	0	-10	0	-0.1
9	0	20	0	-8.4
10	0	-20	0	-7.5
11	0	0	3	-8.5
12	0	0	-3	1.2
13	0	0	5	-16.0
14	0	0	-5	3.7

表 6 气溶胶折射率虚部和谱分布的误差对云光学厚度解的效应

m_i^*	0	0.02	0.03	0.05	0.01	0.01
ν^*	3	3	3	3	2	4
τ_a^*	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
δ_c	9.9	-8.3	-9.1	-14.8	-8.2	0.2
τ_a^*	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
δ_c	14.8	-14.2	-17.2	-23.6	-11.8	-8.3
τ_a^*	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
δ_c	28.2	-21.6	-35.6	-48.9	-28.3	-8.4

反演时选取 $\nu^* = 3$, $m_i = 0, 0.002, 0.03$ 和 0.05 以及 $m_i = 0.01$, $\nu^* = 2$ 和 4 , 计 6 种情形, 虚部的最大误差为 0.04。如表所示, 当气溶胶光学厚度 τ_a 等于 0.2 时, τ_c 最大的误差为 14.8%, 6 个解的均方误差为 7.2%, 而当 $\tau_a = 0.4$ 和 0.8 时, τ_c 的最大误差分别为 23.6% 和 48.9%, 均方误差分别为 10.2% 和 21.3%, 气溶胶光学厚度越大, τ_c 解对气溶胶的折射率虚部和谱分布误差越敏感, 而且气溶胶折射率虚部的误差比谱分布的误差对云光学厚度解有更大的效应, 只要气溶胶折射率虚部的误差在 0.02 以内, 由此引起的 τ_c 解的误差小于 15%。

综上所述, 气溶胶的物理特性 (特别是折射率虚部和光学厚度) 的确定误差对云光学厚度解的效应是很重要的, 若选取的气溶胶折射率虚部或光学厚度偏小, 云光学厚度解偏大, 前者偏大, 后者偏小, 当云光学厚度和气溶胶折射率虚部较大时, 近似模式所计算的辐射通量一般偏小, 因此选取较小的气溶胶折射率虚部和光学厚度有助于改善云光学厚度解。

此外本文还试验了地表反照率的误差对 τ_c 解的效应, 只要其误差在 ± 0.1 以内, 其所引起的 τ_c 解的误差可小于 6%, 相对较小。在水平尺度上, 云量往往是很不均一的, 当太阳周围无云, 而天空有些空间有云时, 到达地面的太阳总辐射往往是很强的, 这时从总辐射信息反演得到的云光学厚度一般偏小, 而当太阳周围有厚云, 天空其他部分无云时, 太阳总辐射一般偏小, 云光学厚度解必然偏大。由于天空云量分布的多变性, 采用本文提出方法探测的月平均和年平均或多个时刻的日平均云光学厚度可望具有代表性。关于大气水平不均一以及地表反照率随波长变化的问题, 将在今后的实验研究论文里进一步给予探讨。

4 结论

探索从全波段地面太阳总辐射信息反演云光学厚度的方法对研究云的长期变化规律及其辐射气候效应是很有意义的。到达地面的太阳总辐射主要集中在 0.4 至 $2\mu\text{m}$ 波长范围内, 在此范围内云光学特性随波长的变化很小。因此, 只要气溶胶的光学厚度、折射率和谱分布以及水汽含量和地表反照率已知, 从原理上应该可从该总辐射信息提取云光学厚度, 主要的困难在于确定气溶胶的光学特性。

在大气满足水平均一的条件下, 本文提出的云光学厚度遥感方法主要取决于气溶胶光学特性的确定误差。如果气溶胶光学厚度的误差在 30% 以内, 或折射率虚 p 的误差在 0.02 以内, 云光学厚度解的误差一般小于 15%。

本文提出的二层模式的半经验的 δ -Eddington 近似的精度优于 Eddington 和 δ -Eddington 近似, 而且无须知道云和气溶胶消光系数的垂直分布, 用于本反演算法是合适的。

参 考 文 献

- 1 Wetherald, R.T. and Manabe, S., 1988, Cloud feedback processes in a general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 45, 1397~1415.

- 2 Zhao Bolin, Zhang Xiaoli and Zhu Yuanjing, 1992, Study-radiation effect on climate in eastern Asia, *Adv Atmos. Sci.*, **9**, 257~267.
- 3 Webster, P.J. and Stephens, G.L., 1984, Cloud-radiation and the climate problem, in: *The Global Climate*, Ed. J.T. Houghton, Cambridge University Press, 63~78.
- 4 Qiu Jinhuan, 1989, Theoretical analysis of retrieving atmospheric columnar Mie optical depth from downward total radiative flux, *Adv. Atmos. Sci.*, **6**, 311~323.
- 5 张金定, 邱金桓, 汪宏七, 1991, 南极长城站云和气溶胶光学特性的遥感和分析, *南极研究*, 47~53.
- 6 Kuo-Nan Liou, 1980, An introduction to atmospheric radiation, Academic Press, New York, 428.
- 7 Shetter E. P. and Weinman, J. A., 1970, The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmospheres evaluated by Eddington's approximation, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1048~1055.
- 8 Schaler, E., 1979, A Delta two stream approximation in radiative flux calculations, *Contrib. Atmos. Phys.*, **52**, 17~26.
- 9 Joseph J.H. and Wiscombe W.J., 1976, The Delta-Eddington approximation for radiative flux transfer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452~2459.
- 10 Coakley, J.A. and Chylek, P., 1975, The two-stream approximation in radiative radiation, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 409~418.
- 11 King M.D. and Harshvardhan, 1986, Comparative accuracy of selected multiple scattering approximations, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 784~801.
- 12 Elterman, L., 1964, Parameters for attenuation in the atmospheric windows for fifteen wavelengths, *Appl. Opt.*, **3**, 745~749.
- 13 McClatchey, R.A., et al., 1972, Optical properties of the atmosphere, 3rd ed. *AFCRL Environ. Res. Papers*, No.411, 108.
- 14 Stephens, G.L., 1979, Optical properties of eight water cloud types, *CSIRO Atmos. Phys. Tech.*, No.36, 1~35.
- 15 邱金桓, 1995, 从全波段太阳直射辐射确定大气气溶胶光学厚度, I: 理论, *大气科学*, **19**(4), 385~395.
- 16 周秀骥, 1990, 高等大气物理学, 气象出版社, 661~708.

A Theoretical Study of Retrieving Cloud Optical Depth from Total Solar Radiation

Qiu Jinhuan

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract This paper theoretically studies a method of retrieving the cloud optical depth from total solar radiation and analyzes main sources of errors in the optical depth solution. Theoretical analysis and numerical experiments show that accuracy of the cloud optical depth solution mainly depends on the error of aerosol optical property, if the error of the aerosol optical depth is within 30% or the error of its refractive index within 0.01, the error in the solution of cloud optical depth can be less than 15%. Besides, this paper develops a two-layer δ -Eddington approximation with some empirical correction. The accuracy of this approximation is higher than Eddington and δ -Eddington approximations. The approximation is suitable for the present inversion algorithm by which details of extinction coefficient profiles of cloud and aerosol are not needed.

Key words total solar radiation cloud optical depth δ -Eddington approximation aerosol