

高等学校教学用书

电波传播的几个问题

黄席椿等译校

人民教育出版社

72.437
高等學校教學用書



電波傳播的幾個問題

(電波傳播補充教材)

黃席椿等譯校

人民教育出版社

本书可用作高等工业学校无线电技术专业电波传播课程的补充教材，以补充通用教材“电波与天线”上册（谢处方著）一书中有关超短波传播方面内容之不足。

本书因系解决教材急需，只摘译了苏联 М. П. 多路哈诺夫原著的“无线电波传播”第二版（М. П. Долуханов, “Распространение Радиоволн”, 2-е изд, гос изд-во по вопросам связи и Радио, Москва, 1960）一书中的部份章节，希用书单位只作内部使用，不要外传，以后还要出版全书的翻译本。

全书共分三章。第一章“关于在不均匀地区地波传播的若干问题”系译自原书第二章 § 2.13 及 § 2.14 两节，第二章“对流层对地波传播的影响。对流层波的传播”系译自原书第三章全章，第三章“电离层对超短波传播的影响”系译自原书第五章 § 5.16 至 § 5.18 三节。原书中的章节，公式，附图和文献的号码依本书编排次序作了相应的修改，原文中牵涉到未译部份的辞句也作了适当的删改和补充。

参加本书翻译工作的有：清华大学钱亚生、北京邮电学院杨渊、钱忠浩、成都电讯工程学院王石安、文希理及南京工学院有关教研组同志。西安交通大学黄席椿教授担任了全书的校订工作。

电波传播的几个问题

（电波传播补充教材）

黄席椿等译校

北京市书刊出版业营业登记证出字第2号

人民教育出版社出版（北京景山东街）

人民教育印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 K 13010·1061 开本 787×1092 1/16 印张 4 5/8

字数 82,000 印数 0,001—3,000 定价（6）¥ 0.38

1962年6月第1版 1962年8月北京第1次印刷

目 录

第一章 关于在不均匀地区内地波传播的若干问题

§ 1.1 在直视界限以外地面不平度对无线电波传播的影响	1
§ 1.2 在传播路径上有屏蔽性障碍物时无线电波的传播	1
参考文献	6

第二章 对流层对地波传播的影响。对流层波的传播

对流层的一般特性

§ 2.1 对流层的成份和结构	7
§ 2.2 对流层的折射率	9
§ 2.3 对流层的精细结构, 对流层中的起伏过程	11

对流层对地波传播的影响

§ 2.4 大气折射现象	14
§ 2.5 无线电波在直线视距内传播时大气折射现象的考虑。关于地球等效半径的概念	16
§ 2.6 利用绕射公式时大气折射的考虑	19
§ 2.7 在直线视距范围内接收时和无线电波绕射传播时信号的衰落	21

对流层波的传播

§ 2.8 大气折射的各种形式	22
§ 2.9 超折射条件下电波的传播	23
§ 2.10 发生对流层波导的条件和超短波在超折射条件下传播的实际价值	29
§ 2.11 对流层散射所导致的无线电波传播	30
§ 2.12 对流层有效截面的比面积的确定	33
§ 2.13 参与产生散射辐射的体积的确定	39
§ 2.14 在无线电波的对流层传播下信号的衰落	42
§ 2.15 对流层散射所导致的衰落因子的近似计算方法与超短波散射现象的实际意义	48
§ 2.16 无线电波在对流层中的吸收	51
参考文献	55

第三章 电离层对超短波传播的影响

§ 3.1 考虑到由正规电离层和由不定期 E_s 层反射时的超短波传播·····	57
§ 3.2 依靠电离层散射的米波传播·····	57
§ 3.3 依靠流星余迹的散射来实现的超短波传播·····	61
参考文献·····	63

第一章 关于在不匀平地区内地波传播的若干问题

§ 1.1 在直视界限以外地面不平度对无线电波传播的影响

地形不平度无线电波绕射传播时的影响的严格分析方法尚未建立。根据一般的物理见解，无线电波环绕不光滑的半导电性球形表面绕射时的损耗比在具有同样参数的平滑表面上传播时要大。

在长波、中波和部分短波波段中，在起伏地形上传播时的损耗通常借助于以等效数值代替实际参数（其中特别是土壤的电导率）来进行计算。对于树林、大城市和山地这些数值可参阅表（1.1）。

表（1.1） 各种地面状况的电参数

表面状况	数值范围		平均值	
	ϵ'	$\sigma, \frac{1}{\text{欧} \cdot \text{米}}$	ϵ'	$\sigma, \frac{1}{\text{欧} \cdot \text{米}}$
海水	80	$1+4.3$	80	4
河及湖的淡水	80	$10^{-3}+2.4 \times 10^{-2}$	80	10^{-3}
湿土	10—30	$3 \times 10^{-3}+3 \times 10^{-2}$	10	10^{-2}
乾土	3—4	$1.1 \times 10^{-5}+2 \times 10^{-3}$	4	10^{-3}
树林 ¹⁾				10^{-3}
大城市 ¹⁾				7.5×10^{-4}
山地 ¹⁾				7.5×10^{-4}

1) 所引数值指中波波段的等效电参数。

§ 1.2 在传播路径上有屏蔽性障碍物时无线电波的传播

这里所谈到的是在电波传播路径上的显著障碍物（例如楔形不透明屏障），光滑的球形地表面则不在此例。在传播路径上存在着楔形障碍物时，可应用在物理光学中已研究成熟的绕射场计算方法来确定接收点的场强。这时，障碍物的电参数完全用不到考虑，而只认为它们具有“不透明性”的性质。

图 1.1 指出了当存在楔形障碍时, 电波传播的两种可能情况。在图 1.1a 中屏障并不遮断直线传播的路径, 而仅仅在某种程度上缩小了有效地参与能量传递的空间范围, 在图 1.1b 中屏障则遮断了直线路径 AB 。我们规定, 在第一种情况下量 H 是负数, 而在第二种情况下为正数。

光学绕射的理论指出 [1], 相对于自由空间的衰减可按下式计算:

$$F = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[C(v) - jS(v) \right] = \sqrt{\frac{C^2(v) + S^2(v)}{2}} e^{i\gamma} \quad (1.1)$$

其中 $\operatorname{tg} \gamma = \frac{-S(v)}{C(v)}$,

$C(v)$ 和 $S(v)$ 是夫累涅尔积分, 分别由下列公式决定:

$$\left. \begin{aligned} C(v) &= \frac{1}{2} - \int_0^v \cos \frac{\pi x^2}{2} dx \\ S(v) &= \frac{1}{2} - \int_0^v \sin \frac{\pi x^2}{2} dx \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

这里参量 v 的意义为

$$v = \frac{H\sqrt{2}}{b}, \quad (1.3)$$

其中 $b = \sqrt{\frac{l_1 l_2 \lambda}{l_1 + l_2}}$ 为障碍物所在位置处第一夫累涅尔区的半径; H 为屏障的高度 (在图 1.1b 条件下为正, 而在图 1.1a 条件下为负)。

函数 $F(v)$ 如图 1.2 所示。从图中可以看出, 当 $v > 2$ 时, 衰减因子接近于以下公式:

$$-F(v)_{dB} = 12.953 + 20 \lg v. \quad (1.4)$$

图 1.2 中虚线表示渐近线。

早在 1933 年, 希伦 (Schelleng), 别洛斯 (Burrows) 和菲立尔 (Ferrell) 曾经指出 [2], 将公式 (1.1) 应用到超短波波段时, 必须考虑到, 围绕不透明屏障边缘经受绕射

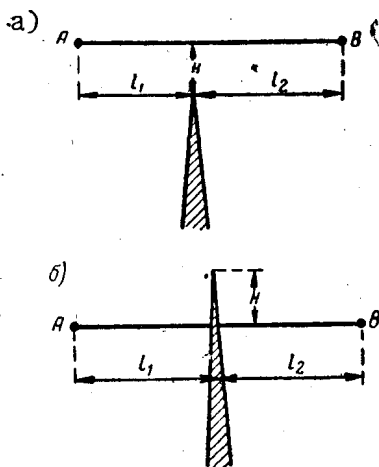


图 1.1 在有屏蔽障碍的传播路径上无线电波的传播

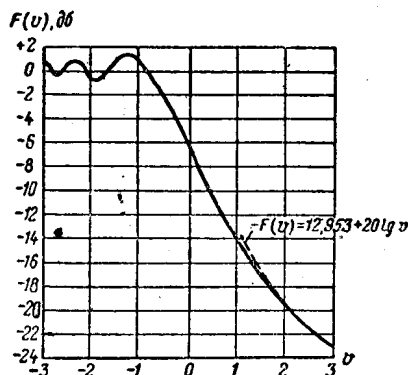


图 1.2 衰减因子与参量的关系

的不只是为发射天线所辐射的波，而且还有在由发射天线至屏障以及屏障至接收天线两个地段的地面上反射的波。如图 1.3 所示，

B 点的场是四种电波干涉的结果，其中每一种电波在不透明屏障的边缘都经受到绕射。这些波是 AMB , $A'MB$, AMB' 以及 $A'MB'$ 。这里应用了镜象原理，根据该原理可以将真实波源在地中的镜象看作反射线的波源。从屏障到接收天线区域的反射线当然也可以用同样方法处理。由于整个系统是线性的，可以允许将接收天线处的场叠加起来。

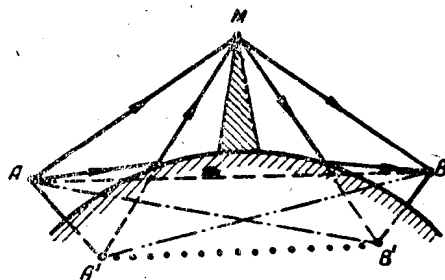


图 1.3 计入地面反射时楔形屏障的绕射

长时期以来，人们认为楔形障碍的“四射线”射线理论只具有学术上的意义，而不能反映实际观察到的现象。但是，近年来发现当超短波绕过山脉传播时，有场的“增益”现象，这个现象用“四射线”的理论可以得到满意的解释。

首先必须明确地提出，所谈到的是怎样的一种“增益”。当没有障碍物 M 时，也就是当无线电波环绕光滑的球形地面绕射时，在 B 点（假定它位于影区内）产生的场强用 $E_{\text{дифф}}$ 表示。可能从表面上看来，应当当无线电波传播路径上出现高山 M 那样附加障碍时，显然会引起场强的额外衰减。但事实证明在某些条件下，山脉的存在却使在 B 点产生的场强 $E_{\text{нрпн}}$ 超出原先的计算值 $E_{\text{дифф}}$ 。我们所指的是当与无线电波围绕平滑地面绕射场强相比较时的增益。这种现象可以用简单的物理概念解释。通常障碍物 M 的高度远大于天线高度 h_1 和 h_2 。所以按公式 (1.1) 计算的衰减因子 F 对四种电波而言都有相同的数量级。此外，在超短波段中，土壤的反射系数接近于 1。因此，在相位关系合适的情况下，在接收天线所处场强可能达到按公式 (1.1) 计算出来的单根射线场强的四倍。这也就说明了增益效应的实质。

在用《四射线》理论计算衰减因子的合成值时，必须考虑所有分量之间的相位关系。为此，引入下列标记系统：

а) 传播路径 AMB 用 $n=1$ 代表； $A'MB$ 用 $n=2$ 代表； AMB' 用 $n=3$ 代表； $A'MB'$ 用 $n=4$ 代表；

б) 对四条干涉射线中的每一条，按公式 (1.1) 确定的衰减因子用 $D_n e^{i\gamma_n}$ 表示，同时高度 H 应当相对于相应的基线来计算，即对于第一射线，以 AB 为基线，对于第四射线，以 $A'B'$ 为基线。

в) 令 AM 地段内的复反射系数为 $R_1 e^{-i\Theta_1}$ ，而 MB 地段内复反射系数为 $R_2 e^{-i\Theta_2}$ ；

г) 在 AM 地段内，由反射射线和直射射线路径差而引起的相位差，用 $\psi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(A'M - AM)$ 表示，在 MB 地段内，用 $\psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(MB' - MB)$ 表示。

根据以上说明，可写出衰减因子表示式如下：

$$F = \left| D_1 e^{i\gamma_1} + D_2 R_2 e^{i(\gamma_2 - \psi_1 - \Theta_1)} + D_3 R_2 e^{i(\gamma_3 - \psi_2 - \Theta_2)} + D_4 R_1 R_2 e^{i(\gamma_4 - \psi_1 - \psi_2 - \Theta_1 - \Theta_2)} \right| \quad (1.5)$$

假如障碍物高度 H 远大于天线高度 h_1 和 h_2 的二倍（也就是天线与它们的镜象之间的距离），则公式 (1.5) 尚可大加简化。在这种情况下可令 $D_n e^{i\gamma_n} = D e^{i\gamma}$ ，而相位因子 $e^{i\psi}$ 可以略去。

这样，

$$F = D \left| 1 + R_1 e^{-i(\psi_1 + \Theta_1)} \right| \left| 1 + R_2 e^{-i(\psi_2 + \Theta_2)} \right|, \quad (1.5a)$$

此外，如果 $R_1 = R_2 = 1$ ，而 $\Theta_1 = \Theta_2 = \pi$ ，则公式变成更简单的形式

$$F = D \left| 1 - e^{-i\psi_1} \right| \left| 1 - e^{-i\psi_2} \right|, \quad (1.5b)$$

不难看出，若 $\cos \psi_1 = -1$ ， $\cos \psi_2 = -1$ ，则衰减因子等于 $F = 4D$ ，这一结果上面已经提及。

在图 1.4 中(取自文献 [3])，给出了按公式 (1.5) 计算出来的衰减因子和障碍高度的关系，路线长度为 80 公里 (实线) 和 240 公里 (虚线)，天线高度为 $h_1 = h_2 = 30$ 米，频率为 100 兆赫。在 80 公里长度的路线上最大“增益”为 23 分贝，这是当屏障高度为 910 米时得到的。在 240 公里的路线上，当障碍物为 3000 米时，“增益”达到 80 分贝。

在文献 [3] 中，还给出了在阿拉斯加地区 260 公里长的路线上障碍物所引起的增益的测试结果。位于路线中点附近的山脉高达 2500 米。天线高度为 $h_1 = h_2 = 15$ 米。路线的剖面示于图 1.5。观测是在频率 38 兆赫下进行的。测得的“障碍增益”只比计算值小 10 分贝。

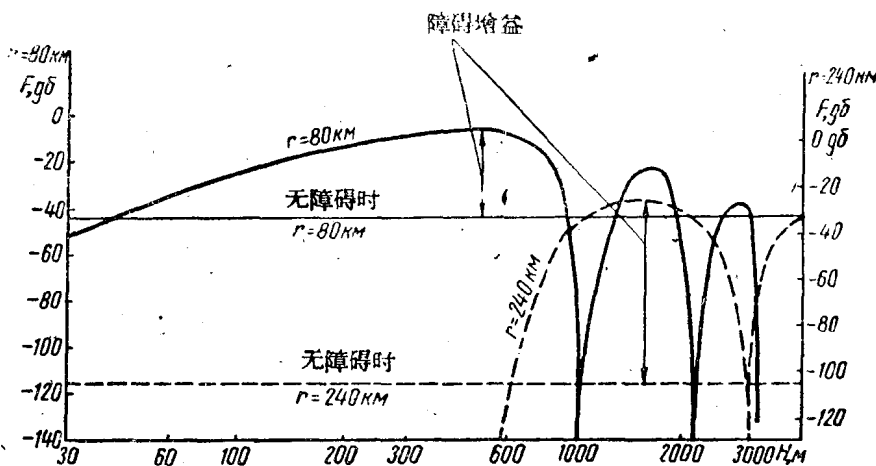


图 1.4 衰减因子与障碍高度 H 的关系

在城市中，当接收电视和超短波调频广播节目时，个别的建筑物可能会形成传播路径上的屏蔽障碍。

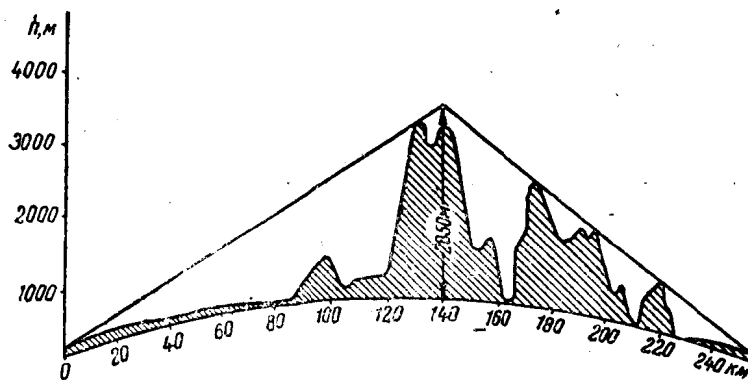


圖 1.5 观察“障碍增益”现象的路线剖面图

在图 1.6 中，大略地表示这种情况。大厦 C 起着障碍物的作用。在 B 点接收是可能的，第一，是由于超短波部分地穿透大厦的墙壁，第二是由于绕过障碍物的绕射。在很多的场合下， B 点的信号接收是由房屋 D 上反射的波所引起的 (1.66)。

由于超短波在大城市中的传播条件极为复杂，目前尚未建立起可靠的分析方法。

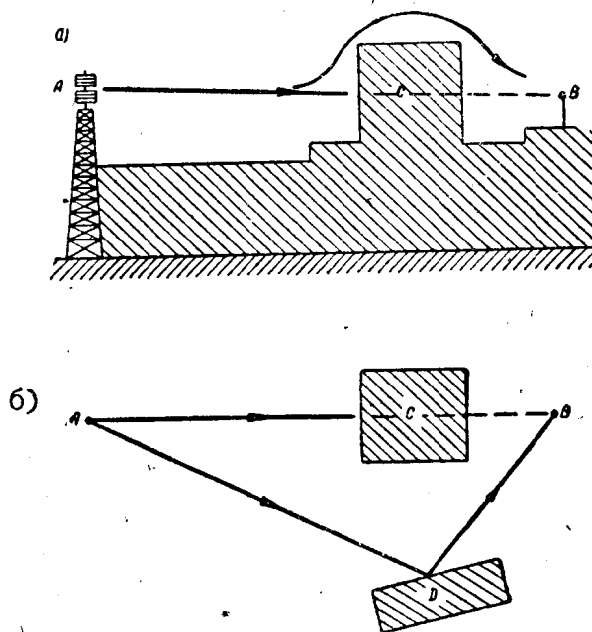


圖 1.6 在具有屏蔽障碍的城市中超短波的传播

参 考 文 献

- [1] Г. С. Ландсберг, Оптика. 3-е изд, 1954.
- [2] J. Schelleng, C. Burrows, E. Ferrell, Ultra-Short Wave Propagation. Proc. IRE, V. 21, 1933, pp. 426—463.
- [3] F. H. Dickson, J. J. Egli, J. W. Herbstreit, G. S. Wickizer, Large Reduction of VHF Transmission Loss and Fading by the Presence of a Mountain Obstacle in Beyond Line-of-Sight Paths. Proc. IRE, V. 41, 1953, pp. 967—969.

第二章 对流层对地波傳播的影响 对流层波的傳播

对流层的一般特性

§ 2.1 对流层的成份和結構

紧接着地面的大气层最低部分，在地球兩極高度直至 8—10 公里处，在温带高度到 10—12 公里处，和热带高度到 16—18 公里处，称为对流层。在整个对流层高度內，构成对流层的气体具有与地面空气相同的恒定的相对成份。只是水汽含量不同，它随气象条件不同而有显著差异，且随高度急剧减小。

对流层的一个最重要的特性就是其温度随高度而下降，对流层温度的平均垂直梯度为 6 度/公里（对流层下半部約 5 度/公里，上半部約 7 度/公里），在兩極地区，对流层的上边缘的年平均气温为 $(-55)^{\circ}$ ，在热带地区则为 $(-80)^{\circ}$ 。对流层的上边缘定义为温度不再随高度而下降之处，温度随高度增大而逐渐下降的原因，是由于对流层只是容許太阳光綫通过而其本身几乎不被加热。太阳能量流主要是地表面（即下伏面）⁽¹⁾所吸收。但被加热的地表面又反过来放出热輻射而使对流层变热，在使对流层变热方面，对流也起着重要的作用。紧靠地面的空气团得到較高温度而上昇；它原来的位置就被較冷的空气所佔有，較冷的空气又被加热，依此循环下去，这样，大气层就以下而上地依次被加热，而且，由于地面各部分受热不均匀，而在对流层中形成的上升气流和下降气流产生了大气的湍流和空气团在鉛垂方向的攪和現象。这也就决定了对流层的温度状态。

儘管对流层并不高，但其中却集中了全部空气質量的 4/5 以上。貼近地表面的平均大气压力为 1014 毫巴⁽²⁾，在 5 公里高处，气压几乎減为一半，仅 538 毫巴，而在 11 公里高处，下降到 225 毫巴，在 17 公里高处（对流层在热带地区的上边缘），大气压力仅 90 毫巴。

对流层中含有的水蒸汽是由于海洋表面及一般水面上水的蒸发作用（也是受太阳輻射的影响）而产生的。因此，海洋上空的大气比沙漠上空的大气潮湿。在一切情况下，水汽含量总是随高度而迅速减小。例如，与貼近地表面相比，在 1.5 公里高处空气中水汽含量几乎降到一半，而在对流层上边缘处，則降为数百分之一。

表征对流层特性的基本参数为：压力 p （以毫巴为单位），絕對温度 T （以絕對温度数表示， $T = t^{\circ}\text{C} + 273$ ）和絕對湿度 e （以毫巴表示）。有时空气湿度也用所謂相

(1) 气象学中从地表面与大气层的相互作用观点，通称地表面为下伏面

(2) 毫巴为一巴的千分之一。一“巴”的压力单位等於每平方厘米上作用有 106 達因的力。1 巴=1.019 仟克/厘米²，即接近於 1 個大气压。毫巴与用 Hg 柱高度表示的压力的关系为 1 毫米 Hg 柱=1.332 毫巴。

对湿度 φ 来表示（每仟克空气中所含水的克数），或用百分比计算的相对湿度 S 表示。

绝对湿度 e 与数量 φ 和 S 之间有下列关系：

$$e = \frac{\varphi p \text{ 毫巴}}{623 - 0.377 \varphi} \text{ 毫巴}$$

$$e = \frac{E \text{ 毫巴}}{100} S \text{ 毫巴。}$$

式中 E 为在给定的温度下使空间饱和的水汽压力。 E 可按一般熟知的给定温度下使空间饱和的水汽压力表查出。

1925 年，国际航空委员会第一次引入了所谓“国际标准大气层”的概念，或者，也就是现在通称的“标准对流层”。这是一种假设的对流层，其特性反映了地球周围实际对流层的平均状态。现在标准对流层用下列特点来表述。

在地表面处，大气压力 $p = 1013$ 毫巴，温度 $T = 15^\circ\text{C}$ ，相对湿度 $S = 60\%$ 。高度每增大 100 米，大气压力降低 12 毫巴，温度下降 0.55° 。在所有高度上，相对湿度保持不变。标准对流层的高度延伸到 11 公里。在研究电波传播问题时，采用标准对流层的概念也是很方便的。

虽然在对流层范围内，气温平均说来随高度增大而单调下降，但往往由于当地气象因素的影响破坏这种变化关系而出现了在某一高度范围内温度重新升高的区域，这种情况具有重大的意义。这种温度与高度之间的自然依从关系的改变称为逆温现象。在贴近地面的空气层中，因受地形和土质的影响较强，经常发生这种逆温现象。这种逆温现象称为贴地逆温，而在较高处发生的逆温现象则通称为升高逆温。

促成逆温现象有三个原因：平流（空气团的水平移动），地表面的辐射冷却和空气团的收缩。下面我们研究产生逆温的几种典型情况。

当暖的空气团水平移动而达到较冷的空气层之上（升高逆温），或冷的太地平伏面之上（这也就是到达由于与地面接触而冷却了的空气层之上）时，就产生了平流逆温。例如，在早春天气，当从西方来的暖空气团越过尚未被溶化的雪层所复盖的地面时，就形成这种逆温。另一个例子是受热的暖空气从陆地移动到较冷的海面。这是由于水陆的热容量不同，因而水的受热和冷却较陆地为缓慢。例如，在夏季白天，陆地温度比海水高，因而陆地上面的空气比海面上的暖。因此，当风从岸上向海洋吹括时，就产生平流逆温。

在温暖的半年里在晴朗的夜晚，从白天被阳光晒热的地面上发生着强烈的热发散现象。这种现象在气象学中称为辐射冷却。伴随着它的是紧贴地面的空气层的冷却。在这种条件下，较高气层的温度就高于贴地层的温度。通常这种逆温的范围并不大：只有几十米，偶而达到百米，而逆温强度为若干度。太阳升起后，这种辐射逆温迅速消失。在较寒冷的半年里，日间也能观察到类似的逆温现象，因为受偏斜太阳的灼热作用比辐射冷却弱。如果地面被雪复盖，就迅速冷却，这种冷却又传给贴地的空气层。冬季逆温范

围为几百米，而温差可达 $10-15^{\circ}$ 。

在受反气旋作用的地区，即在最大气压地区，一年四季内都会观察到收缩逆温现象。在反气旋的中心，空气的向下流动伴随着收缩，因而伴随着空气团的受热，而且向下坠的空气上部受热比下部大。这样就产生了升高逆温现象。

在空气受热的作用下，大的云团消失了。因此，出现反气旋时，往往是晴朗无云的好天气，没有雨雪和大风。由于下降的空气团在逐渐接近地面时向四面八方散逸，所以空气受热的部分就可能落到较冷部分之上，于是就形成了贴地逆温。

§ 2.2 对流层的折射率

从折射率的观点来看，对流层可以看成是两种气体的混合物：干燥空气和水汽。其中每一种气体单独的折射率是一般都熟知的。知道大气层中水汽的含量，并考虑到气体混合物的折射率服从叠加定律，则按照干燥空气分压力 p_c 及水汽分压力 e 就可求出混合物的折射率的值。

考虑到大气层折射率 n 仅比一大万分之三，一般认为不用折射率，而用所谓折射指数 N 更方便，折射指数与 n 有下列关系：

$$N = 10^6 (n - 1)$$

因此，折射指数表明，折射率比一大百万分之几。 N 一般是一个三位数。折射指数用百万分之几表示时，经常称为 N 单位。

由物理学可知，任一气体的折射率为

$$n = 1 + \rho \left(A + \frac{B}{T} \right) \quad (2.1)$$

式中 ρ —— 为气体密度；

T —— 为绝对温度；

A —— 为与分子在外界场作用下的极化有关的常数⁽¹⁾

B —— 为由分子的恒定偶极矩所确定的常数。

考虑到气体的密度与分子压力成正比，而与绝对温度成反比，公式 (2.1) 可改写成：

$$N = \frac{C p_{\text{napu}}}{T} \left(A + \frac{B}{T} \right) \quad (2.2)$$

式中 C —— 为比例常数； p_{napu} 为气体的分压力。

(1) 所谓极化是指在外界电场作用下分子中的电子云发生位移的现象。无极分子被极化时，由于这种位移而产生的电矩决定于下式

$$m = \alpha E$$

其中 α 为所谓分子的极化率；

E 为外界电场。

組成干燥空气的气体沒有恒定的偶極矩，相反地，水汽分子却具有恒定的偶極矩 $m=6.13 \cdot 10^{-30}$ 庫·米。

根据以上所述，对于潮湿的空气而言

$$N = \frac{C}{T} A_c p_c + \frac{C_e}{T} \left(A_e + \frac{B_e}{T} \right) \quad (2.3)$$

式中 A_c ——为干燥空气的相应常数。

A_e 和 B_e ——为水气的常数。

实验数据証明，对于干燥空气，乘积 $CA_c=77.6$ 度/毫巴。显然，对于水汽来说，乘积 CA_e 也具有相同的数量級。比值 $\frac{B_e}{A_e}$ 可相当准确地测出并取定为 4810。将此值代入 (2.3) 式即求出：

$$N = \frac{77.6}{T} \left(p_c + e + \frac{4810e}{T} \right) = \frac{77.6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right) \quad (2.4)$$

式中 $p = p_c + e$ (毫巴) 为总的大气压力。

对于大气中发生的过程所进行的热力学研究証明，在攪和得很均匀空气中，当气温随高度作絕热变化⁽¹⁾ 时，对流层中折射指数的梯度具有恒定数值

$$\frac{dN}{dh} = -4.45 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{米}},$$

这与标准对流层的相应折射指数梯度很相近：

$$\frac{dN}{dh} = -4.3 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{米}}$$

在实际計算中常常取定

$$\frac{dN}{dh} = -4 \times 10^{-2} \frac{1}{\text{米}}$$

在标准对流层的条件下，貼地表面处折射指数 $N=325$ 。

在实际条件下，折射指数的梯度与压力、温度和湿度等的梯度有关。将 (2.4) 式微分后得：

$$\frac{dN}{dh} = 77.6 \left[\frac{1}{T} \frac{dp}{dh} - \left(\frac{p}{T^2} + \frac{9620e}{T^3} \right) \frac{dT}{dh} + \frac{4810}{T^2} \frac{de}{dh} \right] \quad (2.5)$$

式中 p , T 和 e 为 h 高度处的相应数值。

(1) 依此定律，在与周圍空气团沒有热交換时，上升空气粒子的温度將减小，温度的降低是由於轉入压强区域，因而內能减小的緣故。

压力总是随着高度减小，而且压力梯度与气象条件的关系很小。因此，(2.5)式中第一项几乎是常量，而且永远是负值。相反地，温度和湿度的梯度却有剧烈的变动：它受气象条件的影响显著，甚至符号也会改变（出现逆温现象及在对流层形成所谓“水气囊”时）。在标准对流层的条件下， $\frac{dT}{dh}$ 和 $\frac{de}{dh}$ 是负值。因此， $\frac{dN}{dh}$ 的绝对值（其符号总是负的）可由减去第二项的绝对值及将第一、第三两项绝对值相加而得。

产生逆温现象时，第二项也成为负值，则 $\frac{dN}{dh}$ 的绝对值是将所有三项相加而得。在存在逆温的条件下，随着高度增大，折射指数比在标准条件下减小得快得多。

在过去若干年中，往往不得不用间接的方法来实验测定折射指数与高度的依从关系（将这种依从关系绘成的曲线图称为“折射指数断面图”），这就是用安装在飞机或无线电探测器上的压力计，温度计和湿度计来量测压力，温度和湿度与高度之间的关系，然后再将这些数值代入公式(2.4)而求出折射指数的数值。现在则广泛采用基于利用无线电折射仪的直接方法来测量大气层的折射指数。无线电折射仪的主要部件是两个振荡器（通常采用速调管式），两者都调谐于厘米波段内的同一个频率。利用一个作得很精密且与周围介质隔绝良好的谐振腔作为一个振荡器的振荡回路。与此相反，另一振荡器的谐振腔则与周围大气通连，结果第二个振荡器所产生的频率就与其中充填的空气中的折射率有关。根据两振荡器的频率之差就确定了折射指数。在结构最完善的无线电折射仪中，有自动记录器记录出所测得的折射指数值。

图2.1是理想化的折射指数断面图。在标准大气层的条件下，对流层下部的梯度 $\frac{dN}{dh}$ 具有前述的常量。如果在整个地球大气层厚度内这个梯度值保持不变，则在8125米高处，折射指数会变成零（相当于 $n=1$ ），而在更高处，则变成负值。但实际上从断面图的直线段到在相当大的高度上的 $N=0$ 值是平滑过渡的。在图2.1上断面图的曲线段表示这一平滑的过渡。

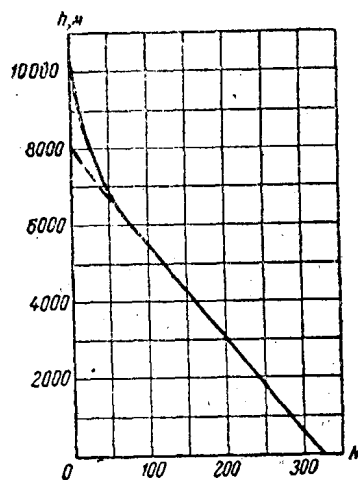


图 2.1 理想化的折射指数断面

图 2.2 和 2.3 上是当对流层出现贴地逆温和升高逆温时折射指数断面图的典型形状。

§ 2.3 对流层的精细结构对流层中的起伏过程

在对流层中存在着空气团的无规则的、旋涡的、所谓湍流的运动。关于这一点有许多人早已为人们熟悉的事实可资证明，其中包括星辰的闪动现象，当透过地表面处被阳光晒热的一层空气观察物体时所看到的“物体的颤动”现象，从工厂的高烟囱中出来的烟线绕上升的形状，以及近来观察到飞翔在高空的飞机喷出来的废气凝聚不散的余迹等

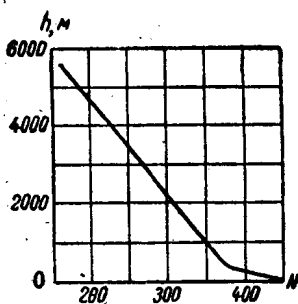


圖 2.2 存在升高逆溫時的折射指數断面圖

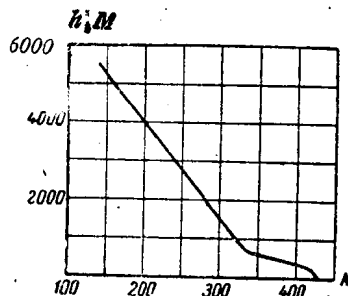


圖 2.3 存在貼地逆溫時的折射指數断面圖

等。氣體粒子這種不規則運動的現象稱為湍流。從利用無線電折射儀自動測繪出的断面圖上，可以清楚地發現湍流對於折射指數與高度的依從關係的影響。圖 2.4 所示断面圖上曲線帶有微小的無規則的齒形波動，就是這種記錄的樣本。

英國物理學家雷諾 (Reynolds) (1883—1895 年) 的經典研究證明，在液體或氣體的某一容積內慣性力與此容積邊界上所受粘滯力之比超過某一臨界值的條件下，液體或氣體的有規則的流動(所謂片流)就轉化為湍流。這一比值稱為雷諾數，它是一個純數並由下式確定：

$$Re = \frac{\rho v L}{\eta} \quad (2.6)$$

式中 ρ 為氣體密度，仟克/米³；

L 為某一特征長度，米；

v 為在 L 數量級的綫段上運動速度的變化值，米/秒；

η 為絕對粘滯性係數，仟克/米·秒。

湍流的產生可以這樣來設想，當空氣運動速度逐漸增大並達到雷諾數的臨界值時，原來已穩定的運動就失去其穩定性。偶然產生的氣流的振動不會衰減(片流時則會衰減)，而是增大。振動的幅度達到某一有限值。當速度再增大時，這種振動也失去其穩定性，分解成一些頻率更高的新的振動，其相位各不相同，而幅度則為有限值。這種複雜的運動就稱為湍流。最大的旋渦從空氣團的主流取得能量。這些大的旋渦又不斷分解成較小的旋渦，並將其部份能量分別輸給這些較小的旋渦，直到最小旋渦的能量由於粘滯性的作用而散失掉且變成分子的热能為止。

空氣的湍流運動伴隨著空間某點空氣粒子運動速度的變化，因而也伴隨著壓力和溫度的變化，無論如何，應當有兩個參量表征大氣層的湍流：起伏運動速度 Δv 的均方值和相應於脈動的波長的一個平均綫尺度。

我們用 L_0 表示由運動主流所產生的最大旋渦的綫尺度，用 L_s 表示被介質粘滯力所消耗掉的旋渦的最小綫尺度。於是，

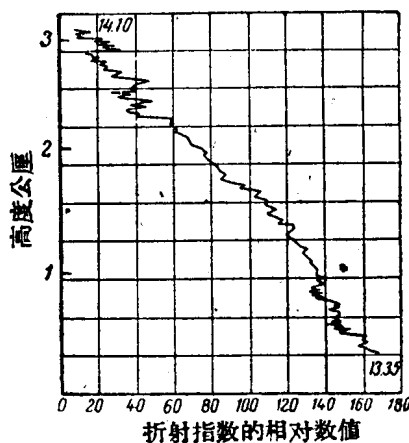


圖 2.4 用折射儀測得的折射指數断面圖，從圖上可看出断面圖的精细結構。