

高等学校教学用书

气象学教程

第二册

И. И. 特維尔斯戈伊等著

高等教育出版社

高等学校教学用书



气象学教程

第二册

И. И. 特维尔斯基等著

仇永炎等译

高等教育出版社



本書係根據蘇聯水文氣象出版社 (Гидрометеорологическое издательство) 出版的 П. Н. 特維爾斯戈伊 (П. Н. Терской) 等合著的“氣象學教程”(Курс метеорологии) 1951 年版譯出。原書經蘇聯高等教育部審定為水文氣象學院及綜合性大學物理系教學參考書。

本冊是中譯本第二冊,其中包括有:熱力情況、大氣中水份、動力學及天氣四部分。

下面為參加本分冊翻譯成員所作的工作:

第三篇,即“大氣熱力情況”一篇,除第十六章為唐知愚同志(北京大學物理系氣象專業)翻譯外,餘均由仇永炎同志譯出。

第四篇,即“大氣中的水份”一篇,除第十九章為江愛良同志(地球物理研究所)翻譯外,餘均由顧鈞禧同志(中央氣象局)譯出。

第五篇,即“大氣動力學基礎”一篇,除第二十八章、第三十章及第三十一章分別由唐知愚、趙柏林、楊大昇三位同志(北京大學物理系氣象專業)翻譯外,餘均由仇永炎同志譯出。

第六篇,即“天氣”,由地球物理研究所陶詩言及歸佩蘭兩位同志,以及在中央氣象局學習的張香珍與劉小蘭兩位同志分章合譯。

校對工作是由仇永炎、延漢及顧鈞禧三位同志負責的。

本書第一冊由商務印書館出版,第二冊起改由本社出版。

气象学教程

第二册

П. Н. 特維爾斯戈伊等著

仇永炎等譯

高等教育出版社出版

北京琉璃廠一七〇號

(北京市書刊出版業營業許可証出字第〇五四號)

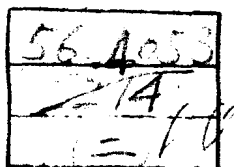
京華印書局印刷・新華書店總經售

書號 13010·29 開本 870×1108¹/₃₂ 印張 15⁸/₁₆ 字數 396,000

一九五四年十月北京第一版

一九五七年一月北京第四次印刷

印數 6,691—8,500 定價(8) 1.70



第二冊目錄

第三篇 大氣熱力情況

第十三章 大氣中熱量傳遞 熱流入量	327
§ 1 對流熱通量、平流熱通量及亂流熱通量	327
§ 2 熱量內源、熱流入量方程	330
§ 3 熱流入量	332
第十四章 亂流混合作用	337
§ 1 基本研究問題	337
§ 2 推論垂直亂流通量的表現式	339
§ 3 亂流熱通量	343
§ 4 定交換係數法	347
§ 5 近地面層空氣中交換係數的數值	348
§ 6 亂流混合的補充知識	355
第十五章 大氣及地面的熱量差額	357
§ 1 地面的熱量差額方程	357
§ 2 地面及大氣間之亂流熱量交換	358
§ 3 蒸發支用熱量	362
§ 4 比較地面熱量差額的成分	363
§ 5 地面的熱量差額與水分差額之關係	366
§ 6 海洋熱量差額	368
§ 7 地表面熱量差額	371
§ 8 大氣熱量差額	372
§ 9 地氣體系的熱量差額	374
第十六章 土壤和水的熱情況	379
§ 1 土壤的熱的性質	379

§ 2 土壤中熱的傳播	381
§ 3 土壤溫度的日變程和年變程	386
§ 4 植物覆蓋層和地形對於土壤熱情況的影響	391
§ 5 土壤凍結、永凍土	394
§ 6 土壤中的熱量交換	397
§ 7 積雪和它對於土壤的熱情況的作用	399
§ 8 水池中熱的傳播的特點	402
§ 9 水池中溫度的日變程和年變程	405
第十七章 近地面層大氣的溫度	408
§ 1 氣溫的日變程、溫度隨高度的變化	408
§ 2 計算夜間最低溫度的方法	413
§ 3 霜凍、植物防止霜凍的主要方法	416
§ 4 微氣候學上的溫度差異	419
§ 5 大氣中的熱力對流	424
第十八章 自由大氣的溫度	428
§ 1 自由大氣中溫度分佈的理論上的結論	428
§ 2 溫度的逆增	432
§ 3 對流層頂的高度及溫度	440

第四篇 大氣中的水分

第十九章 水分的一種形態轉變為另一種形態	447
§ 1 水的三種形態的基本特性	447
§ 2 位相平衡的概念	449
§ 3 關於位相轉變條件的現代觀念	452
§ 4 飽和水汽壓隨着溫度而變的關係	457
§ 5 在水面上和在冰面上的飽和水汽壓	458
§ 6 表面曲率對飽和水汽壓的影響	462
§ 7 電荷的影響	467
§ 8 溶液上的水汽壓	469

第二十章 蒸發	473
§ 1 蒸發過程	473
§ 2 自然條件下蒸發的特性	475
§ 3 測量的方法、蒸發觀測的結果	477
§ 4 計算蒸發的經驗公式	480
§ 5 理論上的研究	481
§ 6 測定空氣濕度的乾濕表方法	485
§ 7 水滴表面上的蒸發	489
第二十一章 水汽的凝結和昇華	493
§ 1 胚滴的形成和凝結核的作用	493
§ 2 水滴上的水汽壓及水滴長大的條件	497
§ 3 過冷卻水滴	502
§ 4 冰晶和雪花的形成	504
§ 5 地上凝結和形成地表面的降水	509
第二十二章 霧和輕霧	513
§ 1 霧及其屬性	513
§ 2 使霧形成和消失的過程	516
§ 3 霧的一般分類原則	517
§ 4 預報霧的物理基礎	519
§ 5 使霧消散的方法	523
第二十三章 雲	525
§ 1 使雲形成的幾種基本過程	525
§ 2 凝結高度、雲的下限和上限	528
§ 3 雲的微物理特性	531
§ 4 依照雲的結構和形成條件來進行雲的分類	542
第二十四章 降水	546
§ 1 降水的形態及其分類	546
§ 2 雨滴的大小和它們下降的速度	547
§ 3 引起雲滴增長的基本因素、凝結作用	552

§ 4 雲滴的合併增長	554
§ 5 確定雲滴增長的一般方程式	559
§ 6 在水成雲及冰成雲中降水的形成	561
§ 7 含有液態和固態水的雲中的降水	564
§ 8 構成降水的一般模式	565
§ 9 軟雹和冰雹的形成	568
§10 積雪	570
§11 人造雨的問題	573
第二十五章 自然界中水分循環	576
§ 1 水分循環的一般情況	576
§ 2 大陸上水分外循環和內循環	579
 第五篇 大氣動力學基礎	
第二十六章 大氣運動的一般規律	583
§ 1 作用於大氣中的幾個主要的力	583
§ 2 運動方程及其簡化	589
§ 3 路徑與流線	594
§ 4 地轉風	597
§ 5 圓圈等壓線下的梯度風	600
第二十七章 近地面層大氣中的風	605
§ 1 近地面層中風的廓線	605
§ 2 大氣下層中風的廓線	611
§ 3 風的日變程	618
§ 4 大氣下層中風的結構	620
§ 5 斷絕地區的風	624
第二十八章 界面 大氣運動的能量	628
§ 1 大氣中的界面	628
§ 2 大氣中的波動	632
§ 3 大氣運動的能量	637

§ 4 能量的消散	642
第二十九章 風隨高度的變化	646
§ 1 風隨高度的變化、熱成風	646
§ 2 在下層中當加上熱成風時風隨高度的變化特性	651
§ 3 越過界面時風隨高度的變化	654
§ 4 氣旋及反氣旋中風隨高度的變化	655
§ 5 風隨高度分佈的基本類型	658
第三十章 大氣中的環流運動 地域風	660
§ 1 環流理論	660
§ 2 地域性環流、海陸風、山谷風	665
§ 3 在界面上的環流運動	671
§ 4 地形對於風的影響	671
第三十一章 壓力、溫度同風的非週期性變化	678
§ 1 純粹緯圈環流的一些性質	678
§ 2 決定氣象要素隨時間變化的因子	684
§ 3 基培爾理論的基本關係	687
§ 4 И.А. 基培爾理論的第一和第二漸近級的物理解釋	692

第六篇 天氣及其預報

第三十二章 天氣學的方法	697
§ 1 天氣學方法的實質、天氣服務	697
§ 2 地面天氣圖的繪製技術及分析技術	699
§ 3 高空天氣圖的繪製技術及分析技術(氣壓形勢圖)	704
第三十三章 氣團	711
§ 1 氣團的熱力性質、氣團的穩定度	711
§ 2 氣團的地理分類	714
§ 3 氣團的變性	715

第三十四章 對流層中的鋒帶和鋒	719
§ 1 對流層中的溫壓場及其變化	719
§ 2 鋒的一般性質、鋒的分類	721
§ 3 氣壓場中的鋒	723
§ 4 鋒生和鋒消	726
§ 5 暖鋒的性質、暖鋒過境時的天氣情況	729
§ 6 冷鋒的性質、冷鋒過境時的天氣情況	733
§ 7 錮囚鋒的性質、高空鋒、副鋒	737
§ 8 地形對氣團和鋒的影響	740
第三十五章 氣旋和反氣旋	742
§ 1 氣壓系統的一般知識	742
§ 2 氣旋形成的波動學說	743
§ 3 氣壓系統發生和發展的平流動力理論基礎	747
§ 4 氣旋和反氣旋的發展以及對流層中溫壓場的結構	752
§ 5 氣壓系統中動能的來源	758
§ 6 氣旋和反氣旋中的天氣情況	759
第三十六章 大氣環流	763
§ 1 大氣環流的定義	763
§ 2 大氣環流最簡單的模型	764
§ 3 實際的大氣環流的成分及其冬夏的特性	768
§ 4 季風	774
§ 5 低緯度的環流特性、熱帶氣旋	779
§ 6 中緯度與高緯度的大氣環流特性、環流的型式	782
§ 7 旱災	785
§ 8 關於南半球的大氣環流的概念	787
第三十七章 短期天氣預報及長期天氣預報的原則	789
§ 1 天氣形勢的預報	789
§ 2 短期天氣預報	790
§ 3 關於長期預報方法的概念	796

第三十八章 天氣與氣候	801
§ 1 氣候的概念	801
§ 2 氣候研究對國民經濟的重要性	804
§ 3 氣候的變遷與振盪	806

第三篇 大氣熱力情況

本篇討論大氣中熱量傳遞最重要過程的要點，並討論大氣與地表面間熱力相互作用的定量特徵。

因為於第一篇中對於大氣亂流的敘述太簡略，不足以解決本篇中所擬討論的問題，所以要另闢一章來講這個重要問題。

第十三章 大氣中熱量傳遞 熱流入量

§ 1 對流熱通量、平流熱通量及亂流熱通量

於單位時間內通過單位截面沿垂直於此面的方向而流過的熱能量稱之爲熱通量。熱通量是用卡/厘米²·秒爲單位來量，有時也用卡/厘米²·分（例如當與輻射能通量相比較時）。隨空氣質點運動而有熱量傳遞，本節主要說明這種傳遞的基本知識。此種過程在物理學上稱爲對流。

對流熱通量 Φ_R 可分爲兩部分：空氣以某一平均速度 V 作有規則移動所引起的通量 Φ_A ，以及不規則亂流運動所引起的通量 Φ_T 。

平均風速的水平分速常比垂直分速大幾百倍，以致 Φ_A 主要決定於水平方向上的熱量傳遞。這種水平熱量傳遞在氣象學上稱爲平流傳遞。在許多情形，通量 Φ_A 的垂直成分對於大氣過程具有重大的意義，所以不能將其忽略。

注意，在氣象學上對流常僅了解為發生在地面的受熱地區上的而且能使積雲狀的雲形成的一種運動。

在今後的計算中，對於對流熱通量仍了解為任意方向的通量（也就是一般物理學上的意義）；預先聲明（在必要的地方），所得的結論可應用於受熱地區上的對流運動。

單位質量空氣的焓 i 定義為空氣的絕對溫度 T 與其定壓比熱 c_p 之乘積，也即是

$$i = c_p T. \textcircled{1} \quad (1)$$

在單位時間內通過法線為 $\vec{n}$ 的單位面積之空氣質量，在數值上等於密度 ρ 與法線分風速 V_n 之乘積。此空氣質量所含的熱量為 $c_p T \rho V_n$ 。因此，以 $\Phi_{K,n}$ 表 n 方向上對流熱通量，則可以下式表之，

$$\Phi_{K,n} = c_p \rho T V_n. \quad (2)$$

由此可以直接看出，熱通量 $\Phi_{K,n}$ 可由向量 $\vec{\Phi}_K$ 於 n 方向上的投影來決定：

$$\vec{\Phi}_K = c_p \rho T \vec{V}. \quad (3)$$

知道 $\vec{\Phi}_K$ 的三個分向量，即可求任意方向上的熱通量值。引用向量 $\vec{\Phi}_K$ 的意義即在於此， $\vec{\Phi}_K$ 稱為對流熱通量向量。這種向量今後要時常應用。

按公式(2)所求的對流熱通量值最常是特別大。譬如說，設空氣密度 $\rho \simeq 10^{-3}$ 克/厘米³，溫度 $T = 270^\circ$ 及速度 $V = 10$ 米/秒，通過垂直於速度方向之面積的通量 $\Phi_{K,n}$ 將為

$$\Phi_{K,n} \simeq 4 \cdot 10^3 \text{ 卡/厘米}^2 \cdot \text{分},$$

即約超過大氣上界的太陽輻射通量值達 2000 倍。因此，當氣團於各方向上運動時大氣中不斷地有大量的熱量隨之傳遞。然而，此熱量中只有極少部分可能轉換為另外一些形式的能。

① 在流體力學中，皆以力學單位表之，為了這點，在(1)式右端應以熱功當量乘之。但是在氣象學上，仍多用熱學單位——原註。

今詳述以上所提到的對流兩種方式之重要問題。

當推論表示由對流所引起的熱通量的(2)及(3)二式時,我們完全未曾估計氣團內氣象要素的非均一性。嚴格的說,(2)式及(3)式對於任意面積 S 而言應寫為

$$\Phi_{k,n} = c_p \sum_{j=1}^N T_j \mu_{n,j} S_j \quad (4)$$

及
$$\vec{\Phi}_k = c_p \sum_{j=1}^N T_j \vec{\mu}_j S_j, \quad (5)$$

式中 N 為於單位時間內通過所討論面積 S 的空氣質點數,而且按質點上氣象要素的相對均一性的特徵,來劃分空氣質點(若干數量的空氣);

S_j 為第 j 個質點的橫截面 $\left(\sum_{j=1}^N S_j = S\right)$ 並且

$$\vec{\mu}_j = \rho_j \vec{V}_j \quad (6)$$

為第 j 個空氣質點的比動量(удельное количество движения)。我們今後常用這個量,因其比用速度較簡單。

組成某氣團各空氣質點的溫度值及比動量值,比起某平均值來,或者較大一些,或者較小一些。所以當空氣運動時熱量傳遞是靠兩種不同方式進行的。假如通過面積所有空氣質點的溫度及比動量都一樣,且等於這些屬性的平均值,則這些質點於單位時間內通過單位面積所傳遞的熱量,雖然,如上所指出的,不能真正是水平傳遞的,我們仍稱為平流熱通量 Φ_A ,這意思是,平流熱通量是為所有空氣質點向總的傳遞方向所引起的。然而,對流熱量傳遞不限於此平流方向的傳遞。為了更易理解這點,我們討論隨一般氣流運行着的單位面積。通過這樣面積的平流熱通量,顯然是沒有。然而各個時間內有許多個別空氣質點通過此面積。如有些空氣質點,其比動量超過於平均值,則將趕過該面積;

質點比動量較小於平均值者，將於相反的方向上通過該面積。

當計算熱通量時，比動量大於平均值的及小於平均值的兩組空氣質點，其通量分量的符號不同，而只有當“較快”的質點的平均溫度與“較慢”的質點的平均溫度相等時，不同符號的通量分量始完全互相抵消。因為一般情形不是這樣的，那麼就有了所謂的亂流熱通量 Φ_T ，而且這個通量乃是由於質點的比動量及其溫度間有一種關係的存在所引起的。

$$\vec{\Phi}_R = \vec{\Phi}_A + \vec{\Phi}_T. \quad (7)$$

同時就平流熱通量向量而言，我們可寫出其表現式，它完全類似於前所得的對流通量的式子：

$$\vec{\Phi}_A = c_p T \vec{\mu}. \quad (8)$$

同時我們必然意識到， T 及 $\vec{\mu}$ 是溫度及比動量的某一種平均值^①。

為要得到亂流熱通量的表現式，以表示出亂流熱通量與其決定亂流通量的因子的明顯關係，常利用分子傳遞過程與亂流傳遞過程之間的相似點，而且認為亂流熱通量與位溫梯度成正比，而比例係數是遠超於分子導熱係數若干倍。然而，如我們立將見到一樣，該相似點並不是完全的，而且不能解答所發生的許多問題。如應用或然率理論及許多物理考慮來進行研究，則結果更完善而更精確。下一章裏，我們把這種類型的簡化結論給出來。

§ 2 熱量內源、熱流入量方程

空氣於運行時，其單位容積於單位時間內自外界所獲得的熱能量稱為熱流入量 ϵ 。如這種熱流入量對一固定質點說，則也稱為個別熱流入量 (индивидуальный приток тепла)。

^① 問題在於：為了將空氣質點於一般方向的傳遞與不規則渦旋運動的亂流傳遞分開，那麼我們應如何去平均，那是具有重大原則性的意義的。然而關於這個問題，我們不可能在還本教程內討論到——原註。

除此量外,在許多情形考慮地方性熱流入量 e' (локальный приток тепла), 更適當些其意是在一定空間上的單位容積內於單位時間內熱量增加值。

根據該定義,熱流入量是以卡/厘米³·秒量之。

我們來討論當無輻射熱流入量及無亂流熱流入量時,能够使單位空氣質量的內能發生改變的因子。

這類因子有:

- 1) 空氣絕熱壓縮及膨脹時溫度的變化;
- 2) 水變態時氣溫的變化。

其中第一個因子的作用如第二章內所指,可寫為如下的關係式

$$c_v \left(\frac{dT'}{dt} \right)_a = \frac{Ap}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt}, \quad (9)$$

式中指標“a”是指僅因絕熱壓縮或膨脹所引起的內能變化, A 為功熱當量。

今討論第二種因子的作用。

單位質量空氣內水變態的所有各種過程可歸結為兩種基本過程: 單位時間內 σ 克水汽變為液態水, 及於同一時間內 σ' 克液態水變為冰。事實上,例如, 1 克水汽的昇華作用我們可以寫成 $\sigma=1, \sigma'=1$ 。這意思是, 昇華過程的熱效應是等於 1 克水汽凝結時及 1 克水凝固時所放出的總熱量。另一方面,例如,就記述 δ 克冰融解過程言, 我們可以假定 $\sigma'=-\delta$, 即我們利用了凍結過程是融解過程的相反關係。

以 L 表 1 克水汽凝結時所放出的熱量, L' 表凍結時所放出的熱量, 則單位質量空氣於單位時間內的內能變化為

$$c_v \left[\frac{dT'}{dt} \right]_{\Phi} = L\sigma + L'\sigma', \quad (10)$$

式中指標“ Φ ”是指,水變態的過程是內能變化的原因。

合併(9)及(10),便可求得當上述兩個因子同時作用時單位質量空

氣的內能的總變化爲

$$c_v \frac{dT}{dt} = \frac{Ap}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} + L\sigma + L'\sigma'. \quad (11)$$

今令 ε_A 爲由輻射能吸收作用所引起的熱流入量, ε_T 爲質點與周圍空氣質量有亂流交換時所引起的熱流入量, 則就單位質量言, 應加的熱流入量爲 $\frac{1}{\rho}(\varepsilon_A + \varepsilon_T)$ 。那麼熱流入量方程爲

$$c_v \frac{dT}{dt} - \frac{Ap}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = L\sigma + L'\sigma' + \frac{1}{\rho}(\varepsilon_A + \varepsilon_T). \quad (12)$$

在某些特殊問題上, 也應該計入由於分子導熱所引起的熱流入量, 並計入由於摩擦作用使動能變爲熱能的能量。然而, 這二者在大氣中的作用照例完全可忽略不計。

由於容積內所含的水分變態的結果, 因而空氣得到熱量, 實際上這也是熱流入量形式之一, 那麼, 如以 $\frac{1}{\rho} \varepsilon_\Phi$ 表 $L\sigma + L'\sigma'$, 熱流入量的一般式爲

$$\varepsilon = \varepsilon_A + \varepsilon_T + \varepsilon_\Phi. \quad (13)$$

利用狀態方程, 可將熱流入量方程(12)左端的變數 T 、 ρ 轉換爲變數 ρ 、 p 或 p 、 T 。如引入位溫 Θ , 熱流入量方程可更簡化; 適當變形後則得

$$c_p \frac{T}{\Theta} \frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{\rho} \varepsilon. \quad (14)$$

爲了能够使用此方程, 於下一節中我們討論熱流入量右邊的數值。

§ 3 熱流入量

三個主要熱流入量形式之一, 即變態所引起者, 已於上節求得爲

$$\varepsilon_\Phi = \rho(L\sigma + L'\sigma'). \quad (15)$$

其他兩種即輻射熱流入量及亂流熱流入量, 今以所對應的通量表之。

首先討論當某空氣容積 v 的平均速度爲零時之特殊情形。這時, 地

方性熱流入量 ε' 等於個別熱流入量 ε 。今要求該容積於 Δt 時間內當無變態過程時所得的熱量。

以 Φ 表總熱通量，它是輻射熱通量及亂流熱通量之和。

於此情形，顯然，平流熱通量為零。

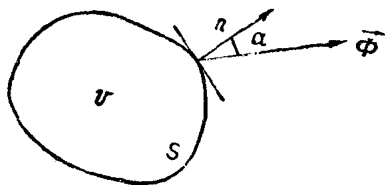


圖 110

如 S 為包圍容積 v 的表面， dS 為其元量面積，向量 $\vec{\Phi}$ 與此元量面積 dS 上之向外法線所成的角等於 α (圖 110)，則於 Δt 時間間隔內通過面積 dS 向容積 v 內來的熱量為

$$- |\vec{\Phi}| \cos \alpha dS \Delta t = - \Phi_n dS \Delta t,$$

式中 Φ_n 為向量 $\vec{\Phi}$ 於向外法線方向上的投影。

沿整個面積 S 求積分，即可求得於 Δt 時間內進入該容積內的總熱量；它為

$$- \int_S \Phi_n dS \Delta t.$$

但是同樣熱量顯然為

$$\int_v \varepsilon \Delta t dv.$$

比較此二式並應用高斯—奧斯特洛格勒斯基 (Гаусс—Остроградский) 公式，立可求得：

$$\int_v \varepsilon dv = - \int_v \operatorname{div} \vec{\Phi} dv. \quad (16)$$

現在假如考慮運動着的容積，則表示地方性熱流入量的關係自然完全改變。首先其中含有平流熱流量的輻散。此外，必須把凝結過程之效應和絕熱壓縮或膨脹的效應用新的形式寫出；所有這些過程使得地方性熱流入量 ε' 的方程極其複雜化。可是表示個別熱流入量的關係仍然照舊。事實上，如取一運動座標系，隨同容積以其平均速度移動着，我們也就可利用公式 (16) 了。