

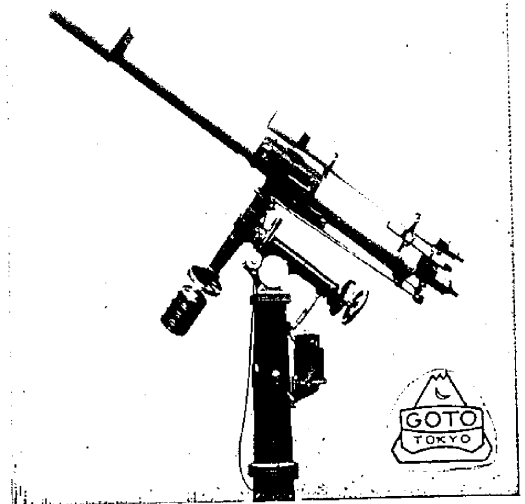
五藤式天体望遠鏡

☆

専 門 家・天 文 台 用 各 種
学 校 向（理 振 法 準 拠 品）各 種
ア ス ト ロ カ メ ラ・ス ペ ク ト ロ
ス コー プ 等，各 種 付 属 品

当社は大正 15 年創業以来一貫して天体望遠鏡の研究製作に当り、我が国で最古且つ最大のメーカーであります。特に学校向には国内需要の 80% は当社の製品によつて賄つており、輸出もまた飛躍的に伸び、特に 6 インチ据付型の赤道儀は輸出された赤道儀として最大のものであり又その優れた性能も高く評価されています。

カタログ呈（本誌名記入の事）



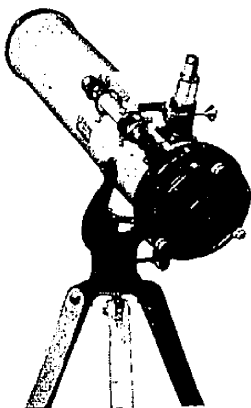
株 式 会 社

五 藤 光 学 研 究 所

東 京・世 田 谷・新 町・1-115
電 話 (421) 3044・4320・8326



カンコー天体反射望遠鏡



新 発 売
十五 糎 ミヤノン 天 体 反 射 望 遠 鏡
C・G 式 焦 点 距 離 二 段 切 換
（焦 点 距 離 一 三 五 〇 糎 及 び 二 四 〇 〇 糎
鏡 筒 長 九 〇 〇 糎）

- ★ 完 成 品 各 種
 - ★ 高 級 自 作 用 部 品
 - ★ 凹 面 鏡，平 面 鏡
 - ★ アル ミ ニ ウ ム 鍍 金
- （カ タ ロ グ 要 30 円 郵 券）

関 西 光 学 工 業 株 式 会 社

京 都 市 東 山 区 山 科 Tel. 山 科 57

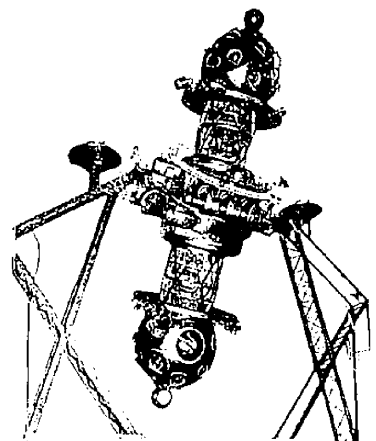


天 文 博 物 館

五 島 プ ラ ネ タ リ ウ ム

9 月 の 話 題 月 世 界 旅 行

投 影 時 間 午 前 11 時，午 後 1 時，3 時，5 時
（土・日 には 午 後 7 時 も 投 影，月 曜 日 は 休 館）



東 京・澁 谷・東 急 文 化 会 館 8 階
電 話 青 山 (401) 7131, 7509

目 次

磁気流体力学波	田 所 優	184
月報アルバム——明石の天文科学館, カナダ・ビクトリアの天文台		189
天象欄——さそり・ケンタウルス運動星団		192
カナダ・ビクトリアの天文台から	藤 田 良 雄	193
雑報——星雲の光度階級分類, 獵犬座の星雲団, ハッブル常数の再検討, 超巨星の光度		195
新刊紹介——太陽系 (Handbuch der Physik, 第 52 巻)		197
人工天体ニュース——1960 η の打揚げ		197
質問ポスト——三体問題, 恒星の半径		198

——表紙写真説明——

兵庫県明石市を通る東経 135 度の日本標準時子午線上に今回建設された市立天文科学館プラネタリウムの夜景。東独のカール・ツァイス社製のもので、大阪電気科学館のものと同型式である。ドームは直径 20 メートル, 座席は約 500。

宇 宙 通 信 片方善治著

人工衛星の成功は、単に人工の月が軌道に乗ったということだけでなく、観測データーを地球上に反放送してきたところにある。ソ連の月ロケットの成功も月裏側の連続撮影と共にこれを地上に送ったテレビのメカニズムにある。アメリカ大統領アイクは月反射無線を利用してカナダ首相と通信を交換し、又、人工衛星からクリスマス・メッセージを送信して国民を熱狂させた。やがて月世界からのテレビ放送が遠征軍によって行われるであろうし、火星に上陸した人間から長距離電話がかかってくるのも近いであろう。

天文学の分野でも、太陽や惑星からの電波を捉えているし、更に遠い銀河宇宙からも、見えざるラジオ星が、星の誕生と死滅の、宇宙進化の秘密をささやきつつある。

“宇宙通信”とは、こうした地球外の惑星間宇宙ステーションの設計と電波送受信の物語であって、宇宙開発の新しい目であり耳である。アメリカやソ連の新しい資料を自由に駆使して、来るべき宇宙時代の通信機構を平易に解説してある。B6判 230円

新宿区三栄町 8 恒 星 社 Tel(351)1003・2474

秋 季 年 会 の お し ら せ

日 時： 1960年10月21日(金), 22日(土)
場 所： 京都大学理学部宇宙物理学教室
講 演 申 込： 講演予定者は氏名, 所属, 題名, 予定時間を記入の上 9 月 10 日までに下記にお申込み下さい。
アブストラクト： アブストラクトは 9 月末日までに下記の所へお送り下さい。
予稿集は特別会員には一部宛無料で差上げますが、一部以上御入用の方、または普通会员で御希望の方は実費 40 円をそえてお申込み下さい。

東京都三鷹市大沢 東京天文台内

社 団 日 本 天 文 学 会
法 人

振替口座東京 13595

磁気流体力学波

田 所 優*

§1. はしがき 電気伝導率の高い媒質中に磁場が存在している場合、そこに何等かの運動が起っているとすると、1942 年 Alfvén¹⁾ によって理論的にその存在を提唱された磁気流体力学波（以下 mh 波と略称）が発生していると考えられる。多くの宇宙物理学的現象、特に太陽物理学に関連した研究の際には、電離ガス、その運動、磁場の三者がそろっており、まさに上記の様な波の存在条件がみたされている。そこで、この様な分野の研究の際には、mh 波を考慮に入れないわけにはゆかない。

§2. 磁気流体力学波の概念 磁場が存在している電気伝導率の高い媒質の一部が運動を始めたとして、簡単の為に直交座標軸を考え、 z 軸を磁場方向に、 y 軸を運動方向として、このとき x 軸方向に電場が出来、この方向に電流が流れる。そうすると電導性媒質は電磁気学の法則に従って y 軸負方向に運動をしようとする為、最初の運動にはブレーキがかかる。一方、これに隣接する領域では電流が逆方向になるから、その部分は y 軸正方向に運動をし始める。以下順次この様にして運動が伝わる。この運動の特徴は、磁場中の電導性媒質の振動だから、最初かかっていた磁場に対して更に変動する磁場が附加される事である。この場合、磁力線と電導性媒質との変動速度は等しいので、まるで磁力線が媒質に凍結するかの様な様子を見せる。磁場の振動つまり磁力線の振動というのは、丁度弾性物質で出来た紐が張られている場合の振動に似ている。磁場が重畳すると電導性媒質はまるで粘性が生じたかの様に運動を隣接部分に伝える。こうした概念については Alfvén の著書²⁾に詳しく述べられている。

この様な波動現象の実験は 1949 年になって Lundquist³⁾ によって示された。普通電導性の良い物質というのは金属であるが、常温で流体状を呈していると云えば水銀がもっとも良い材料である。底に回転羽根のついた円筒状の容器に、これを入れて垂直上向きの磁場をかけ、底の羽根を回転させると、表面で運動を検出できたのであった。これは磁場のために底の回転運動が上部に伝わった事を示す。その後、液体ナトリウム⁴⁾や気体放電^{5), 6)}による実験等が示されている。

§3. 基本方程式 以上述べた事からわかる様に mh 波の研究の出発点は流体力学における運動方程式と連続

の式、及び電磁気学におけるマックスウエルの式等である。それらを次に列記してみよう⁷⁾。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nu \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{v} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \mathbf{j} &= \sigma \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right\} + q\mathbf{v} \\ \frac{\partial q}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} &= 0 \\ \mathbf{F}_L &= \frac{1}{\rho c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{\rho} q\mathbf{E} \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi q \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

上記の諸量はガウス単位系による。 ρ は媒質の密度、 $\mathbf{v}$ は媒質の速度、 ν は粘性、 σ は電気伝導率、その他は通常使われている通りの記号である。もちろん、

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{D} = \kappa \mathbf{E}$$

である。この (1), (2) 式は、次の関係式によって結びつけられる。

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_H + \mathbf{F}_L \quad (3)$$

$\mathbf{F}_H$ は流体力学的な力を表わし、 $\mathbf{F}_L$ はローレンツ力を表わす。圧縮性流体の場合は更に密度と圧力の関係式が加わる。以上の式から、 $\mathbf{v}$, $\mathbf{H}$ を決める微分方程式が導かれるが、それは一般に非線型となっている為取扱いが困難であると。ところが電気伝導率の非常に良い媒質に於いては、上記の式で変位電流を無視する事が出来る。これを磁気流体力学的近似と呼ぶ。このとき、 $\mathbf{v}$, $\mathbf{H}$ をきめる微分方程式は次の様になる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= \mathbf{F}_H + \frac{\mu}{4\pi\rho} [\operatorname{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}] - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p \\ &\quad + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nu \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{v} \\ \frac{D\mathbf{H}}{Dt} - \lambda \nabla^2 \mathbf{H} &= (\mathbf{H} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{v} - \mathbf{H} \operatorname{div} \mathbf{v} \\ \lambda &= c^2 / 4\pi \mu \sigma \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

更に特別の制限、つまり粘性もなく、非圧縮性流体であると云う様な場合には、取扱いは非常に簡単になる。

* 京都大学宇宙物理学教室

M. Tadokoro: Magnetohydrodynamic Waves.

こうして簡単化された式に、

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} \quad (5)$$

なる代入を行う。\$\mathbf{H}_0\$ は初めからかかっている一定の磁場、\$\mathbf{h}\$ は変動する磁場を示す。そうすると、\$\mathbf{h}\$ と \$\mathbf{v}\$ に関する基本方程式が得られる。ところが簡単になったとは云っても、次の二つの場合以外の取扱いは困難である。

(i) \$\mathbf{v}\$ と \$\mathbf{h}\$ が小さい場合：このとき二次の項や積の項は省略できる。

(ii) \$\mathbf{v}\$ と \$\mathbf{h}\$ が大きくても、磁気エネルギーと運動エネルギーとが等しい場合：このときには、

$$\mathbf{v} = \pm \sqrt{\left(\frac{\mu}{4\pi\rho}\right)} \mathbf{h} \quad (6)$$

の関係が成り立つ。

\$\mathbf{v}\$ や \$\mathbf{h}\$ が大きいと摂動として扱えないから心配な様であるが、(ii) が妥当な限り大丈夫である。この関係は Walén⁹⁾ によって最初に提起されたが、van de Hulst⁹⁾ も同様の結論に達し、また Ferraro¹⁰⁾ も電気伝導率が非常に大きい限り妥当な事を指摘している。

さて、この様な場合には、Alfvén¹⁾ によって最初に導かれたところの、

$$\frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} = \frac{\mu H_0^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial z^2} \quad (7)$$

なる式が得られる。これは直交座標系に於いて \$z\$ 軸方向が磁場の方向となっている場合である。この式は \$z\$ 軸方向に進むところの、

$$V = \pm H_0 \sqrt{\left(\frac{\mu}{4\pi\rho}\right)} \quad (8)$$

なる速度の平面波を示している。これが mh 波である。

§4. 非圧縮性媒質 最初に Alfvén¹⁾ が扱ったのはこの場合であった。電気伝導率を無限大とした場合は §3 に示した通りであるが、更に一般的な取扱いは Walén¹¹⁾ によってなされた。また Alfvén^{12), 2)} はコロナの加熱理論との関連において、電気伝導率が有限な場合の mh 波の減衰を調べた。この場合、(7) 式に相当する式は、

$$\mathbf{E} = \frac{j}{\sigma} - \mu \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{H} \right] \quad (9)$$

であり、次の形の式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} = \frac{\mu H_0^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial z^2} + \frac{c^2}{4\pi\mu\sigma} \frac{\partial^3 \mathbf{h}}{\partial z \partial t} \quad (10)$$

もちろん上式で \$\sigma = \infty\$ とすれば (7) 式である。\$\mathbf{h}\$ と \$\mathbf{v}\$ は \$y\$ 軸に平行で、\$z\$ と \$t\$ だけの関数であるとしよう。

$$\mathbf{h} = h_0 \exp(\alpha z + i\omega t) \quad (11)$$

$$\mathbf{v} = v_0 \exp(\alpha z + i\omega t) \quad (12)$$

ここで、\$h_0, v_0\$ は定数である。さて、これで、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} &= -\omega^2, & \frac{\partial^2}{\partial z^2} &= \alpha^2, \\ \frac{\partial^3}{\partial z \partial t} &= i\omega\alpha^2 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

なる関係と、(8) 式を使うと、減衰が小さい場合に妥当であるところの、

$$\alpha = \pm \left(i \frac{\omega}{V} + \frac{\omega^2 c^2}{8\pi \mu \sigma V^3} \right) \quad (14)$$

を得る。よって、波の振幅が \$1/e\$ になる距離 \$z_0\$ は、

$$z_0 = \frac{8\pi \mu \sigma V^2}{\omega^2 c^2} = \frac{2\mu \sigma V}{\pi c^2} \lambda^2 = \frac{\mu^{5/2} \sigma H_0^3}{\sqrt{\pi} c^2 \rho^{3/2} \omega^2} \quad (15)$$

となる。ここで、\$\lambda = 2\pi V/\omega\$ は波長を示す。

Roberts¹³⁾ は、やはり同じ場合に、一次元の場合を詳しく調べた。彼は基本方程式として次の様な形の式を導いた。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} - \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{a} \right] = V^2 \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial z^2} \quad (16)$$

ここで、\$\mathbf{a}\$ は、\$\mathbf{h}, \mathbf{v}, \text{rot } \mathbf{h}, \text{rot } \mathbf{v}\$ の様な量を意味する。

\$\rho\$ が無限大の場合を考えると、もはや流体ではなくて、

(16) 式の右辺は零となり、

$$\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{a} \quad (17)$$

なる式が出てくる。このとき、\$L\$ なる長さで特徴づけられる領域内の擾乱は \$4\pi\sigma L^2\$ なる半減期をもって指数函数的に減衰する。次が \$\sigma\$ 無限大の場合は (7) 式が出て来るわけである。このとき、\$L\$ なる長さの領域を擾乱が通るには \$L/V\$ の時間がかかるから、波動的な性質がまさるのは、

$$4\pi\sigma L \gg L/V \quad (18)$$

なる条件が成り立つ時である。これに数値を入れて見れば、実験室で直接磁気流体力学的な現象を示す事の困難さがわかる。

(16) 式から次の様な性質が導かれる。即ち、常に減衰波の位相速度及び群速度は \$V\$ より大きい。そして振動数の高い成分の伝播速度の方が早い。また減衰の割合も振動数の高い成分が激しい。つまりある擾乱が発せると、振動数の高いものが早い速度で伝播し、かつ急速に減衰し、結局、擾乱の主体は次第に低振動数のものだけになって、波動は純粋な形を取る様になる。波の振幅が \$1/e\$ になる距離は、常に電導性固体の表皮厚さより大きく、この事は宇宙物理学的な問題への応用に重要な示唆を与える。即ち、大質量の流体の内部で起る磁氣的擾乱が表皮効果で外から観測出来ないと言う心配はない事を示す。もちろんかかっている磁場が完全にトロイダルで表面への成分がない時は別である。

電気伝導率が有限な場合の非週期的擾乱の取扱いは先ず Walén¹¹⁾ によってなされた。Roberts¹³⁾ もやはり同じ場合を取扱ったが、彼はヘビサイドの方法を使って近似なしに調べている。彼は更に三次元の場合をも取扱っている⁴⁾。そして任意の擾乱に対してグリーン関数の導かれる事を示した。また \$\mathbf{H}_0\$ の方向に沿っての伝播は三次元の時でも一次元の時と本質的に同じであるが、\$\mathbf{H}_0\$ に垂直な方向の場合は、まるで媒質が固体であるかの様に、殆んど完全に拡散である事を示した。また、el Mo-handis¹⁵⁾ は電気伝導率が有限な非圧縮性、かつ非粘性

の無限の広がりを持つ流体にかかっている場に、平行または垂直に双極磁場がおかれた場合を調べている。

波の重畳の原理は、運動方程式が非線型である為一般に mh 波に対して適用出来ない。この点については Lundquist¹⁶⁾, Lehnert¹⁷⁾, Parker¹⁸⁾ などの研究がある。Parker は摂動が最初にかかっている一定の場の磁気エネルギーに比して小さいという様な極限の場合には適用できる事を指摘している。§3 で述べた様な線型近似、例えば (6) の様なエネルギーの等分配が適用出来る時には、振幅の重畳は出来るが、この時でも圧力は、個々の圧力の和よりも小さい¹⁶⁾。Lehnert¹⁷⁾ はコリオリの力や種々の損失が無視され得ない時には一般に重畳の原理は妥当でない事を結論している。

反射と屈折については、先ず Walén^{9), 11)} と Alfvén²⁾ が、彼等の黒点への応用と関連して太陽表面での磁気流体力学的な環の反射を調べた。彼等は太陽表面が固体表面の様に振舞うと考えていた様であるが、こういう考え方は太陽大気密度が光球上の高さにつれて急速に減少し、そこでの条件が自由表面での条件で近似されるという様な場合においては問題である事を Ferraro¹⁰⁾ が指摘した。彼は流体の電気伝導率が無限大で、かつ磁場が一樣な場合の、無限の広がりを持つ二流体の境界面での反射と屈折を調べた。しかし彼はこの時入射波に特別の制限をおいた。これに対し Roberts¹⁹⁾ は制限なしにもっと一般的な取扱いをした。

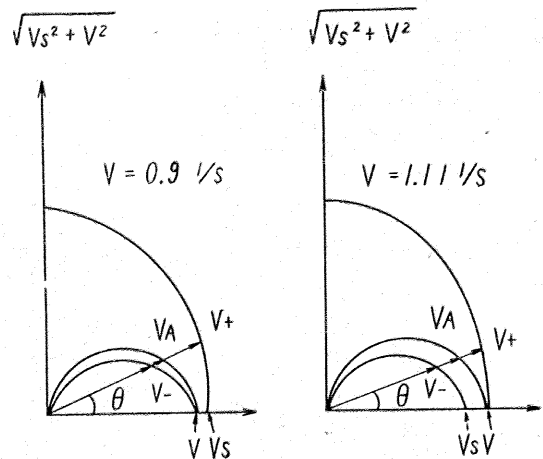
i, r, re をつける事によって、それぞれ入射波、反射波、屈折波を表わすとして。そうして入射波と反射波は密度 ρ_1 なる媒質の中を V_1 の速度で、また屈折波は密度 ρ_2 なる媒質の中を V_2 なる速度で進むとして。境界面での連続の条件から、次の様な振幅の間の関係が出て来る。

$$A_r = \frac{\sqrt{\rho_2} - \sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}} A_i, \quad A_{re} = \frac{2\sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}} A_i \quad (19)$$

反射や屈折の際に興味ある事は、それによって境界面が乱されないという事である。また入射波、反射波、屈折波がすべて同じ面内にあるという事も出て来る。

$x-y$ 平面が境界面 ($z=0$) となる様な直交座標系をとるとする。 H_0 と z 軸との角を β , z 軸と H_0 を含む面と入射面との角を γ とすると、mh 波における反射と屈折の法則は次の様になっている。 $\theta_i, \theta_r, \theta_{re}$ を入射角、反射角、屈折角とする。(入射、反射、屈折の角は境界面からはかる)。

$$\left. \begin{aligned} \tan \theta_i + \tan \theta_r &= -2 \cot \beta \cos \gamma, \\ \tan \theta_{re} &= \frac{V_1}{V_2} \tan \theta_i \\ &+ \left(\frac{V_1}{V_2} - 1 \right) \cot \beta \cos \gamma \end{aligned} \right\} \quad (20)$$



第 1 図

即ち、入射面と磁場の方向との角が大切である。もし、 $\beta = \frac{\pi}{2}$, $\gamma = \frac{\pi}{2}$ のときは、光学の時に似た法則になる。ただし、正弦法則でなくて、正接法則である。

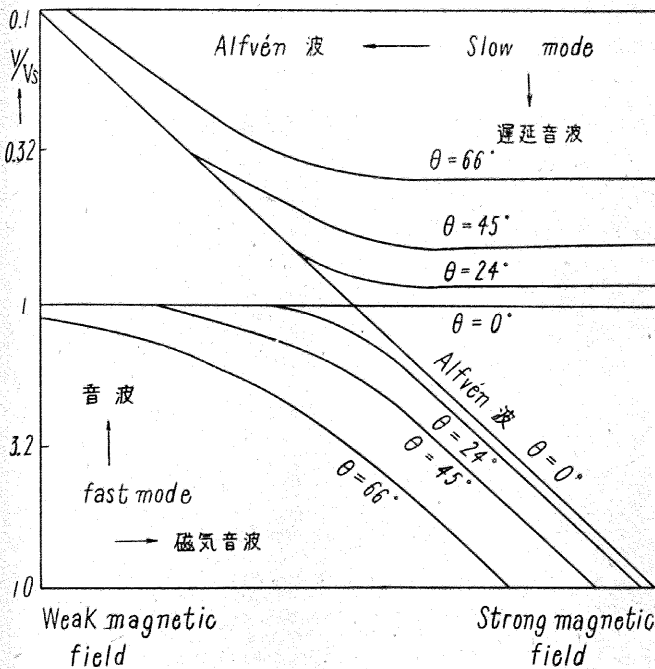
回転している非圧縮性流体中の mh 波の伝播は Lehnert^{17), 20)} によって考えられた。コリオリの力の存在によって mh 波の回転方向に、異なる二つの円偏光が生じ、それらは異なる位相速度を持つ。コリオリの力の影響は次元の無い Ω/kV なる量によって特徴づけられる。ここで Ω は回転角速度、 k は波数である。効果が波長に依存するので、この場合には分散が行われる。

Hide²¹⁾ は密度が重力方向に沿っては一様ではないが、磁場は重力に平行になっている様な場合の非圧縮性流体中の mh 波の伝播を研究し、変分的方法を用いて電気伝導率が無限大という極限の場合に対する近似解を求めた。Sirokov²²⁾ は mh 波の伝播に対する重力及び表面張力の影響を調べている。

§5. 圧縮性媒質 圧縮性媒質中に存在し得る波動は縦波つまり音波の様なものである。ところが、その電気伝導率が高いとき、磁場がかかると磁力線が媒質にはりついた様に振舞うため、筋金が入った事になり、磁場の方向には横波が存在し得る。しかし、磁場とある角度を持つ方向については事情は複雑になる。

先ず電気伝導率が無限大である圧縮性流体中の mh 波は、Ginzburg²³⁾, Herlofson²⁴⁾ によって調べられた。更に圧縮性というだけでなく、有限の電気伝導率、粘性なども考えた体系的な研究が van de Hulst⁹⁾ によって行われた。Banos^{25), 26)} は基本方程式を整備して、圧縮性流体と非圧縮性流体の両方の場合を体系的に扱った。更に Syrovatskij²⁷⁾ による最近の研究がある。

さて、粘性も電気抵抗も零である様な圧縮性流体を考える。そして一定の磁場 H_0 ががかかっている所での定常的な様な流れを考えよう。このとき §3 で述べた基本



第 2 図

方程式より、意味のある解の存在条件として次の式を得る²⁷⁾。

$$\omega_0^2[\omega_0^2 - (kv)^2][\omega_0^4 - k^2(V_s^2 + V^2)\omega_0^2 + k^2V_s^2(kV)^2] = 0 \quad (21)$$

ここで、 $\omega_0 = \omega - kv$ で、これは流体に固定された座標系に於ける振動数を表わす。 V_s は音速である。従って ω_0/k が静止せる流体中の波の位的速度である。

(21) 式より先ず得られるのは、

$$\omega_0 = \omega - kv = 0 \quad (22)$$

で、これは媒質に対して静止している擾乱に対応する。媒質が動けば、この型の擾乱はそれと共に動き、エントロピーの密度だけが擾乱される。この伝播速度は零であり、普通の波ではない。小さい擾乱の際の衝撃波の研究には、この種のエントロピー波も必要である。次には、

$$\omega_0 = \pm(kv) \quad (23)$$

で、その伝播速度は、

$$V_A = \pm V \cos \theta \quad (24)$$

である。 θ は波の伝播方向と磁場の強さの方向との角である。これは結局、 H_0 方向に $V = H_0 \sqrt{(\mu/4\pi\rho)}$ なる速度で伝わる mh 波を k の方向に射影してみた事に相当している。これは、Alfvén¹⁾ によって最初に見出されたものと同じで、普通 Alfvén 波と呼ばれる。最後に (21) 式から更に次の二種類の波が出てくる。

$$V_{\pm}^2 = \frac{\omega_0^2}{k^2} = \frac{1}{2} \{ V_s^2 + V^2 \pm \sqrt{(V_s^2 + V^2)^2 - 4V_s^2V^2 \cos^2 \theta} \} \quad (25)$$

磁場の弱い極限では $V=0$ だから、 $V_+ = V_s$ 、 $V_- = 0$ で、

V_+ は音波に当る。また波の伝播方向が磁場方向の場合にも V_+ は音波であり、 V_- は純粋な横波の Alfvén 波である。磁場に対して直角方向の場合には、

$$V_+ = \sqrt{V_s^2 + V^2}, \quad V_- = 0 \quad (26)$$

で、 V_+ は縦波、 V_- は横波である。 V_+ 、 V_- の θ に対する変化の様子を第 1 図に示しておこう。(24)、(25) からわかる様に、 V_+ 、 V_A 、 V_- は波の振動数 ω に依存しないので、ここで考えた様な理想媒質では分散は起らない。分散は媒質の電気伝導率が有限な場合や、粘性を考慮した時の様に波の減衰が起る場合に生ずる。 V_+ は modified Alfvén wave (MA 波)、 V_- は modified soundwave (MS 波) と呼ばれている。一般にこれらを磁気音波と呼んでいるが、特におそいモードの方を区別して遅延音波と呼ぶ場合もある。以上の V_+ 、 V_A 、 V_- はそれぞれ上記の様に伝播速度が異なると同時に、その性質も幾分かずつ異なっている。

例えば、 V_A なら §3 で述べた様に、その運動エネルギーと磁気エネルギーが等しいが、MS 波では音波と同様にその運動エネルギーと位置エネルギーが等しく、更に無視出来る程度の電気エネルギーと磁気エネルギーとを持っている。MS 波の場合には、その主なエネルギーが Alfvén 波の様に磁気エネルギーと運動エネルギーである。

また波の振動方向は、MS 波の場合、普通の音波の様に伝播方向に対して平行というのではなく、磁場の方向に対して平行である。同様に MA 波の方も伝播方向に垂直ではなくて外部磁場に垂直である。もちろん減衰の割合も異なっているが、これらの事情については van de Hulst²⁹⁾ の論文に詳しい。第 1 図に示したのは $V=0.9V_s$ 及び $V=1.11V_s$ の場合だけであったが、もっと一般的な関係は第 2 図³⁰⁾ に示す様になっている。

一樣な磁場のかかった無限大の電気伝導率を持つ二種類の圧縮性媒質の境界での mh 波の反射と屈折は Simon²⁸⁾ によって調べられた。(21) 式は当然反射波や屈折波によっても満足されるべきで、これらに対しても同様の式が成り立つ。よって事情は複雑となるが、やはり境界面での連続の条件を調べればよい。先ず反射と屈折の第一法則として、反射と屈折の面は入射面に一致するという結論が得られる。(21) 式より明らかな事であるが、反射波も屈折波もそれぞれ三つ存在する。これらは、その振幅を見出せたら決定出来る。

§6. 応用 最初の応用は Alfvén による太陽黒点及びコロナ加熱の説明であるが、既に本誌²⁹⁾ において以前

に説明された事もあるし筆者による別の報告³⁰⁾もあるので詳細はそれらにゆずる。要するに太陽内部の乱流状態によって磁氣的擾乱が発生すると考え、これがドーナツ状のmh波として、太陽の双極磁場に沿って表面に達したものが黒点だと云うのである。これが一般に受け入れられていないのは、Alfvén が使った太陽の一般磁場25 Gaussが現在信じられているよりも大きな値であった事と都合の良い仮定があまりにも多い為であった^{31), 32), 33)}。コロナ加熱は粒状斑と太陽磁場よりmh波が生じ、これが磁力線に沿って太陽大気中を上ってジュール熱の形でコロナを熱し、(15) 式の様な減衰を起すというのである。この理論も Cowling^{32), 33)} や Piddington^{34), 35)} によって、このままではとてもコロナ加熱には足りない事が示された。その後、Piddington³⁶⁾ は中性原子の存在に注目して、このmh波との相互作用による強い加熱効果を示した。彼は低い所での吸収や部分的な反射をも調べた。最近 Parker³⁷⁾ はコロナでの suprathermal particle とmh波とを考えた別の加熱法を考えている。

mh波の応用について注意すべきは、mh波理論の適用限界の問題²⁷⁾である。実際の電離気体を扱う場合に、電気伝導率が等方的と考えられるのは電子の Larmor 軌道の半径がその平均自由行路に比して大きい場合である。こういう条件がみたされない場合³⁸⁾は、磁場に垂直な方向の方が、縦方向のより小さい。次に磁気流体力学的近似が成り立つのは電気伝導率が大きく、かつ考えられている電磁的過程があまり早くないという仮定の下においてである³⁹⁾。流体力学の式が適用出来るのは、粒子の平均自由行路が問題に特徴的な長さに比して小さい場合である。更に相対論を考慮に入れる事は磁気エネルギーの密度が、媒質の静止エネルギーを含む全エネルギー密度と同じ位の大きさの場合に本質的となり、このときmh波の速度は光速に近くなる。相対論的一般化は Hoffmann-Teller⁴⁰⁾, Stanjuković⁴¹⁾, Ahiezer-Polovin⁴²⁾ によって扱われている。ここではふれなかったがmh波の励起の理論⁴³⁾も重要である。

mh波理論の応用には理論そのものをもっと使える様にすべきである。先ず太陽大気の様な電離ガス、部分的電離ガスに磁場がかかっている場合に存在し得る波の種類から調べてかかるべきである。最初にプラズマ中のmh波の伝播を取扱ったのは Aström⁴⁴⁾ であったが、Spitzer の本⁴⁵⁾でも扱われている。プラズマ物理学の立場からは、磁場中のプラズマについてのボルツマン方程式から運動方程式や連続の方程式を求め、マックスウェルの電磁気学の式と連立して解けば、mh波が出て来る。Piddington も、太陽大気の様な媒質中に存在し得る波の種類を調べ^{35), 46)} た後に彼の加熱法を出した³⁰⁾。電離ガス中のmh波の減衰については Dungey の研究⁴⁷⁾も

ある。また Gersman, Ginzburg, Denisov⁴⁸⁾ は電離層の研究を目的としてプラズマ中の波の伝播を調べた。水平成層大気中の mh 波の振舞いについては Ferraro, Plumpton^{49), 49), 50)} や Weyman, Howard⁵¹⁾ のがある。

黒点やコロナだけでなく、宇宙線の発生と加速の問題や、太陽電波バースト説明のためにプラズマ振動を励起させる問題とか、超高層大気、van Allen 帯の説明なども、mh波理論の応用領域である可能性がある。もっと広く星間の問題や、その他の天体現象、星雲や星の進化等の問題についても、運動状態にある電導性媒質に磁場が存在している場合には、その研究はすべてmh波に関連を持ってくるであろう。もちろん、磁気流体力学的衝撃波の研究も、これらの現象の解明には欠かせぬ事であるが、この取扱いは別の報告にゆずる。

引用文献

- 1) H. Alfvén: Ark. f. mat. astr. o. fys. 29 B (1942) No. 2
- 2) " : *Cosmical Electrodynamics* (Oxford, 1950)
- 3) S. Lundquist: Phys. Rev. 76 (1949) 1805
- 4) B. Lehnert: Phys. Rev. 94 (1954) 815
- 5) W.H. Bostick, M.A. Levine: Phys. Rev. 87 (1952) 671
- 6) " : Phys. Rev. 97 (1955) 13
- 7) G.H.A. Cole: Advances in Phys. 5 (1956) 452
- 8) C. Walén: Ark. f. mat., astr. o. fys. 33A (1946) No. 18
- 9) H.C. van de Hulst: *Problems of Cosmical Aerodynamics* (Central Air Documents Office, 1951)
- 10) V.C.A. Ferraro: Ap. J. 119 (1954) 393
- 11) C. Walén: Ark. f. mat., astr. o. fys. 30A (1944) No. 15
- 12) H. Alfvén: M.N. 107 (1947) 211
- 13) P.H. Roberts: Ap. J. 122 (1955) 315
- 14) " : Ap. J. 126 (1957) 418
- 15) M.G.S. el Mohandis: Ap. J. 129 (1959) 172
- 16) S. Lundquist: Ark. Fys. 5 (1952) 297
- 17) B. Lehnert: Ap. J. 121 (1955) 481
- 18) E.N. Parker: Phys. Rev. 99 (1955) 241
- 19) P.H. Roberts: Ap. J. 121 (1955) 720
- 20) B. Lehnert: Ap. J. 119 (1954) 647
- 21) R. Hide: Proc. Roy. Soc. A 232 (1955) 376
- 22) M.F. Sirokov: ZETF. 33 (1957) 67
- 23) V.L. Ginzburg: ZETF. 21 (1951) 788
- 24) N. Herlofson: Nature 165 (1950) 1020
- 25) A. Banos, JR.: Phys. Rev. 97 (1955) 1435
- 26) " : Proc. Roy. Soc. A233 (1955) 350
- 27) S.I. Syrovatskij: Uspehi Fiz. Nauk 62 (1957) 247
- 28) R. Simon: Ap. J. 128 (1958) 392
- 29) 大沢清輝: 天文月報 43 巻 1~2 号
- 30) 田所 俊: 京都女子大学紀要, 自然科学篇, 7 号
- 31) T.G. Cowling: M.N. 106 (1947) 446
- 32) T.G. Cowling: *The Sun*, ed. by G.P. Kuiper, (Chicago, 1953) Chap. 8
- 33) T.G. Cowling: *Magnetohydrodynamics* (Inter-Science, 1957)
- 34) J.H. Piddington: M.N. 114 (1954) 638
- 35) " : M.N. 115 (1955) 671
- 36) " : M.N. 116 (1956) 314
- 37) E.N. Parker: Ap. J. 128 (1958) 677
- 38) S.B. Pikelner: Uspehi Astronom. Nauk 6 (1954) 281
- 39) W.M. Elsasser: Phys. Rev. 79 (1950) 183
- 40) F. Hoffman, E. Teller: Phys. Rev. 80 (1950) 692
- 41) K.P. Stanjukovic: Dok. Akad. Nauk 103 (1955) 73
- 42) I.A. Ahiezer, R.V. Polovin: ZETF. 36 (1959) 1845
- 43) I.A. Ahiezer, A.G. Sitenko: ZETF. 35 (1958) 116
- 44) E. Aström: Nature 165 (1950) 1019
- 45) L. Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases*, (Interscience, 1956)
- 46) J.H. Piddington: Phil. Mag. 46 (1955) 1037
- 47) J.W. Dungey: J. Geophys. Res. 59 (1954) 323
- 48) B.N. Gersman, V.L. Ginzburg, N.G. Denisov: Uspehi Fiz. Nauk 61 (1957) 561
- 49) V.C.A. Ferraro, C. Plumpton: Ap. J. 127 (1958) 459
- 50) C. Plumpton: Ap. J. 129 (1959) 752
- 51) R. Weyman, R. Howard: Ap. J. 128 (1958) 142



◇ 明石の天文科学館

兵庫県明石市を通る東経 135 度の日本標準時子午線上に天文科学館が建設され、6 月 10 日の「時の記念日」を以って開館された。この場所は 1951 年に京都大学の上田博士、今川講師が天測によって決定した場所である。

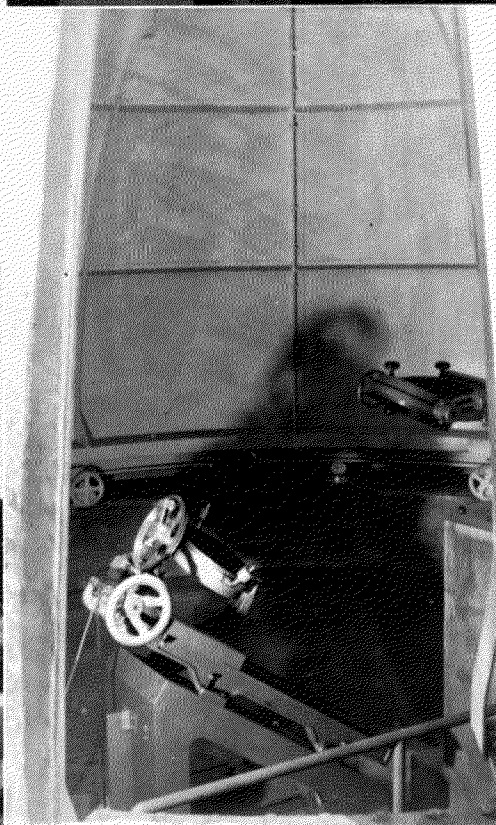
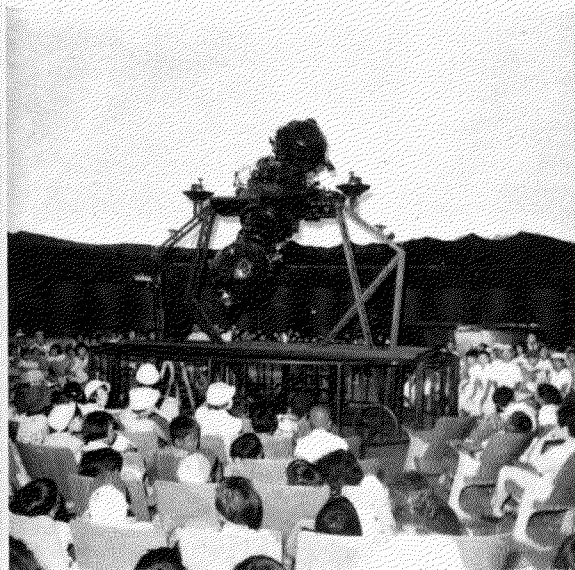
西側の塔は、そのまま子午線の標柱になっていて、塔頂には、15 センチ屈折赤道儀のドームがある。4 階には 20 センチのシーロスタットを設備して、太陽像とスペクトルを投影している。

上 ヘリコプターより見た天文科学館。

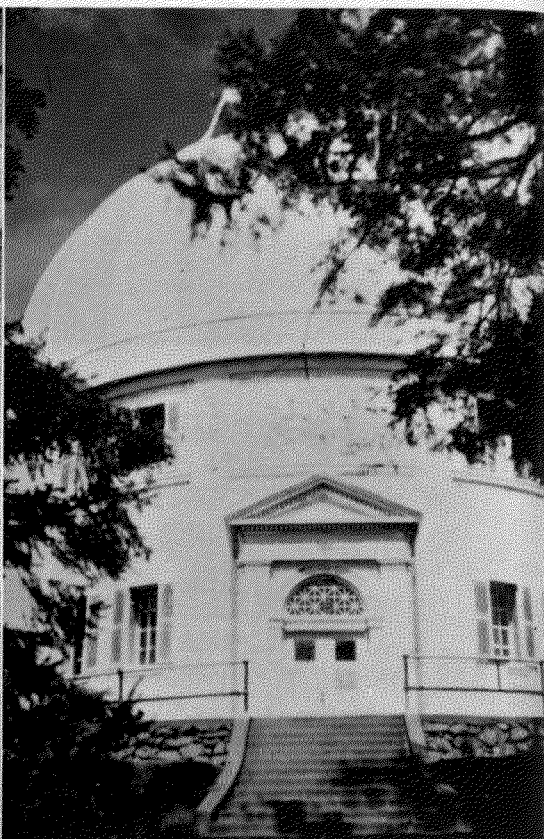
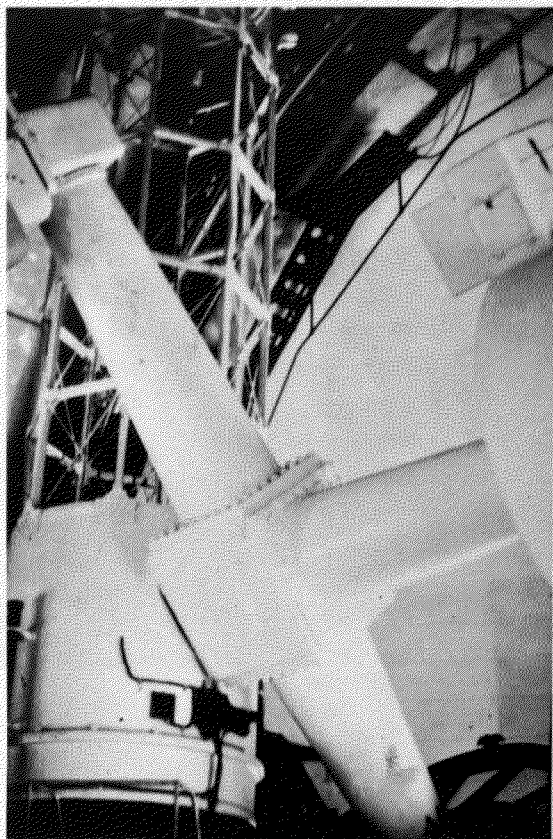
右上 天文科学館の塔を北側から見る。元の子午線標示柱と重ねて写す。

右下 西村製 20 センチ・シーロスタット。

下 プラネタリウム。開演を待つ見学者。



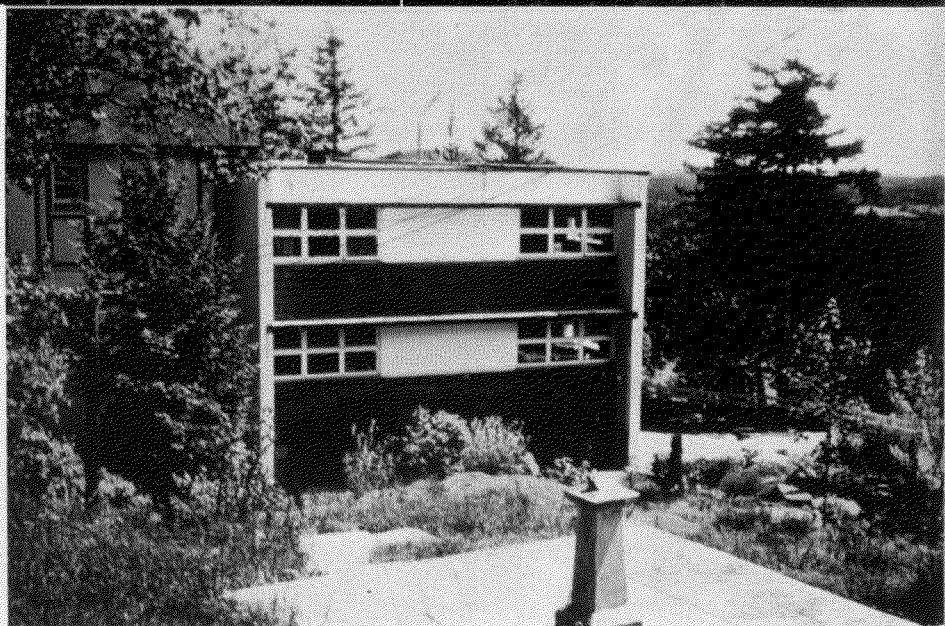
◇カナダ・ビクトリアの天文台



左上 72イン
チ (185 セ
ンチ) 望遠
鏡

右上 72イン
チ (185 セ
ンチ) 望遠
鏡ドーム

右 西側から
天文台本館
を望む

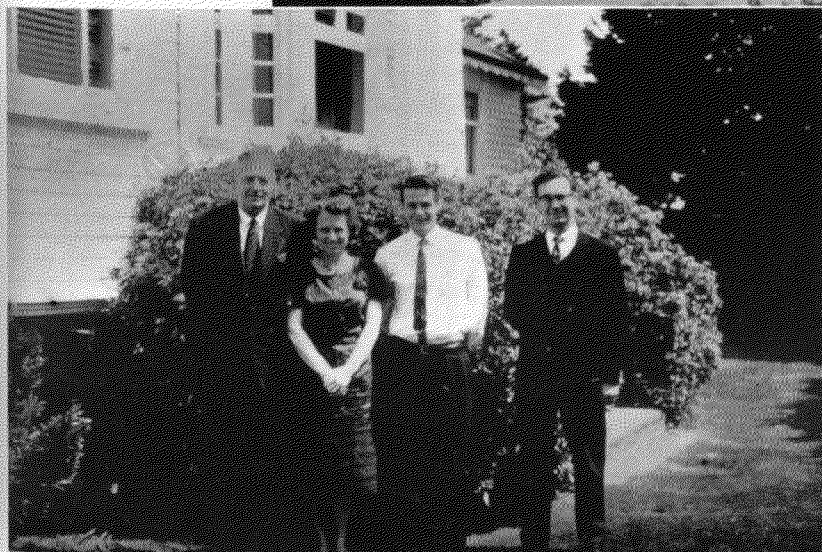




左 天文台本館正面、
朝9時の出勤風景



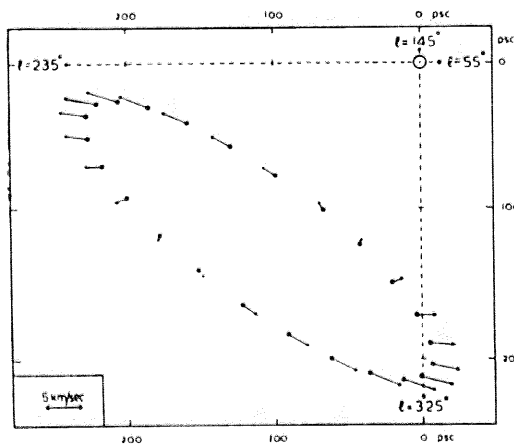
右 ビクトリア郊外の
風景



左 台長官舎の前に並
んだ 左から——
ベトリ博士、夫人、令
息、ライト博士

★ 9 月の天文暦 ★

日	時	刻	記	事
5	20	19	満	月
5	19	37.5	皆既	月食 (食既)
8	0	46	白	露
12	10	56.5	α Tau	(1.1) 月に潜入
12	11	28.0	α Tau	(1.1) 月より出現
13	7	19	下	弦
16	6		土	星 留
17	6		木	星 東矩
20-21			部分	日食 (日本ではみられない)
21	8	12	新	月
23	9	59	秋	分
26	9		火	星 西矩
26			L ² Pup	(2.6) 極大光度
27			R Tri	(5.9) 極大光度
28	10	13	上	弦
30			R Cas	(5.5) 極大光度



ことになる。こうして求めた年令は HR 図のかたちから求めた年令と大体一致する。

東京に於ける日出入および南中（中央標準時）

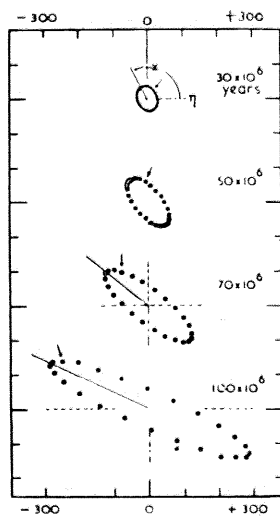
IX月	夜明	日出	方位	南中	高度	日入	日暮
	時 分	時 分		時 分		時 分	時 分
1日	4 40	5 13	+10°8	11 41	62°6	18 9	18 42
10	4 47	5 19	+ 6.9	11 38	59.3	17 56	18 28
20	4 55	5 27	+ 2.1	11 35	55.5	17 42	18 13
30	5 2	5 35	- 2.6	11 31	51.6	17 27	17 58

さそり・ケンタウルス運動星団

さそりの頭の β 星, δ 星, 祭壇の α 星からおおかみ座の α 星, ケントウルス座の β 星 δ 星を経て, 南十字の α 星 β 星, はい座の α 星に至る銀河の広い領域にはスペクトル型 B2-B5 の青い星が群をなしている。実に銀経の 250 度から 320 度以上にまたがる大きな集団だが, これらの星の運動をしらべると共通の運動をしていることがわかる。太陽からの距離も大体 100~200 パーセクのところである。星の数は 100 個から 300 個位迄数えられているが短軸 100 パーセク, 長軸 300 パーセクという大きなひろがりを持っているので普通の散開星団の数十倍にひろがったものというかんじである。これが一種の星の集団であると確認されるのは, その運動を調べることによってなので, 我々は運動星団と呼んでいるが本質的には, 散開星団又は集落 (アソシエーション, 今迄星組合と呼んだが天文誌語委委員会集落ということになった) と同一のもので, このさそり・ケントウルス運動星団はその集落の一つである。

1913 年プランマー, 1914 年カプタインが研究して以来多くの研究が発表されたが, スペクトル分類の MK 様式では, 早期星の絶対光度を決定する上で目盛定めに利用されたりもしている。

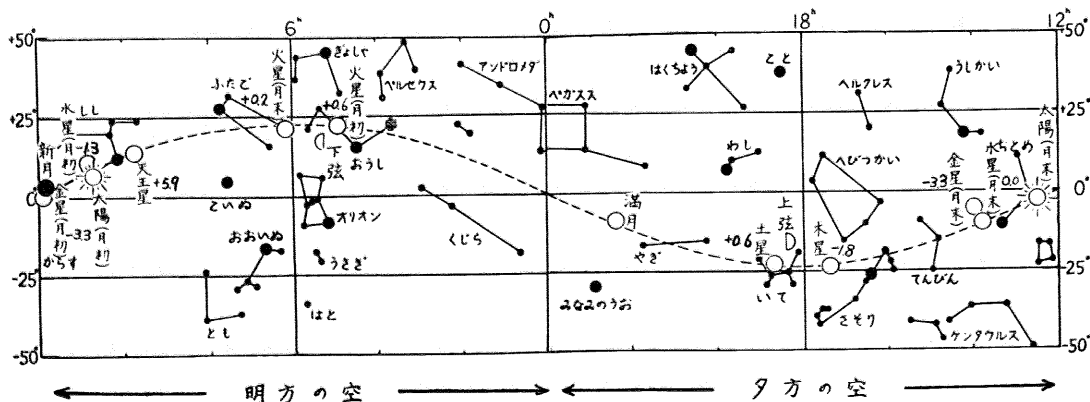
ブラーウは B1-B8 の 122 個の星の固有運動からこの運動星団が毎秒 0.7 杆の速さで拡がっている事を知った。又ブラーウは、この運動星団の銀河面における長軸の方向からその年令を 72×10^6 年とした。これは大きさのある星団が、銀河回転の微分効果でひきのばされるためにその長軸の方向がだんだん銀河回転方向に一致して行くような経過が主なもので、銀河系中心を一回転する頃には銀河回転方向に長さ 1.4kpc の一直線上に並び 10 度位の振幅で振動する



各地の日出入補正值 (東京の値に加える)

(左側は日出、右側は日入に対する値)

鹿兒島	分+37	分+36	鳥取	分+22	分+22	仙台	分-6	分-4
福岡	+38	+37	大阪	+18	+17	青森	-6	-2
福島	+30	+29	名古屋	+12	+11	札幌	-9	-4
高知	+24	+23	新潟	+2	+4	根室	-26	-20



カナダ・ビクトリアの天文台から

藤 田 良 雄*

こちらに来てまだようやく2ヶ月をこえたばかりで、何か書くようにとの編集子の注文を受けて、大分レジスタンスを感じましたが、いづれその責任はまぬがれないなら早い方が未だ何もよくわからないという口実になって負担が軽くてすみそうだと考えて筆を取る事にしました。順序もなくまたまとまっていな事をお許し下さい。

* * *

この天文台は正確に云えばドミニオン・アストロフィジカル・オブザバトリー。ドミニオン・アストロフィジストであるベトリ博士が台長でバンクーバー島のブリティッシュ・コロンビア州首府ビクトリア市の郊外ロイアル・オークという地域の小高い丘の上にあります。最初ビクトリアに着いた時バス位で行けばすぐ着くだろう位に考えて、バスに乗ってみたもののどうもそれらしい姿がなく運転手に聞いたところ降りてから4哩歩かねばならないと聞かされて改めて台長に電話をかけ迎えに来てもらったという経験があります。ビクトリアの町からは大体自動車で25分位の道程です。

天文台の本館から南の方を見わたせばアメリカ、ワシントン州のオリンピック山脈の雪の山なみが連なり東の方は富士に一寸似た姿のマウント・ペーカーの雪のいただきが美しく、すぐ眼の下の方西側にはパースペクト湖、南から東にかけてはビーバー湖やバンクーバー島と本土を別けている海の青さが眼にしみるという風光明媚のパノラマが展開されています。

* * *

天文台のスタッフは、ベトリ博士の外にライト、オジヤース、紅一点のアンダーヒル、リチャードソン、アンドリュース、イギリスのマンチェスターから来ているバッテン等の人達が天文専門でその外地震屋さんも居ます。その外ミシガンでMAを取って来たリー、博士課程をやろうとしている学生、夏期の助手として働いている学生数名等で何か事があって集ると20名位になります。

先ずこちらに来て最初に気のついた事は勤務時間の正確な事です。最初の日夕方5時、別に時間の事は気にしないで仕事をしていましたらライトさんが部屋にやっ来てもう帰る時間だからというので一緒に乗せてもらって帰宅したわけですが、それから二、三日中に夕方正5

時に殆んどビクトリと引き揚げるのだという事を知りました。今までアメリカの天文台でも、また日本では勿論我々には余り勤務時間の観念がないような行動をしているのでこれは非常にすっきりした感じです。その代り朝も正9時には玄関前や横には自動車が並んでいます。全員9時出勤です。私は何時も外の人の自動車に依存しなければならぬ身分なのでこのようなはっきりした勤務は、たとえ仕事が中途半端になって惜しいというような気がする事は勿論ありましても慣れてみれば却って能率的かも知れません。但し朝着いた時にスタッフの人たちは皆玄関の机の上にある紙に名前をサインしているので出勤簿かなと思いましたが、実はこれにサインするのは1日になにがしかの交通費をもらうために必要なことだと聞かされて何だかホッとした事です。天文台の丘の上に住んでいるのは台長官舎のあるベトリさんだけで他の人はいずれもビクトリアの郊外に住んでおり5時になるとその日観測をすることになっている人もとにかく一人は帰宅するので3階建の本館はランドウになります。天文台の本館の廻りには良く手入れされた芝生があります。お昼食事後、そこに出来ている18ホール的小型のゴルフ・コースで1ゲームやると大体30分でいいリフレッシュになります。アンダーヒル、バッテンの皆さんが私の好敵手です。岡山の天体物理観測所の本館の廻りにもこのような施設がほしいと思います。

* * *

さてスタッフの事を少し紹介しますと、低温度星の研究でいろいろ業績のあったマッケラー博士が私の着いた日奇しくも逝去されたという悲しむべき事を申し述べなければなりません。それより約1ヶ月前私が日本で同博士から待っているという手紙を戴いた時、そのような運命が待っているとは知る由もありませんでした。天文台の人達さえ余りの突然のことに呆然としていたようでした。ベトリさんは連星の分光観測などで論文がありますが、目下ヨーロッパに旅行中でその留守中はライトさんが専ら留守居役に忙しいようです。ライトさんと云えば誰でも太陽のきれいな成長曲線の事を思い浮かべられると思いますが、只今は「白鳥の31」とか「ケフェウスのVV」とか食をおこす星の大気の組成に興味をもっているようです。オジヤース氏は衝撃波、アンダーヒル嬢は御承知のようになかなか活躍しています。お昼は食堂に皆が集ってめいめい持参のサンドウィッチをばくつく事になっています。ある日のこと今日はばかに静かだと

* 東大理学部天文学教室、東京天文台

誰かが云いましたらすぐ声がありアン（アンダーヒルのファースト・ネーム）がいないよと、このことで大体彼女の様子がお察しがつくと思いますが、私の泊っている宿のハンター夫人（ガール・スカウトのガイドの仕事でアンダーヒルとは親しい）に云わせると彼女はツー・クレパー（かしこ過ぎ）だそうです。その外バッチン氏はコパル氏の門下だけに食連星の事に興味をもっていますが、現在は結婚を7月30日に控えてその方が興味を中心でしょう。

談話会は定期的にはやっていないでやる人があればやるといった感じです。私がこちらに来てから約1週間目にやらされて「低温度星の分光学的問題について」という題で話しましたがその後はアンダーヒルのローマの会議で話す事になっている論文の予行演習ともいべき話がありました。「星の大気における運動」という題で乱流の問題について御自分の観測結果も交えて話しました。第3回目はトロント大学の物理学教室のガッシュという人がダイナミカル・インターフェロメーターについて話しこれで調べた夜光スペクトルの事に言及しました。スペクトルの解析で計算をIBMに頼むのだそうですが2時間で終るがその代金に1000ドル、一寸したものだと思いました。

* * *

次にこの天文台の主力である185センチ反射望遠鏡に話を移しましょう。ビクトリアからハイ・ウェイを通過してドームが目に見える頃になると道の勾配も急になりました曲りくねった道となりますが、途中で白い板に大きく「カナダ第2の望遠鏡、見学者歓迎」と書いた看板が眼に止ります。実にその通りで日曜祭を除き週日は午前9時10分から午後4時30分まで、ドームの入口は開放されていて誰もいないその中に見学者は勝手に入って、ゲストブックにサインし階下の天体写真の陳列を眺め階段を登って72寸のそばまで行って自由に眺める事が出来るようになっていました。「ヴィジタース・ギャラリー」といったような囲われた場所からではなくただ望遠鏡の本体の廻りに簡単な申し訳のようなチェーンが張ってあるだけです。ですからまことに気持ちのいい感じです。1918年ここに建設されて以来、これで何の事故もなく過ぎて来たのですから人々の公共施設に対する良識を高く評価しないではられません。我々の岡山天体物理観測所でも見学者の良心が高められるよう今から望んでやまない次第です。特に土曜の夜は観測の時間をさいて9時から10時まで1時間の解説つきの公開があり天体を望遠鏡で見せています。

* * *

この反射鏡は主鏡はブラッシャー製、機械部分はワナ・スエーデン製、殆んどカセグレン焦点を使用するの

でニュートン用のキャリッジは殆んど使わず床は固定で観測はすべて大小のラグー（移動階段）で間に合います。なるべくオートマティックに便利にというのがたて前で例えば望遠鏡の錘りのチェーンもある程度下がると自動的に巻き揚げられて主鏡のふたもスイッチを入れさえすれば開いて自動的にとりやすスペクトルの標準光源の楔光度計もあらかじめ時間を合わせておけばその時間になると露光が終るといった具合です。そのもっとも代表的なものは望遠鏡に取りつけられたオートマティック・ガイダーでしょう。原理はバブコックの考案したものと同じものですから9等星以下でも月のない夜ならば充分ガイダーの効果が發揮出来るそうでとにかくスリット上の星の像をしょっちゅう見ていなければならない苦勞は省けます。その外大変便利なフoton・カウンターがついていてその数で適正露出を知る事が出来ます。何時か暫くそれを見ていた事がありましたがその時は20秒位でカウントとカウントの間がすむかと思えばすぐ星の像が悪くなって50秒もかかるというような変化の烈しい夜でした。ここは全部分光観測でプログラムは大体2ヶ月分までとめてスケジュールが発表され、1晩1人の観測です。1人といっても観測助手が必ずつく事になっています。私が先日ライトさんと一緒に観測していた時、赤経のスロー・モーションのクランプがきかなくなりました。ライトさんは調べてもわからないのでジェークマンという老練（といっても若い人ですが）のナイト・アシスタントを呼びました。彼は入って来てすぐスプリングと関連している軸の小さい心棒が折れている事に気づき12時近くでしたが工場に行って30分足らずで心棒を作りかえ完全に直しました。このような人がいてこそ天文台の働きも完璧であることをまざまざと見せられほんとうにいい参考になったと思います。オートマティックがこの天文台のたて前だという事を申しましたが前の台長ピアース博士はライトさんの言によるとそれが嫌いで望遠鏡は自分でしょっちゅうガイドすべきだという持論だそうです。185センチに附属の分光器は軽金属の函がついていてその中が開かれるようになっておりめいめいの目的に従って簡単にセットする事が出来るようになっていました。望遠鏡を鉛直にしておいてセットするのでバランスの心配もありません。種類は1プリズム、2プリズム、3プリズム、それぞれ長焦点、短焦点、中焦点のカメラを選ぶ事が出来ます。それからリトロ型のグレーティングを使う場合には第1次、第2次、第3次のスペクトルを利用出来ます。これらの分光器を使うとプリズムでは最大7Å/mm (4340Å)、グレーティングでは4.5Å/mmの分散を与えることになります。以上の外プリズムとグレーティングを併用したのも前に使ったことがあるそうですが現在は使っていません。それからUVガラスを

使った紫外用のものもあります。乾板は 10cm×5cm の 1 種です。ビクトリア地方の天気はどうかと云えば、食堂に 1918 年から 40 年間の統計が出ていますが観測日数は 1 年間に 200 日を数日かける結果になっており今までに得られたスペクトルの乾板数は 55400 枚です。

* * *

私はこちらに来て最初の日にライトさんから、マッケーラーがいなくて残念だと云ってマッケーラー氏の質料を提供されました。さすがに炭素星スペクトルの専門家だけあってそのコレクションは殆んど R, N 型ばかりです。その中から分数度の大きいものをえらび出してしらべる事にしました。その中でも「かりいぬの Y」は却々資料豊富です。この星は C。で私達が今までにしらべた「白鳥の U」, 「鶯の V」に比べ同じ C 型でも少し温度が高く前から調べたいと思っていた星でした。それから連日のようにコンパレーターの部屋に入っています。このコンパレーターは、直接アイピースをのぞくのではなくバイセクトするワイアとスペクトルが拡大されて紙の上に投影される式になっているので直接のぞくのに比べ、眼の疲れ方がはるかに軽くその点かなり長い時間測定を続けてもいいようです。未だマイクロフォトメーターの厄介にはなっていませんが、そろそろそちらの方にも手を出したいと思っています。観測の方は目下どの型の分光器でどのような波長域を選んだらいいか試験中でそれを正

式にはっきりきめて 7 月の後期から正式に加入する観測プログラムを能率的にやりたいと思っています。先週試験的にグレーティング 1 次でイーストマンの D 乾板を使うのと、J 乾板を使うのとでかなり違った結果が得られる事を知りました。

* * *

今まで山の上とか、人里に程遠い村とかで過したのに比べ今度は郊外とは云え、バンクーバー島の首府ビクトリアに住みバスに 10 分も乗ればダウンタウンに行けるという便利さです。少しはこの世の動きも判るというものの。6 月 23 日のビクトリア・デーには有名なパレードがあるからと云って宿の御夫婦の案内で見物しました。……ハイスクール・ドリルチーム、……パイプ・バンドとかいってお嬢さんが揃いの一寸軽快すぎるような姿でねり歩くのを見ました。その前日選ばれたミス・ビクトリアが 2 人のプリンセスにはさまれフロートに乗ってお目見えするのをパチリと撮りましたが相憎かざした手が邪魔になって顔のところがよく撮れていません。しかしライトさんの撮ったのを見たら見物人の大きな光った頭が前にのさばっていてミス・ビクトリアはおろかプリンセスもよく見えない程度です。矢張天文屋さんは天上の星のスペクトルを撮ること以外に能がないことを実証したような始末です。

(以上 7 月 8 日記)

雑 報

星雲の光度階級分類 銀河系外星雲の分類法がまた一つふえた。カナダ David Dunlap 天文台のファン・デン・ベルフ (S. v. d. Bergh, Ap. J., 131, 215, 558, 1960) によるもので、DDO 分類と称している。従来のハッブル式およびド・ヴォークールール式 (天文月報, 50, 204, '57 参照) の形状分類, モルガン式 (同 51, 231, '58 参照) のスペクトル分類に対して、この DDO 式は星雲の絶対光度分類であるといえよう。ちょうど恒星の光度階級に相当するもので、分類記号も命名も恒星のものをそのまま借用している。すなわち

I: 超巨星雲 (supergiant galaxy), II: 輝巨星雲 (bright giant galaxy), III: 巨星雲 (normal giant galaxy), IV: 準巨星雲 (subgiant galaxy), V: 矮星雲 (dwarf galaxy) の 5 階級を設け、これをハッブル式の形状分類: 渦状 (Sa, Sb, Sc), 棒渦状 (SBa, SBB, SBC), 不規則 (Ir) と組合わせるやり方である。

ファン・デン・ベルフは、均一なデータであるパロマーの写真星図 (青プリントの方を採用) の上で、約 400 個の星雲について、この方式の分類を行った。星雲の渦巻の腕の発達程度と絶対光度の間に強い相関のあること

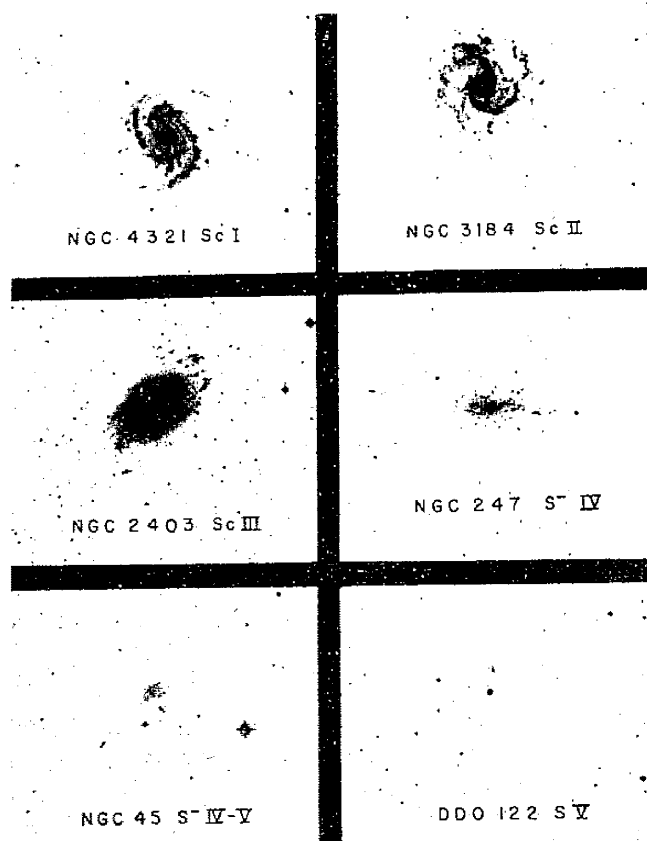
が、いくつかの距離の知れた (従って絶対光度の知れた) 星雲についてわかっているの、それに基づいて光度階級をきめたのである。すなわち、非常によく発達した腕をもつものが I, ほとんど渦巻構造の見られないものが V で、その間を II, III, IV としている (写真参照)。たとえばアンドロメダ星雲は Sb I~II であり、三角座星雲は Sc II~III となっている。

さて、これら各光度階級の星雲の絶対等級 M は次のようにして較定した。みかけの等級 m (これには銀河吸収として $A_{pg}=0.^m24 \cos ec b$, 但し b は銀緯, なる補正が加えられている) と視線速度 V のわかっている星雲について $m-\log V$ グラフをきき、各階級ごとに回帰直線 (m に対する $\log V$ の) をひくと、I~V の順に等級の下ってゆくのがよくわかる。ここでハッブル常数を H とすると

$$M=m+5-5 \log r, \quad r=V/H$$

より、各回帰直線に対応する M の値が得られる。H としてサンデージの値 $100 \text{ km/sec} \cdot \text{Mpc}$ を使って求めた各クラスの写真絶対等級 M_{pg} の値は次のようになった。

	I	II	III	IV	V
Sb	-20.4	-19.4	-18.0	—	—
Sc or Ir	-20.0	-19.4	-18.3	-17.3	-16.1



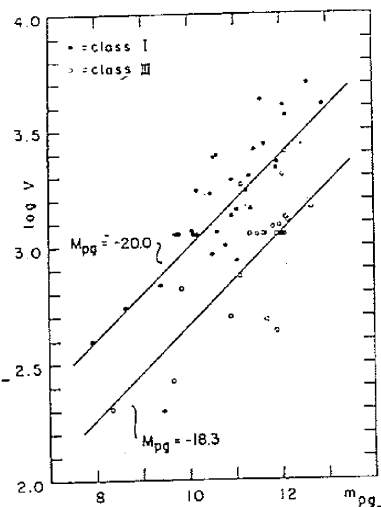
第1図 DDO 分類の例

星雲団距離はその平均視線速度から比較的良好にきまっているため、その値から星雲団中の各階級の星雲の絶対等級が求められる。これを上表の値と比較すると、0.15の範囲内で一致することがわかった。

渦巻の発達程度だけから光度階級をきめることの精度のテストとして、4カ月たってからもう1回独立に分類してみたら80%は全く一致し、違ったものでも1クラス以内だったという。この分類法がもっと確立すれば、星雲の距離決定に大きな役割を果たすことであろう。

なお、この分類では、特別な形状のものに対して次のような表示を与える。n: ガス星雲状、D: 円盤状、t: 渦巻が潮汐変形を受けたもの、*: 渦巻がきれぎれ (patchy) なもの。それらの形が著しい場合は nn, tt のように記し、一方ごく弱い場合は (n), (*) のように示す。また星雲の周辺部がよく分解できるものと、殆どできないものを肩符 + と - で表わしている。(高瀬)

獵犬座の星雲団 ごく近い星雲はその中の変光星、新星、最大光輝星などの光度を測って、距離が求められる。一方ずっと遠い星雲では、その視線速度から、ハッブルの法則を使って距離が求められる。ところがその中間の星雲の場合、星は分解できないので前の方法は使えず、また視線速度が小さいので後の方法によって求めた

第2図 $m_{pg}-\log V$ グラフの一例 (Sc および Ir の class I と III)

距離も精度が悪い。ファン・デン・ベルフは彼の DDO 分類による星雲の距離決定法を活用し、シャプレイ・エイムズの星雲カタログにある諸星雲の距離を一つ一つ求めて、それらの空間分布をしらべた。そしてその成果の一つとして、距離1.5億光年ていどの“中距離”にある星雲が獵犬座に一つのグループを作っているらしいことを発見し、これを獵犬

座の星雲団と名づけている (Ap. J., 131, 558, '60)。

メンバーと推定される星雲数は34個で、直径約20°、例のコブつきの渦状星雲 M 51 や、隣の大熊座にある美しい渦状星雲 M 101 などこのメンバーらしい。ちなみにハッブル常数を 100 km/sec・Mpc とした場合、従来一番近い星雲団とされていた乙女座星雲団の距離は3.7億光年である。なお、つばんだ渦状星雲や楕円星雲の多い乙女座星雲団や、髪座星雲団にくらべると、獵犬座星雲団のメンバーは Sc や Ir 型が大部分で、いわば若い星雲団ということになる。(高瀬)

ハッブル常数の再検討 ファン・デン・ベルフの DDO 分類を、サンデイジが新星の寿命・光度関係から距離を求めた近距離の5つの星雲に適用して、独立に距離を計算すると、次表のようになる (Zs. f. Ap., 49, 198, '60)

星雲	DDO 分類	m_{pg}	$m-M$ (DDO)	$m-M$ (Sandage)
M 31	Sb I~II	4.33	24.1	24.6
M 33	Sc II~III	6.19	24.9	24.5
LMC	Ir/SBc III~IV	0.76	18.6	19.2
SMC	Ir IV/IV~V	2.66	19.0	19.2
NGC 6822	IrIV~V	9.21	25.0	24.1

DDO の M は、星雲の視線速度を使い、ハッブル常数 $H=100$ km/sec・Mpc と仮定して出した値である。(な

視線速度の測られる星雲は、どうしてもみかけの等級 m_{pg} の明かるいものが選ばれるので、その選択効果を補正しなければならない。上表の DDO の $m-M$ の値はその補正を加えた M を使っている。

上表からサンディージと DDO の差は $\Delta M = 0.0^m \pm 0.4^m$ (m.e.) となり、これより $H=100$ に対する修正量は

$$\Delta M = 5 \Delta \log H = 5 (\log H - \log 100)$$

すなわち、 $H = 100^{+20}_{-17}$ (m.e.) km/sec・Mpc

となる。

(高瀬)

超巨星の光度 おなじく DDO 分類の応用として、超巨星の出現した星雲の距離を決定することによって、その超巨星の絶対等級を求めることができる。ファン・デン・ベルフ (Zs. f. Ap., 49, 201, '60) が 50 余個のデータについて得た結果はつぎのようになった。

$$\bar{M}_{pg} = \begin{cases} -18.7 \pm 0.3 \text{ (m.e.)} & : \text{I 型} \\ -16.3 \pm 0.3 \text{ (m.e.)} & : \text{II 型} \end{cases} \quad (\text{高瀬})$$

新 刊 紹 介

太 陽 系

(Handbuch der Physik, 第 52 巻)

上記「物理大系」中の天体物理学についての第三冊目。第一章ゴールドベルグとピアスによる「太陽光球」は簡潔明快に太陽大気の平均的(時空間的に擾乱のない)状態を述べてあり、内容的に 50 巻のバルビエの記述と呼応している。第二章デ・ヤガーの「太陽大気の構造と力学」は記事が最も広範で、ここでは平均的な太陽大気が

時空的に擾乱をうけた状態——すなわち黒点・白斑・紅焰・コロナ等がとりあつかわれている。近年太陽研究の重点がこれらの現象へ次第にうつってきたので、デ・ヤガーの寄稿が一般には未承認の論文内容をも採用紹介しており、又そのためにかなり刺激的に書かれている。しかしそのためにしばしば前後矛盾した記述も目につく。たとえば黒点はなぜ周囲の光球よりつめたいかの疑問には、ビヤマンの考に従って「磁気エネルギー密度が運動エネルギーと同じオーダーの深さの上では対流は起らない」からと答えているかと思うと、他方では黒点のフラウンホーフェ線の観測からは黒点内の乱流は周囲の光球のそれより大きくあるべきだとのべている。

次はユーレーの「惑星大気」とマークスの「惑星内部」の二章で、ともに惑星の物理をとりあつかっている。又ウルムは「彗星」の章を担当している。大部分が物理化学的方法とその結果にもとづいている。これらの研究領域は今日天体物理学者があまり手をつけていない分野であり、本巻ではそこをその道の大家によってまとめられていることはありがたい。又、ホイプルの「流星」の章は流星の物理を扱っている。最後にカーによる「太陽・月・惑星からの電波エコー」の章があり、電波エコーで惑星の距離を直接測るなど将来発展すべき電波天文学の技術についてのべられている。

本書のために特別に調製されたい数多くの新しい写真は称揚されるに十分な価値がある。太陽面上の巨大な擾乱の写真を眺めていると、我々の物理的理解はまだまだ不十分の感をふかくする。(テン・ブルツゲンカーテ)

S. Flügge (ed.), Handbuch der Physik Vol. 52, Astrophysik II, Sonnensystem, 英文・独文混合 Springer 1959, 図版 225, 本文 601 頁, 価格 11,850 円。

——人工天体ニュース——

1960 7 の打揚げ

6 月 22 日 5 時 54 分 (UT) に ケープ・カナベラル から打揚げられ、無事軌道にのった。η1 はトランシット 2 A と称せられる航海衛星で、5 種の周波数の電波を発信している。周期は 101.6 分。Q は 1050 km, q は 630 km, i は 67°17' である。直径 91 cm, 重さ 100 kg。航海者は電波のドップラー効果を測定し、衛星の通路から自分の位置を決めることができる。計画によると ±0.5 海里の精度は楽に得られると云われる。

衛星の通路自体は、地上の指令所で計算したものを電

波で送り込み、衛星はこれを半日分録音し、放送しつつ廻るという仕組みである。尚別に報時も行っている由だが東京天文台の受信結果ではその様式は不明である。

尚他に銀河電波の受信、電離層研究のための器械を積んでいる。但し詳細は不明。

η2 はバンガード衛星で、直径 52 cm, 重さ 19 kg の球体、軌道はほぼ η1 と同じで、太陽放射の測定を行っている。

η3 はロケット (ソー・エーブル・スター) の最終段で、ほぼ同じ軌道に入っている。

いずれも 5 ないし 6 等位の明るさなので、割に多数の観測が集まっている。併し η1 と η2 とは非常に接近しているので、明らかに 2 体を別々に観測した例は非常に少ない。(虎尾)



三 体 問 題

問 三体問題の解法はどうなっていますか。

(福島県, 村上)

答 三体問題といえますのは天体力学においては3個の質点の間に万有引力が働いた場合、任意の初期条件のもとにおいて(質量と位置と速度を勝手に与えた時)、その解を求めるという問題です。解を求めるということは任意の時刻における位置と速度を知られた関数で表わすということです。このような問題はまた量子力学においても存在するのですが、ここでは天体力学つまりニュートンの力学の範囲で話を進めます。

さて、ニュートンが万有引力とその力学を発見して、惑星の運動が理論的に計算可能になった時から、惑星の位置を太陽の引力だけでうまく表わせないことがわかり問題となりました。太陽系のように太陽の質量が惑星のそれに比べて圧倒的に大きい場合には、このような問題は摂動論によって解くのが普通であります(この場合は n 体問題ですが)。

すなわち、第1次近似として惑星相互間の引力を無視して二体問題として解き(これはケプラー運動になります)、考えている惑星以外の惑星(摂動惑星)の位置を第1次近似で求めたものを用い、時間に対して既知関数として、考えている惑星(被摂動惑星)の運動方程式を解きます。すべての惑星のこのようにして求めた位置を第2近似として、さらに高い近似を求めるという方法であります。この摂動論はラプラス、ラグランジュ、ルベリエを経て、ニューカムが太陽系のすべての惑星について解を求めました。(もっともある種のものではこのように簡単には行かず色々と工夫してあります)。

さて以上のような解はあく迄も近似解であり、三体問題の解とはいえないのです。三体問題として厳密な解が存在するのはラグランジュの正三角平衡解と、オイラーの直線解だけがみついています。それ以外でも一般的に解が数学的意味で存在するかどうかは19世紀以来天文学、数学を通しての大問題となりましたが、はっきりいえば一般解の一般的な解法はわかって

いません。ただ三体問題は数学的意味においては解は存在しています。スンドマンによれば時間の実軸をふくむ細いバンド状の領域については解は解析接続の意味で存在することが知られています。又ポアンカレによれば前の摂動パラメーターによって展開する方法は一般には収束しないということがわかっています。

最近ではジエールが平衡点附近の運動における解の収束の(十分)条件を出していますが、収束しない場合(これが普通なのですが)にはふれていません。また、ロシアのメルマン、ヒリミ等が捕獲の問題にからんで安定性を問題にしていますが、多少特殊な問題に属しています。要するにまだ画期的な研究はないようです。(As)

恒 星 の 半 径

問 恒星はどんな大望遠鏡でみても点にしか見えないようですが、その大きさ(半径)がわかるのはどうしてですか。(東京, 木村, 高校一年)

答 現在恒星の大きさを求めることの出来るのは次の3つの場合であります。(a)三角視差が測定できる恒星、(b)食連星の両成分星(主星と伴星)、(c)距離が近く半径の大きな一部の超巨星。

先づ(a)の場合は、見かけの等級と距離とからその恒星の絶対等級がわかる。絶対等級は星の全表面からの輻射エネルギーを示しているものである。ところでその表面の単位面積から出るエネルギーはその温度がわかれば黒体放射の法則から定まる。恒星の温度はその恒星のスペクトル中の沢山の吸収線(暗線)の模様から知られるので、したがって全表面積がわかり、半径は計算出来るわけである。三角視差が測れない程のより遠い単独恒星については、直接半径を求めることは出来ない。

(b)食連星では主星のまわりを伴星が一定の周期で公転し主星をかくしたり主星にかくれたりしているので両星を一緒にした明るさ(これが観測されて両星を別々に望遠鏡で見ることは出来ない)は周期的に変光する。この変光の具合から食が続いている時間や、暗くなりかたからかくす星と、かくされる星の両方の相対的な大きさが両星間の距離を1とした割合で求められる——実際はかなりめんどうな計算ではあるが——更にスペクトル線による視線運動の観測から両星間の距離の絶対値がわかるので結局それぞれの星の半径の絶対値もわかるのである。

(c)ごく稀な場合にしか応用できないが、超巨星では、その星の左半分と右半分とから来る光の間の干渉を利用して、大ざっぱな半径の値を求めることができる。遠く離れた2つの鏡で星からの光をうけて両方の鏡までの光路差が星の視直径によることを利用する。この測定からわかるのは勿論視直径であるから三角視差がわかっておれば組み合せて直径の絶対値が求められるのである。(M.K.)

切 手 の 説 明

アルバート・アインシュタイン(1879 3/14~1955 4/18)の肖像。ニュートン以来の最大の理論物理学者。この切手はイスラエルで1956年発行。350 pruta は日本の円相場で70円。大きさは26ミリ×40ミリ。色は暗褐色(dark brown)。切手面の方程式は彼の相対論から導かれたエネルギーと質量との交換性を示す式である。

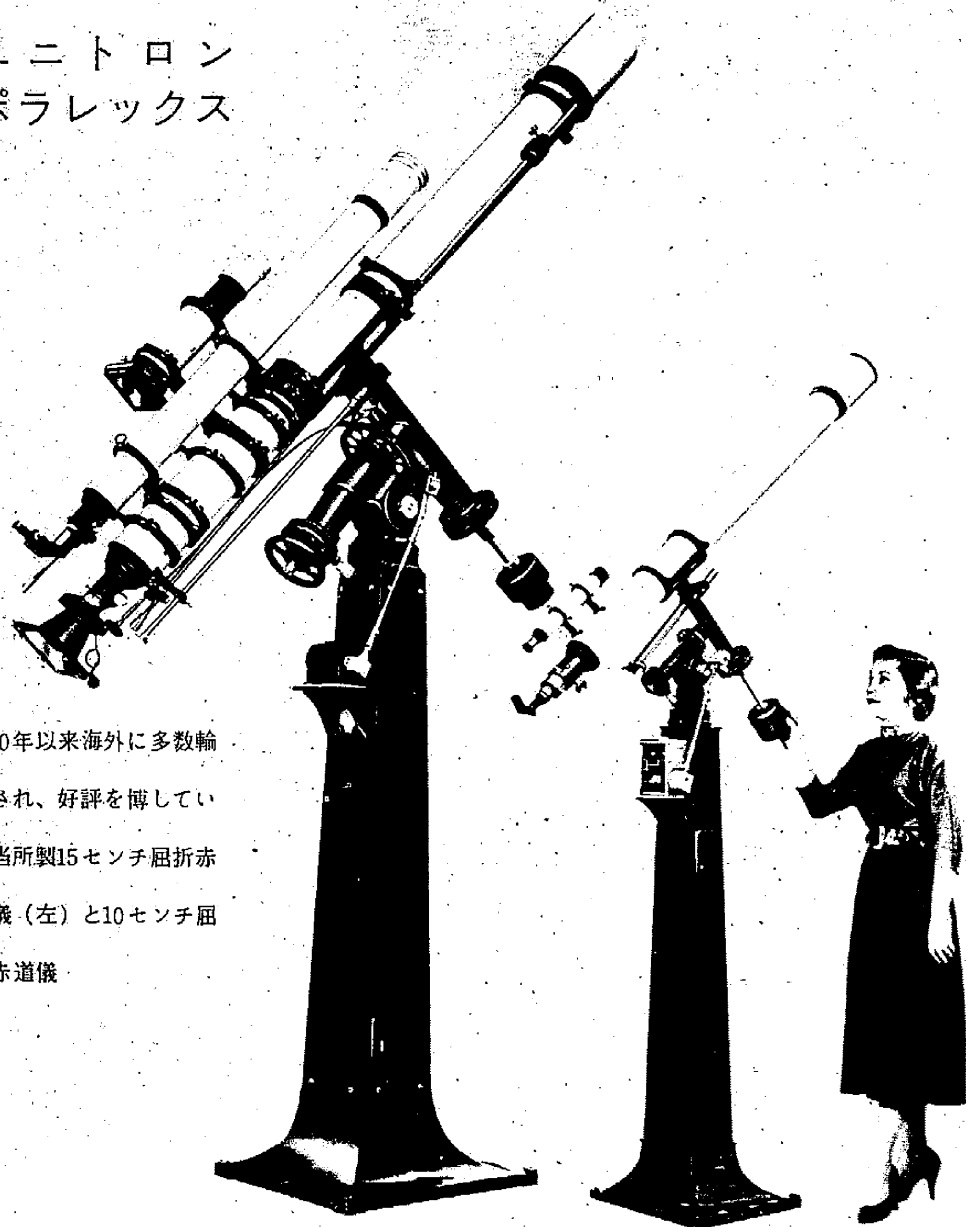
昭和35年8月20日
印刷発行
定価50円(送料4円)
地方売価53円

編集兼発行人 東京都三鷹市東京天文台内
印刷所 東京都港区芝南佐久間町一ノ五三
発行所 東京都三鷹市東京天文台内

広瀬秀雄
笠井出版印刷社
社団法人 日本天文学会
振替口座東京13595

ユニترون ポラレックス

1950年以来海外に多数輸出され、好評を博している当所製15センチ屈折赤道儀（左）と10センチ屈折赤道儀



ユニترون・ポラレックス天体望遠鏡製作
株式会社 日本精光研究所

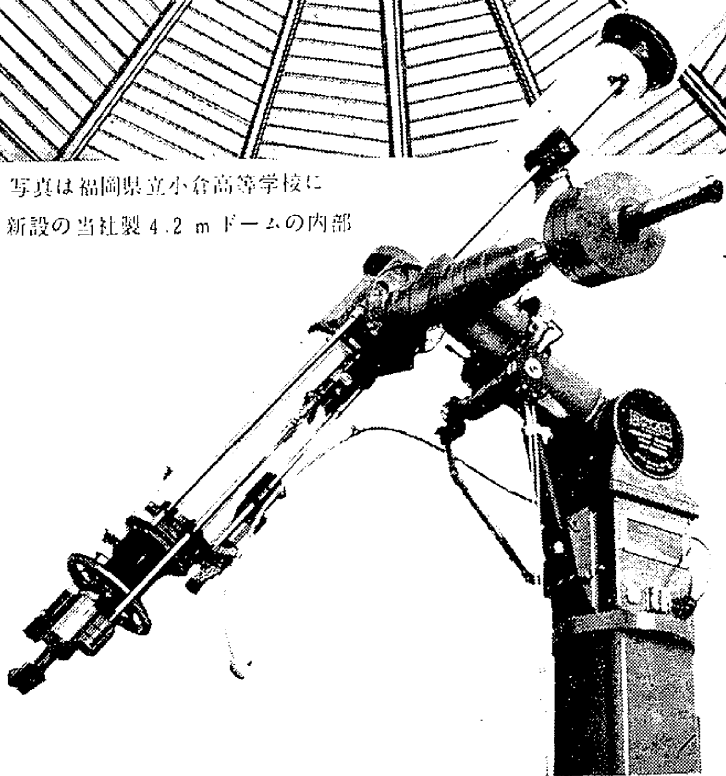
東京都世田谷区野沢町1-100

TEL. (421) 1685, 0995; 振替 東京 96074

1924

ロイアル 天体望遠鏡と ドーム

写真は福岡県立小倉高等学校に
新設の当社製 4.2 m ドームの内部



- ☆ 専門家・アマチュア・学校
公民館・科学館等公共天文
台用大型据付式屈折・反射
赤道儀
- ☆ 理振法準拠学習用
天体望遠鏡
- ☆ 観光望遠鏡
- ☆ 天体観測用光学機械
- ☆ 観測用ドーム

カタログ本誌名
付記ご請求のこと

アストロ光学工業株式会社

本社 東京都千代田区大手町 2-2 野村ビル Tel. (231) 0651・2000
工場 東京都豊島区要町 3-28 Tel. (951) 4611・6032・9669

振替 東京 52499 番