

# 目次

## 論 叢

島宇宙より島宇宙へ(一)

理 學 士 清水 強 二一

白色矮星を繞る諸問題(二)

理 學 士 島村福太郎 二七

望遠鏡並に天體寫眞に關する私見(後篇八)

射 場 保昭 三三

## 雜 報

三六—三八

膨脹する星の吸收線——ポケット天球儀——十一月に於ける太陽黒點概況——無線報時の第一次修正値

## 二月の天象

流星群  
雙光星  
東京(三鷹)で見える星の掩蔽  
惑星だより  
星 座

## Contents

K. Simizu: Travels to Island Universe(I).....21  
H. Simamura: Problems about White  
Dwarfs(II). .....27  
Y. Iba: On the Telescope and Celestial  
Photography. (2nd paper VIII). ..... 33  
Spectra of Expanding Stars. — Pocket  
Celestial Sphere. — The Appearance of

Sun Spots for November 1935.—— The W.  
T. S. Corrections during December 1935.  
The Face of the Sky and Planetary and  
other Phenomena.

Editor: Masaki Kaburaki.

Associate Editors: Sizuo Hori, Tadahiko  
Hattori, Toyozō Okuda.

## ●天體觀覽

二月二十日(木)午後六時より、當日天候不良のため觀覽不可能ならば翌日、翌日も不可能ならば中止、參觀希望者は豫め申込の上、當日午後六時に三鷹村東京天文臺玄關に集合の事。

なほ觀覽係よりの注意を次に記して置きます。觀覽者が餘り遅刻して來られると係の者が非常に迷惑しますので以後定刻までに御出でなき方は後に來られても參觀をお断りする事があるかも知れませんから成るべく定刻までに天文臺玄關脇の應接室に御出で下さい。使用望遠鏡は二十浬ツァイス赤道儀、觀覽天體は時に應じて違ひますが、月、惑星、二重星、星雲、星團等。時間の餘裕があれば御好みのものを御見せ致します。大體七時半頃には終る豫定です。なほ天文臺より中央線武蔵境驛に行くバスは冬季は午後七時半限りです。

## ●會員移動

入 會

|      |      |      |       |
|------|------|------|-------|
| 山竹   | 内篤   | 道君   | (神戶)  |
| 阿部   | 正直   | 君    | (廣島)  |
| 瀧田   | 正俊   | 君    | (東京)  |
| 恒元   | 典八   | 君    | (東京)  |
| 林井   | 宗一   | 君    | (大阪)  |
| 西井   | 良直   | 君    | (和歌山) |
| 大野   | 直太   | 君    | (岡山)  |
| 中宮   | 小蜂   | 珍寺   | 内堂    |
| 村田   | 野谷   | 道島   | 本義    |
| 重    | 雅秀   | 新健   | 實雄    |
| 守君   | 史男   | 君    | (福岡)  |
| (北海) | (東京) | (東京) | (重岡)  |

## 逝 去

西川 時藏君  
寺田 寅彦君  
稲垣 彰亮君

謹んで哀悼の意を表す

## ●編輯だより

清水氏の「島宇宙より島宇宙へ」は最も興味ある大問題を平易な筆で書かれたもの、その身宇宙の彼方に旅する心持するであらう。島村氏の論文は前號より引きつゞき白色矮星の問題、益々出で、益々興味深く、多少難解の嫌あるも月報を彩るもの、非常な御多忙中を時間を割いて執筆して下さいました射場氏の珠玉篇は以後數號に互つて天體寫眞の楽となるであらう。

## ●會計係より

本年度會費未納の方は至急御納め下さる様御願致します。

## 論 叢

### 島宇宙より島宇宙へ (一)

理學士 清 水 壱

一八四五年の春、愛蘭のアマチ天文學者 Rosse が口径六呎、焦點距離五三呎と云ふ大きな反射望遠鏡を使用して星雲の觀測を續行中 M・五一が渦狀を呈してゐる事を發見した。それに依つて當時知られてゐた多くの星雲には、全く不規則な形を持つたもの(散光星雲)と、渦狀若くは楕圓狀の對稱形を執るもの(以後兩者を單に渦狀星雲と呼ぶ事にする)の二種類が含まれてゐる事が判明した。前者は唯瓦斯物質の大塊に過ぎないが、後者の渦狀星雲こそ何億とも知れぬ多數恒星の一大集團系であつて、其中には各種の天體例へば變光星、新星、散光星雲、散開星團、球狀星團等が存在し、謂はゞ一個の獨立した島宇宙を形作るものと見做される。渦狀星雲が島宇宙であらう事は既に十八世紀に想像されたが實證に依つて確かめられたのは近々二十年位前の事である。だが此二十年足らずの間に、Chais, Shipper, Shapley, Hubble, Humason Lundmark, 等々々の人達の大望遠鏡裡の活躍に依つて、我々の大宇宙の廣がりには目まぐるしい程に増大されるに至つた。以下、宇宙探求の第一線に立つた幾多の天文學者達が、今迄の未知の世界から我々に齎して呉れた驚異に満ちた様々の報告をたよりに何百萬、何千萬光年と云ふ遠距離の彼方への瞥見を試みてみよう。

### その一 我々の宇宙

他國へ旅立つ前に一度故國を振返つてみる様に、我々の場合に於ても他の島宇宙への見物に先立つて我々の宇宙なる銀河系を知つておく必要がある。

であらう。従つて茲で先ず銀河系に就いての簡単な概觀を述べてみたい。恒星の距離の尺度としては普通光年若くはパーセクが用ひられる。前者は毎秒三十萬軒の速度を持つた光が一年間に進む距離 ( $9.46 \times 10^{12}$  m) であり、後者は年週視差一秒の距離であつて三・二六光年に當る。現在知られてゐる最近の恒星 Proxima Centauri 迄の距離は四・三光年で、我太陽系近傍の恒星の平均間隔はほぼ此位の程度と思はれる。それに較べると太陽と太陽系最遠の惑星プルートー迄は〇・〇〇〇七光年に過ぎず數千分の一の距離となる。謂はゞ太陽は地球を始め諸々の太陽系内の天體をポケットに入れて他の恒星の間に伍してゐるのであるから、恒星の集團を論じる場合には土星も木星も勿論問題にはならない。

天球をほぼ二分する様に、一めぐりしてゐる「天の河」は大望遠鏡の助を藉りると無數の微恒星から成立つてゐる事が分かる。此銀河の帶を縦にほぼ其中央を通つて天球を等分する大圓の平面を銀河面と名付け、恰も赤道面に對して南北の兩極、従つて又赤道座標(赤經、赤緯)が決定すると同様に、銀河面が求まれば二つの銀極、銀河座標(銀經、銀緯)が得られる。併し實際の銀河は幾何學的な大圓を描いてゐる譯ではないから、銀河面の判定には技術的な困難が伴ひ、人に依つて多少異つた値を得てゐる。ハーバード天文臺では銀河の兩極として、Pickering が出した次の値を採用してゐる。(銀經は銀河面上の赤經  $18^h 40^m$  の點から赤經と同方向に測る)

赤經  $13^h 40^m$       赤緯  $+28^\circ$  (髮座)  
赤經  $0^h 40^m$       赤緯  $-28^\circ$  (彫刻室座)

一般の恒星、散開星團、惑星狀星雲、散光星雲、暗黒星雲等は銀河面に近づくにつれて多く現はれる事から想像すると我々の宇宙は銀河面に沿つて擴がつた凸レンズ狀の集合を爲してゐると思はれる。銀河面のうちでも特に射手座のあたりには濃密な微光恒星の集團が密集してゐて、ケフェウス型變光星、惑星狀星雲、瓦斯物質等の分布狀態、新星出現の場所等から推定すると、此凸レンズの中心方向は射手座の銀經約三二〇度の邊にある。

と考へられる。

一方 Oort は微光星の視線速度を調べて銀河系は銀經三三四度の方向に、我々から二萬光年程離れた中心の周りに回轉運動を爲す事を發見し、Plaskett も亦 O 型、B 型星に就て回轉の中心が銀經三三四・五度なる事を確めた。Shapley に依ると九三個の球狀星團の空間分布は銀河系の他の諸天體の様に銀河面へと集中せず、寧ろ楕圓狀に散在し其等の重心は銀河面内に於て銀經三二七度の方向に位する。分布全體の最大の擴がり銀河面に沿ふ方向であり、いずれの星團も一般の恒星に較べて遙かに遠方に位置してゐるから、球狀星團系は銀河系の謂はゞ外殻を構成するものであらうと云ふ。

銀河系の中心方向は以上の様な互に異つた材料から計算しても同じ結果になるのは注目に値する事柄であつて、銀經三二五度のあたりが、我々宇宙の中心に當る事は其丈確實性を増すものと云はれよう。然し、我々から中心迄の距離、更に又銀河系全體の大きさに關しては之と反對に、用ひた材料に依つて可なり著しい相違がある。先ず此原因を調べねばならない。

何等の假定も無く確實な距離を與へる方法は、唯三角視差に依る測定のみであるが、數百光年以上の遠距離になると最早之は役立たず、勢ひ光度の測定を基にして何等かの物理的な假定を設けて距離の推定を試みなければならぬ。(星團や、渦狀星雲に對しては直徑に依る方法があるが、之も間接には光度に依存してゐる) 所で銀河面、特に其中心方向には散光星雲、暗黒星雲が密集する事は既に述べたが、斯様な比較的濃厚な瓦斯星雲が銀河面に近い低緯度のあちこちに於て我々の視野を遮ぎつてゐる以外に尙稀薄な瓦斯物質が銀河面に沿つた空間に瀰滿してゐるのである。此事は色々の方面から、例へば銀河面に近く我々から遠い恒星の色指數の過剰や、低銀緯になる程渦狀星雲數が減少する事等から實證されてゐる。従つて吸收を考慮せず求めた距離に對しては、吸收に依る光度の減少に相當する距離の補正が必要になつて来る。併し現在では未だ斯様な物質の明確な空

間分布や吸收率等を知る程度には達してゐないから正しい距離を求める事は困難である。第一表は互に相異つた材料に依つた太陽系、銀河中心間の距離を示したものである。第二段は生の値、第三段は Trumpler、及び Botlinger-Schneider の吸收率を採用して Van de Kamp の計算した修正値であ

第一表 太陽系より銀河中心迄の距離

| 材 料      | 無 吸 收                             | 吸 收                           |
|----------|-----------------------------------|-------------------------------|
| 球狀星團系の重心 | 1600 パーセク                         | 1000 パーセクに付 0.六七等級 (Trumpler) |
| 星團型變光星   | 1400 パーセク                         | 1300 パーセク                     |
| 銀河回轉の恒數  | 銀緯七度 1100 パーセク<br>銀緯10度 1300 パーセク | 2500 パーセク<br>2800 パーセク        |
|          |                                   | 2000—11000 パーセク               |

Van de Kamp に依る (Astronomical Jour. XLI, 9, 1931)

る。兎も角光の吸收を考慮に入れると著しく不一致は打消され、之に依つて吸收物質の存在が裏書されると同時に又、我々から銀河中心迄の距離は大體三萬光年位らしい事が判明した譯である。

銀河系全體の擴がりはどの位か。以前 Shapley は球狀星團系の直徑として二四萬光年と云ふ龐大な數字を發表したが、此數値は光の吸收の補正が爲されてゐないから、實際は更に縮小された其何割かに當るであらう。尙 Shapley の最近の研究では、吸收の影響の著しい銀河面に近い部分を除いて絶對光度の大きい變光星の分布から銀河系の擴がりを調べてゐる。其に依ると  $H^{200}$  以上の高緯度の星團型變光星約三百個の空間配置は球狀星團のそれと同様であつて、吸收の影響も少く銀河系の擴がりを知るに便利な銀緯  $120^\circ - 140^\circ$  の範圍に在る六六個の星團型變光星の研究では、我々銀河系は銀河面に沿つて恐らく十萬光年以上の直徑を有し、之と垂直方向にもほど同程度の擴がりを持つてゐるらしいと云ふ。

空に輝いてゐる明るい恒星はオリオン、カシオペア、琴、蛇遣、狼、

十字、鱧、大犬を通り銀河とは少し傾いた帯狀の大圓を成して分布する傾向がある事は六十年前 Gould が注意したのであつたが、早期型星 (B、A) の輝星や赤色巨星等の空間分布を調べた結果から此種の恒星は銀河面と十餘度の傾を持つた面を中心面とする扁球狀の配列をなしてゐる事が、證據立てられた。之が所謂局部恒星系と呼ばれる集團系であつて其中心は龍骨座の方向 (銀經約二四〇度)、我々から約三百光年の距離に位し、之に對する我太陽系の位置は其中心面から約一八〇光年の北に偏在してゐると云はれる。其直徑は、Charlier が八等級より明るい B 型星から求めた所では四千光年であるが、多くの散開星團も之に屬すると考へられるから實際にはもつと大きい擴がりを持つと思はれる。

中間に介在する物質の爲に銀河の中心部分の模様を探る事は殆ど不可能であるが、我銀河系よりも更に稠密ないくつかの恒星系が銀河系の核心を爲してゐる事は想像される。銀河回轉の理論に従へば、中心核を過ぎり銀河面に垂直な軸の周りに中心からの距離と共に減少する回轉速度を以てほぼ圓に近い軌道を描いて運動を續けてゐると云ふ。中心から約三萬光年離れた我太陽系の近傍では秒速三百軒であるが、銀河系の外殻を成す球狀星團系はほぼ静止狀態に近いらし。Minnur の説では地球が自轉を行ひつつ太陽の周圍を公轉する様に、局部恒星系も亦銀河回轉をやりながら自身の中心の周りの自轉運動を持つと考へると、觀測された恒星運動は更にうまく説明が付くと云ふ。

要するに「銀河系の大部分の恒星は銀河面へと扁球狀の密集を示してゐるが、星團型變光星、球狀星團等の分布から知り得た所では扁球の外側にも更に尙、稠密ではないが之を取巻く恒星の分布があり、銀河系全體としては十萬光年以上の球狀の擴がりを持つてゐる。中心は我々から約三萬光年、銀經三二五度の方向に當り、中心を通り銀河面に垂直な軸の周りに中心に近い程速かな回轉運動を行つてゐる。我々の太陽系は數千萬光年の擴がりを持つた圓盤狀の局部恒星系の中心近くに存在し、其中心は銀河系の

それと約九十度離れた龍骨座の方向である。局部恒星系は自轉を行ひ乍ら、一億乃至二億年程度の週期を以て銀河系の中心の周に公轉を續けつゝある」と云ふのが我々の知り得た大體の構造であつたが、以上の瞥見は銀河系全部が多くの島宇宙の集團と云ふよりは寧ろ一つの島宇宙である可能性を支持する様に思はれる。

更に立入つた詳しい構造例へば、我銀河系は渦狀を呈してゐるのか、渦狀だとすれば局部恒星系は中心核から離れた瘤であるか或は單にその一分肢に過ぎぬものか、中心核は如何なる組成と如何なる擴がりを持つものであるか、等々に就いては今日の天文學は尙暗中模索の狀態にある。と云ふのは我々が銀河系内にあつて様々の物質の重疊に遮ぎられつゝ銀河面を覗いてゐるからであつて「山に入つて山を見ず」の諺が此場合にも當嵌まるのである。従つて他の多くの島宇宙の形狀を仔細に調べて銀河系への類推を行ふ事も必要な一方法ではある。

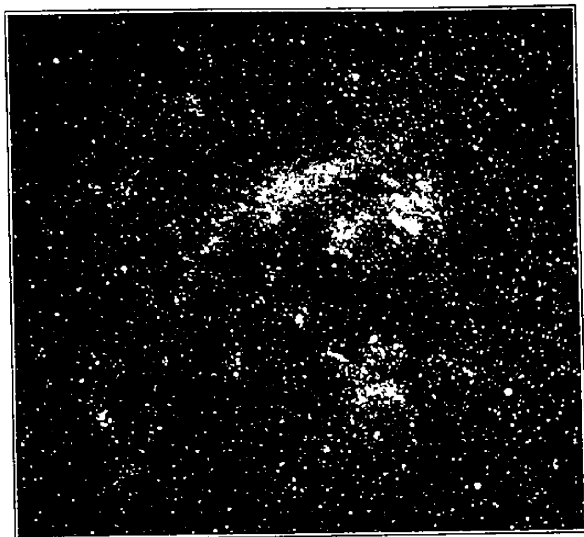
## その二 マゼラン雲

北半球の我々には遺憾乍ら見る事を許されぬが我々に最も近い島宇宙は、一六世紀初頭の大航海者マゼランの名を冠した大、小二個のマゼラン雲である。此二つの島宇宙の案内者として先ず一九世紀の天文學者 John Herschel を煩はす。彼は父 William Herschel の遺業を繼いで喜望峰に渡り、南天の掃天事業を遂行して約六千五百個の星雲、星團を網羅する「星雲總目錄」を後世に残した人である。

「晴夜月の無い時に此等の天體を肉眼で見ると (小マゼラン雲は月光に依つて完全に、大マゼラン雲の方も殆ど光を消されてしまふ) 銀河の最も輝いた部分とほぼ同程度の明るさで美しい雲片狀を呈してゐる：私は大雲を望遠鏡に依つてスケッチしようとして試みたのであるが微細部分の複雑さに壓倒されてしまつて完全に失敗した事を附言せねばならぬ。小雲の方は其程複雑では無いが、それだけに又興味も薄い。

小雲に就いて——小雲は赤緯  $-72^{\circ}$  —  $-75^{\circ}$ 、赤經  $149^{\circ}8'$  —  $145^{\circ}$  に位置

第一圖 大マゼラン雲



してゐる。肉眼では大體圓形であつて光線の中心は其形狀の中心から著しく偏つてゐるとは認められぬが、望遠鏡で見ると最も顯著な分解を示す部分は、赤緯  $04^{\circ}5'$ 、赤緯  $-74^{\circ}10'$  のあたりであつて幾分中心から南へ寄つてゐる。其は、すばらしい球狀星團 47 Tucani の赤緯數分後に當つてゐるが、兩者の關聯は全然無く、此星團を除けば其占むる場所は天球上の最も天體の少ない部分の一つである。小雲へは何れの側から近づかうにも砂漠を通らねばならない。」

大雲に就いて——大雲は赤緯  $60^{\circ}$  —  $73^{\circ}$ 、赤經  $53^{\circ}0'$  —  $64^{\circ}0'$  に在る。其最も輝き殆ど分解を示さない部分は赤緯  $53^{\circ}0'$ 、赤緯  $-82^{\circ}10'$  を中心として、赤緯  $54^{\circ}10'$  —  $53^{\circ}0'$ 、赤緯  $-68^{\circ}30'$  —  $-70^{\circ}10'$  の範圍に亘つてゐる。

第二圖 小マゼラン雲



上部の球狀星團は 47 Tucani である

兩雲の或部分は恒星への分解が全く不能のものから完全な分解を示すものに到る迄、各段階の分解度を示す星雲や、本來の瓦斯狀星雲、球狀星團星群から成立つてゐる。大雲は斯かる天體の數多き事、其等が變化に當んでゐる事、更に構造の複雑なる事に於て小雲を遙に凌駕してゐる。此事柄は各星雲に屬する星雲、星團數からも言ひ得られろ。小マゼラン雲に對しては十平方度内に高々（外部の六個を加へて）四三個集つてゐるに過ぎないが、大雲の方は約四二平方度内に少くとも二七八個（尙すぐ外側に五、六十個ある）數へられ、一平方度に對する平均數六・五は天球のいづこの部分よりも多い。乙女座、髮座の星雲の密集した部分でさへも到底それに及ばない。此事から、又恒星への分解不能の星雲の混合からも、兩雲は創生紀にある天體、而も北半球には類の無い天體である。大雲の極めて近傍では小雲の場合程星が疎ではないが併し決して豊富ではなく銀河の分流と關聯があると云はれない……」

右は John Herschel が望遠鏡を通じて肉眼で覗き見た報告であらうが、

最近寫眞術が高度に利用されるに至つて彼の想像しなかつたであらう色々な新事實が発見された。

Van Herk が兩雲の寫眞光度を測定した所では大雲、一・二等級、小雲、一・八五等級であつて、大雲の最も輝いた部分は銀河内の楕座恒星層の最も明るい所と較べると可なり暗い様であり、小雲に對する Hertzsprung の實視光度と前記の寫眞光度から色指數を求めると約  $+0.5mag$  を得る。

兩雲には星雲、星團の外に我銀河系に見出される殆ど總ての天體を網羅してゐて、數百萬、數億にも及ぶであらう恒星の大部分は一一等級以下であつた Shapley は小雲の一八等級以上の恒星は五〇萬個位だらうと云つてゐる。一九〇八年 Miss Leavitt に依つてマゼラン雲の最初の變光星型錄、大雲に對し八〇八、小雲に對し九六九個を含むものが發表された。Miss Leavitt は更に一九一二年、小雲中の二五個のケフ・ウス型變光星に就き視光度と變光週期の關係を調べて光度の大きい星程週期が長い事を指摘した。小雲の擴がりには我々からの距離に較べると著しく小さくて、個々の星の小雲中に於ける位置から起る視光度の偏差は十分の一、二等級であるから、此關係は其儘絶對光度と變光週期の關係と考へられる。之が有名な「週期光度關係」であつて、其翌年 Hertzsprung が斯様な關係が我銀河系内のケフ・ウス型變光星にも成立つ事を見出し、銀河内及び小雲内のケフ・ウス型の絶對光度が等しいとの假定の下に小雲の距離を推定した。彼は先ず「ボス星表」に固有運動の與へられてゐる銀河系内のケフ・ウス型變光星一三個に就き平均距離を計算し平均の絶對光度を求め、之と各變光星の視光度との比較から夫々の距離を勘定、それより逆に個々の變光星の絶對光度を得た。之と觀測された變光週期と組合せて銀河系ケフ・ウス型星の場合にも同様の關係を見出したのである。此を利用すれば變光週期が觀測されると絶對光度が分かり、それと見掛の光度との比較から容易に距離が算出される筈である。Miss Leavitt 自身は銀河系ケフ・ウス型と小雲の其が同性質のものである事に氣が付かなかつたが、兎も角此發見は有力な距

離測定法を導いたのであつた。ケフ・ウス型變光星の絶對光度が大きいから他の星に較べて遠距離から見出されると云ふ利點があり、Shapley が此方法を巧に採用して球狀星團系は我銀河系の外殻を構成すると云ふ重要な發見をなし、又 Hubble に依つて渦狀星雲に適用せられた結果は今日の宇宙構造論の魁を作つた。

現在 Miss Cannon の手で大雲を覆ふ部分の恒星約三千個に就いてスペクトル型の分類が完了されてゐるが、大雲よりも手前に在つて銀河系に屬するものが其大部分を占め、唯少數の實光輝の大きい超巨星のみが大雲内の恒星らしく思はれる。其等の超巨星は主として O・B・A・M 型星であつて絶對光度は負四等級以上であり、更に確實に大雲に屬すると信ぜられる七五個の B 型星の視光度は九一一等級、從つて絶對光度は負六―八等級に達する。絶對光度負八等級と云へば太陽の明るさの三十萬倍に當る驚くべき大光輝であつて、新星を除いて恐らく我々の知れる最も明るい恒星であらう。

ハーバード天文臺の寫眞乾板には Herschel が述べてゐるよりも遙かに多くの散光星雲、星團が記録されてゐる。兩雲に存在する散光星雲の絶對光度は負三等級から負七等級の間のもものが大部分を占めるが、大雲には光輝の大なるものが多い。其中最大のものは Looped Nebula と名付けられる星雲であつて、絶對光度負一三等級、實直徑は百光年以上に及び其中には多くの微光星を含むが、光輝の大部分は星雲自身の放つものらしい。之に較べればオリオン星雲は物の數で無く、其がオリオン星雲の位置に來ればオリオン座の殆ど全部を覆ひ、其光輝は六百光年の距離にも拘はらず地球上の物體に影を生ぜしむるに到るであらうと云はれる。

Shapley の精密な測定に依つて球狀星團は大雲に八個、小雲に二個知られてゐるが銀河系内の星團の光度、直徑から導いた距離測定法を其儘此等に適用すれば兩雲の距離が得られる。之から導いた距離係數は、新しい多くの材料に基づくケフ・ウス型變光星の「週期光度關係」からの値と第二表

に見られる通り可なり良く一致してゐる。同表に記された兩雲の距離は、より確實性の多い後者の値から求めたものである。Lundmark は球状星團の外にウォルフ・ライエ星及び散開星團を用ひて大雲の視差として矢張り〇・〇〇〇〇三六秒と出してゐる。

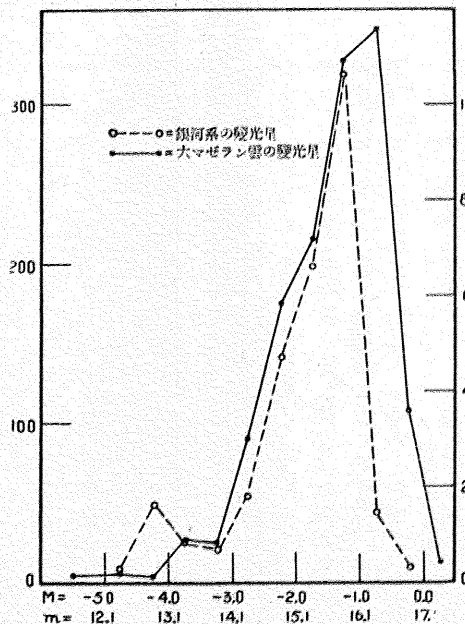
第二表 兩マゼラン雲の距離

|        |                                                                                                          |                |
|--------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------|
| 小マゼラン雲 | 一〇七個の變光星よりの距離係數<br>(二個の球状星團よりの距離係數<br>視差 〇・〇〇〇〇三四五秒<br>距離 二九キロパーセク 九萬五千光年                                | 一七・三二<br>一七・五〇 |
| 大マゼラン雲 | 五〇個の變光星よりの距離係數<br>(八個の球状星團よりの距離係數<br>視差 〇・〇〇〇〇三八秒<br>距離 二六・二キロパーセク 八萬六千光年<br>(Shapley: Star Clusters より) | 一七・一〇<br>一七・二五 |

大小兩雲の見掛の直径に就いては從來夫々七・二度、三・六度と見做されてゐたが最近ハーバード天文臺で爲された研究の結果は、今迄の大きさは寧ろ核と見るべきであつて其等の外部に散在する球状星團、散光星雲に對し更に視光度一七等級以下の微光星が背景となつて取圍いてゐる事が判明した。従つて角直径は夫々一二度、八度に増大し、其に相當する實直径を前記の距離から計算すると大雲は一萬八千光年、小雲は一萬三千光年と云ふ大さになる。兩雲内の散光星雲のスペクトルの Doppler 變位から視線速度が調べられた。大雲中の一八個の平均は毎秒正二七・六<sup>プラス</sup>、小雲中には唯一個で毎秒一七・〇<sup>マイナス</sup>の速度を得る。之は可なりの高速度の後退を意味するが觀測者たる我々が秒速約三百<sup>プラス</sup>の銀河回轉を行つてゐるから其數値の大部分は之に依る影響と見做される。例へば 〇・〇<sup>プラス</sup>は銀經五五度銀緯〇度、秒速二八六<sup>プラス</sup>なる太陽系の運動を假定して其等の殘差速度、毎秒正四一<sup>プラス</sup>と

及び負九<sup>プラス</sup>を<sup>プラス</sup>得た様に銀河系の重心に對する相對運動は小さい。一方 Wilson は大雲の散光星雲の視線速度は雲内の位置に依る系統的偏差が存在し

第三圖



M: 絶對光度等級 m: 見掛の光度等級  
左の縦軸は大マゼラン雲中の變光星數、右の縦軸は銀河系内の變光星數  
(Monthly Not., 94, 9, 1934 より)

南の部分が高速度なる事を指摘し、恐らく視線に直角で赤道とほぼ平行な軸の周りの廻轉が存在するだらうと云つた。此考に従つて錦木博士が廻轉速度を數值的に求めた結果は恒星の分布密度の大きい方向に沿つた軸の周りに、軸に近い部分の方が早く廻り、大雲全體としての回轉週期は四億年位、従つて銀河系の其と同じ程度と云ふ事になつた。

次にマゼラン雲と我銀河系との類似點を調べてみよう。兩雲に於ける變光星の分布は數多の散開星團を避けつゝ、今迄知られてゐた夫々の全領域は勿論其境界の外迄も一面に散在してゐるが、我銀河系に於ても同じく散開星團内には變光星は見當らず、銀河系の擴がりの推定に役立つた變光星の分布は既に述べた如く球状星團系の範圍に散らばつてゐた。大雲内の約千三百個の變光線の光度曲線(横座標に絶對光度等級、縦座標に其星數をとつた曲線)は第三圖の如く銀河系に對して得たものと良く似てゐる。ケ

フェウス型變光星の「週期光度曲線」は測定誤差の範圍内で兩雲及び銀河系のそれが一致する。大雲に於てはフェウス型變光星は其内の超巨星數の一—二パーセントを占めてゐるが、恒星の最も稠密な中心軸に沿つては約四パーセント星の分布密度の小さい外部では半パーセント位になる、之は我々の宇宙に見られるフェウス型星の銀河面集中と好一對をなしてゐる。

銀河系の球狀星團系の對稱形に對し、大雲の八個の球狀星團は北に偏在してゐる、併し現在尙不確實とは云へ球狀星團の可能性のある二個を加へると全體の重心はもつと南に寄るであらう。今尙マゼラン雲に屬する此等の中に變光星を發見するに成功しないが星團の距離推定法に誤が無ければ、かゝる變光星の絕對寫眞光度は負三等級と想像され、之に對し散開星團、散光星雲内の最大光輝星は遙かに明るい負五—六等級のものが多く、之は銀河系内のオリオン・蝎座等の散光星雲中に存在する早期型星の絕對光度と合致する、大雲の回轉運動に關しては尙將來の確證を要するが、銀河系と同程度の回轉週期が得られる。

以上右の如く我々の宇宙に最も近い隣家とも云ふべき兩マゼラン雲に關して知り得た最大の收獲は此等兩雲は John Herschel が想像した様な混沌たる創生紀にあるものではなく、銀河系と多くの共通點を有し、銀河系と同程度の進化の途上にあるらしく思はれると云ふ事であつた。次には此等よりも十倍も遠いアンドロメダ星雲へ眼を轉じることしよう。(未完)

## 白色矮星を繞る諸問題 (一)

理學士 島村福太郎

### 三、物性論後章

四、電氣傳導係數と熱傳導係數 白色矮星内の物質が degenerate 體系を形成し、Fermi-Dirac の量子統計に従ふ可きことを、吾々は前章に於いて見た。古典的氣體論に於けると同様な基礎現象が、吾々の此の新たな體

系に於いて如何に實現するかを論ずることは、恒星解析にとつて必要且つ興味深い問題である。よつて茲に輸送現象(又は平均自由行路現象)、特に電氣傳導と熱傳導とに就いて考察を寄せねばならない。

Lorentz(1905) に依つて爲された金屬の電氣傳導に關する研究の方法を Sommerfeld(1928) 及び Vogt(1931) は新統計力學に迄擴張することを試みた。今一般に、位相空間に於て座標  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$  の近傍の位相細胞  $\omega$  中に存在すべき位相點の確率的個數を  $f$  個とすれば、 $f$  は時間  $t$  と座標との函數(分布函數)であると考へられる。即ち

$$f = f(t, x, y, z, p_x, p_y, p_z)$$

外力の作用と、粒子相互の衝突とを考慮に容れた平衡の式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial f}{\partial p_x} \frac{dp_x}{dt} + \frac{\partial f}{\partial p_y} \frac{dp_y}{dt} + \frac{\partial f}{\partial p_z} \frac{dp_z}{dt} = n_{in} - n_{out} \dots \dots \dots (4.1)$$

茲に  $n_{in}$  は衝突に依り、單位時間  $dt$  内に飛び入る位相點の數

$$n_{out} = \dots \dots \dots dt \text{ 内を飛び出す位相點の數}$$

Lorentz(1905) の金屬に關する古典的研究に依れば、外力の作用の下に分布は微小量の攪亂を受け、その量は衝突  $n_{in} - n_{out}$  及び粒子の平均自由行路に正比例し、粒子の速度に反比例する。

しかるに、電氣傳導及び熱傳導は、此の攪亂に乗つて、粒子の電荷及び運動エネルギーが夫々輸送される現象として計算し得る。Sommerfeld(1928) 及び Vogt(1931) は此の計算に際し、分布函數に Maxwell-Boltzmann の統計の代りに Fermi-Dirac のそれを採用した。然し乍ら此の手段は新統計と Lorentz の古典的方法との機械的折衷に過ぎないかの如く見思はれる。

Nordheim(1928) は此の點に關し根本的な檢討を與へた。即ち古典氣體論に於て著名なる  $H$  定理の新統計への注目すべき擴張である。古典氣體論の  $H$  定理は Boltzmann に依つて發見せられたもので

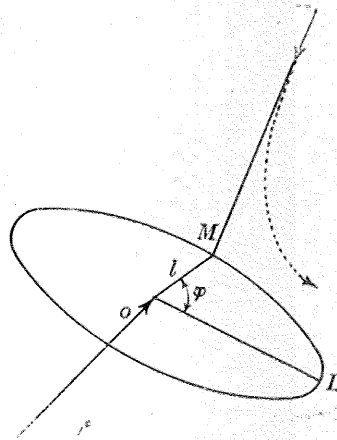
$$n_{out} = \sum_{(*)} \int \int \int \int f^* v_{xi} dv_x^* dv_y^* dv_z^* l dl d\varphi \} \dots \dots \dots (4.2)$$

$$n_{in} = \sum_{(*)} \int \int \int \int f^* v_{xi} dv_x^* dv_y^* dv_z^* l dl d\varphi \}$$

なるべきことを吾々に教へる。

茲に、 $f$  は衝突の結果  $n(t)$  を飛び出る粒子の分布、 $f^*$  は  $f$  型粒子との衝突に參與する粒子の分布、 $f$  は衝突の結果  $n(t)$  内に飛び入る粒子の分布、 $f^*$  は  $f$  型分子との衝突に參與する粒子の分布であつて、 $f^* \equiv f(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$ , etc. を意味する。 $v_{xi}$  は  $f$  型粒子と  $f^*$  型粒子との相對速度、 $v_x^*, v_y^*, v_z^*$  は  $f^*$  型粒子の速度の成分、 $l, \theta$  は第一圖に示す如き極座標を表す。

第一圖 粒子の衝突



PO:  $f^*$  型粒子の経路  
O:  $f^*$  型粒子の現在位置  
NM:  $f$  型粒子の初期経路  
平面  $LOM \perp NM$   
 $\angle LOM = \varphi$   
 $OM = l$

衝突を轉機として  $f$  と  $f^*$ 、及び  $f^*$  と  $f^*$  とは夫々互ひにその型 (即ち状態) を交換する。詳言すれば、 $f$  型は  $f$  型粒子の衝突後の状態であり、 $f^*$  型は  $f^*$  型の、逆に、 $f$  型は  $f$  型の、 $f^*$  型は  $f^*$  型粒子の夫々衝突後の状態である。新統計を特徴付けるところの Pauli の禁制原理を茲に顧慮すれば、 $f \rightarrow f^*$  的變化 (即ち衝突) の起り得る確率は最後の状態  $f$  の既存性に依つて禁制される。さすれば (4.2) に於いて  $f$  の代りに  $f(1-f)$  を採るべきことが理解されよう。同様の手續きを (4.2) の各型にほどこせば、

$$n_{in} - n_{out} = \sum_{(*)} \int \int \int \int (1-f) f^* (1-f^*) - f(1-f) f^* (1-f^*) \times v_{xi} dv_x^* dv_y^* dv_z^* l dl d\varphi \dots \dots \dots (4.3)$$

之を (4.1) に代入したものは、Boltzmann-Nordheim の微分積分方程式と呼ばれ得る重要な基礎方程式である。尙附記乍ら古典論に於けると相似の手段に基づき、外力なき場合  $n_{in} - n_{out} = 0$  となることに依つて、

$$[f] n_{in} = (e^{\epsilon + \mu} + 1)^{-1} \dots \dots \dots (4.4)$$

を得る。(4.2) 比較) Nordheim は特に「電離原子と自由電子との混合體系に就いて考察した。此の體系に於ては次の二つの重要な假定が許せる。

- 1、電離原子と自由電子との衝突。原子と電子との質量のオーダーの差に依り、兩者の間にエネルギーの取引が行はれない。また前者は自己の状態を變じることなく、容易に後者を deflect させる。
- 2、自由電子相互の衝突。輸送現象に對し、第一次近似的に、效果を持たない。

$f$  型と  $f^*$  型を自由電子に、 $f^*$  型と  $f^*$  型を電離原子に採用すれば、右假定に依つて

$$f^* = f^* \dots \dots \dots$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial f}{\partial p_x} \frac{\partial f}{\partial p_x} + \frac{\partial f}{\partial p_y} \frac{\partial f}{\partial p_y} + \frac{\partial f}{\partial p_z} \frac{\partial f}{\partial p_z} = n^* \int \int \int (1-f) v_{xi} l dl d\varphi \dots \dots \dots (4.5)$$

(茲に  $n^*$  は單位體積内の電離原子の數) となる。即ち Sommerfeld 及び Vogt が Lorentz の古典的方法を採用したことの妥當性が明かにされた。

Kothari (1932) は (4.5) の微分積分方程式を解くに際して、次の物理學的諸條件を採り入れた。

- 1、即ち、外力の場で分布は攪亂を受けるから  $f = f_0 + \phi(t, x, y, z, p_x, p_y, p_z)$

但し $\phi$ は擾亂項で、 $f_0$ に對し第一次の無限小。外力なき場合、 $\phi=0$ 、從つて  $f_0=[f]_{\phi=0}$  (4.4) による  $f_0$  Fermi-Dirac の分布を採用する。

2、また定常状態では、 $\frac{\partial}{\partial t}=0$

3、外力を  $(X, Y, Z)$  とすれば  $\frac{dp_x}{dt}=X, \frac{dp_y}{dt}=Y, \frac{dp_z}{dt}=Z$

4、速度の成分  $(v_x, v_y, v_z)$  は  $\frac{dx}{dt}=v_x=\frac{p_x}{m}, \frac{dy}{dt}=v_y=\frac{p_y}{m}, \frac{dz}{dt}=v_z=\frac{p_z}{m},$

5、電離原子と自由電子との間の引力、 $[Z]e^2=\frac{Gm^*m}{r^2}$

茲に  $[Z]$  は原子番號、 $e$  は電子の電荷、 $m$  は電子の質量、 $m^*$  は電離原子の質量、 $r$  は原子と電子との距離、 $G$  は萬有引力の常數。

6、單位體積内、自由電子の數を  $n$ 、完全電離を豫想して、 $n=n^*[Z]$  以上の諸條件を採り入れて、(4.5) を  $\phi$  について解く。さすれば電氣傳導及び熱傳導は、電子の電荷及び運動エネルギーが、夫々  $\phi$  に乗つて輸送される現象である。

(1) 電氣傳導

電場  $F$  が  $x$  軸に沿つて働くとする。

$$X=eF, Y=0, Z=0,$$

單位表面積、單位時間についての電流  $J$  は

$$J=\iiint e\phi v_x dp_x dp_y dp_z$$

に依つて計算され、次いで電氣傳導係數  $\sigma=J/E$  を求め得る。

(2) 熱傳導係數

溫度勾配が  $x$  軸に沿ふ時、對流の存在しないことの條件

$$\iiint \phi \frac{p_x}{m} dp_x dp_y dp_z$$

を容れて、之と(4.5)とを同時に満足する解  $\phi$  を求めれば、單位表面積、單位時間についての熱流  $W$  は

$$W=\iiint \frac{1}{2} m \cdot v_x^2 \phi v_x dp_x dp_y dp_z$$

$$\lambda=-W/\frac{\partial T}{\partial x} \text{ を求め得る。}$$

尙、擴散は質量  $m$  が、粘性は運動量  $p_x$  が、夫々  $\phi$  に乗つて移動する現象として同様な計算過程が進められる。以上は非常に複雑な數學的勞力を要し、此の際に  $\mu A \equiv e \ll 1$  かつ  $A \gg 1$  かつ  $\mu \ll 1$  として吟味することを忘れてはならぬ。Kotahari に依つて得られたその數值的結果は第二表、第三表に收める。

五、Opacity. 天體物理學に於いて、更に重要な物理量として Opacity を擧げることが出来る。恒星内部の溫度勾配に歸因して、内から外へとエネルギーの流れが存在する。その強さは一部星を構成する物質に依つて障げられるであらう。從つて恒星物質の Opacity 或ひは吸収率が問題になる。最初 Kramers (1923) が古典的取扱を以つて連續 X 線の強さの公式を得てより、Eddington (1924), Rosseland (1924), Milne (1925) 等によつてその公式の天體物理學上への應用が考へられた。然るに Eddington の理想氣體的模型星は Opacity の値として、純物理學的計算に成るものの約十倍を要求した。Oppenheimer (1926) 及び Gaunt (1930) が波動力學的取扱を試みた時、此の困難の解消が大に期待されたが、ギョフは依然として残つた。一方理研の杉浦博士 (1930) は Gaunt の計算の中に適當な因子を挿入することに依り有望的な結果に到達した。

Opacity を定めるには如何なる種類の物質が如何なる種類の輻射を吸収するか問題となる。恒星内部に於いて豫想される高溫度の裡では、原子は高度に電離してゐる。斯かる原子が電子を取つて輻射を發射し、逆に輻射を吸収して電子を失ふ(「束縛-自由」飛躍)。又此の如き原子の勢力範圍に自由電子が來て、速度を失つて他へ去ると同時に輻射を發射し、逆に輻射を吸収すれば速度を増して他へ去る(「自由-自由」飛躍)。輻射平衡の状態では、發射と吸収とは釣合つて居るべきであるから何れを考へても

良。

(1) 「自由—自由」飛躍、「双曲線—双曲線」飛躍)

吾々の課題「degenerate 瓦斯」の擴張は Miss Swirls (1930), Chandrasekhar (1931), Kothari (1932), Majumdar (1932) 等に依つて攻究された。

今、エネルギーなる双曲線軌道上を飛來した一個の自由電子が、偶々一個の原子核との邂逅に際し、單位の強さの輻射の場から振動数  $\nu$  なる光子を吸収して、エネルギー  $\epsilon = \epsilon_0 + h\nu$  なる双曲線軌道へと飛躍し且つ去る。この確率を  $k_0(\epsilon, \nu)$ 。

新統計理論に於いては Pauli の禁制原理が顧慮されるから、斯かる飛躍の確率は飛躍後の状態  $\epsilon' = \epsilon + h\nu$  軌道の「空席率」に制約される。此の「空席率」は前節の考察に依つて  $(1 - f_{\epsilon+h\nu})$  なることが明かであるから、degenerate 瓦斯内に於ける實際の飛躍の確率は  $k_0(\epsilon, \nu)(1 - f_{\epsilon+h\nu})$ 。

斯かる自由電子が單位體積内に  $n_e$  個あれば、原子核一個についての、單位時間に於ける、 $\nu$  光子の吸収率は  $k_0(\epsilon, \nu)(1 - f_{\epsilon+h\nu})n_e$ 。單位體積内に  $n^*$  個の原子核があれば、その全個については、

$$k_0(\epsilon, \nu)(1 - f_{\epsilon+h\nu})n_e n^* \dots \dots \dots (5.1)$$

各エネルギー水準について此の關係が生じるから、水準の總べてについて、 $\epsilon$  に關して積分して、

$$K_\nu = \int_0^\infty k_0(\epsilon, \nu)(1 - f_{\epsilon+h\nu})n_e n^* d\epsilon \dots \dots \dots (5.2)$$

$K_\nu$  は即ち、單位體積の物質が單位時間に、振動数  $\nu$  なる單位の強さの輻射から輻射エネルギーを吸収する割合を表はす。

$k_0(\epsilon, \nu)$  は Kramers に依つて、

$$k_0(\epsilon, \nu) = \frac{4\pi Z^2 e^2}{3\sqrt{6} h c m^{3/2} \nu^{3/2}} \dots \dots \dots (5.3)$$

茲に、 $Z$  は原子核の原子番號、 $e$  は電子の電荷、 $m$  は電子の質量、 $h$  は Planck の常數、 $c$  は光速である。

$(1 - f_{\epsilon+h\nu})$  は (4.4) に依り、

$$1 - f_{\epsilon+h\nu} = \frac{(1/A)e^{(\epsilon+h\nu)/kT}}{(1/A)e^{(\epsilon+h\nu)/kT} + 1} \dots \dots \dots (5.4)$$

$n_e$  は不確定性原理と電子の spin を顧慮して Sommerfeld に依つて

$$n_e d\epsilon = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \frac{(1/A)e^{\epsilon/kT} + 1}{e^{1/2} d\epsilon} \dots \dots \dots (5.5)$$

$n_e$  は  $\epsilon$  に獨立である。(5.2) に (5.3) (5.4) (5.5) を代入すると定積分が出来て、その結果の式を  $A \gg 1$ ,  $A \gg 1$  の吟味で濾過し、夫々の場合に對し適當な近似を與へる。

$$A \gg 1 \quad k_0 = \frac{16\pi^2 Z^2 e^6}{3\sqrt{3} h c \nu^3} \frac{1}{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{1/2}} n_e^* \dots \dots \dots (5.6)$$

$$A \gg 1 \quad k_0 = \frac{32\pi^2 Z^2 e^6}{3\sqrt{3} c h^3} \frac{e^{h\nu/kT}}{\nu^2 (e^{h\nu/kT} - 1)} n_e^* \dots \dots \dots (5.7)$$

此處で注意すべきは、所謂 Stimulated emission process (煽昂發射過程) は丁度輻射の場と同じく方向的非對稱性を呈してゐることである。即ち外方へ向ふ輻射の流れはそれ自身の方向の煽昂發射のために一層強められる性質がある。之を考へると  $n_e$  の代りに

$$k'_\nu = k_0(1 - e^{-h\nu/kT}) \dots \dots \dots (5.8)$$

をとらねばならぬと云ふ。

斯くの如くして得た  $k'_\nu$  も、未だ振動数  $\nu$  に關する特殊性を持してゐて、恒星内部への應用には不便である。Rosseland は之に對して天體物理學的に便利な一種の平均を見出した。即ち Planck の式に依つて表現される輻射の單色エネルギー密度

$$I(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \dots \dots \dots (5.9)$$

に關し、

$$\frac{1}{K_\nu} \equiv \int_0^\infty \frac{1}{k'_\nu} \frac{\partial I(\nu, T)}{\partial T} d\nu \int_0^\infty \frac{\partial I(\nu, T)}{\partial T} d\nu \dots \dots \dots (5.10)$$

(5.10) なる Rosseland の平均に依つて定義された吸収率を「吾々は Opacity

係数と呼ぶ。(5.6) 及び(5.7)を(5.8) (5.9) (5.10)と順次代入することに依り非 degenerate 瓦斯及び degenerate 瓦斯の Opacity を得る。此處に求めるものは然し乍ら  $1\text{cm}^3$  についての Opacity である。天體物理學では屢々  $1\text{cm}$  についての夫れが必要となる。依つて

第二表 諸係数

| 非 degeneracy |           |                                                                                                |                                            |
|--------------|-----------|------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------|
| 電気傳導係数       | $\sigma$  | $\frac{2^{9/2}}{\pi^{1/2}} \frac{k^{3/2}}{e^2 m^{1/2}} \frac{T^{3/2}}{Z I'}$                   | $1.28 \times 10^{-1} \frac{T^{3/2}}{I'}$   |
| 熱傳導係数        | $\lambda$ | $\frac{2^{13/2}}{\pi^{1/2}} \frac{k^{7/2}}{e^4 m^{1/2}} \frac{T^{5/2}}{Z I'}$                  | $3.81 \times 10^{-5} \frac{T^{5/2}}{I'}$   |
| Opacity 係数   | $\kappa$  | $\frac{8\pi^2 \theta_2}{315 \sqrt{3} \theta_1} \frac{e^6 h^2}{c (2\pi m)^{3/2} m H^2 k^{7/2}}$ | $4.23 \times 10^{23} \frac{\rho}{T^{7/2}}$ |
| Degeneracy   |           |                                                                                                |                                            |
| 電気傳導係数       | $\sigma$  | $\frac{3}{8\pi} \frac{h^3}{e^2 m^2 m H \mu} \frac{\rho}{Z I'}$                                 | $1.28 \times 10^3 \frac{\rho}{T}$          |
| 熱傳導係数        | $\lambda$ | $\frac{8}{\pi} \frac{h^5 k^2}{e^4 m^2 m H \mu} \frac{T \rho}{Z I'}$                            | $4.56 \times 10^2 \frac{T \rho}{I'}$       |
| Opacity 係数   | $\kappa$  | $\frac{56}{15 \sqrt{3}} \frac{e^4}{c h k^2} \frac{Z^2}{m n A'} \frac{1}{T^2}$                  | $5.02 \times 10^{16} \frac{1}{T^2}$        |

電気傳導に數は靜電單位、そのディメンションは[ohm] $^{-1}$

恒星内部係於いて妥當と考へられる量として  $Z=26$  及び  $\mu=2.5$

(完全電離の鐵原子) を採る。

$I'$  は  $\rho$  の複雑な函数 (第三表参照)

$\theta_1=1.0128, \theta_2=1.0823$

$[e]_{\text{atom}} = [e]_{\text{free}} / \rho$ . ( $\rho$  は密度)  
 を採用する。此の値は第二表に收める。之に依れば degenerate 瓦斯に於

して  $\kappa$  は非 degenerate 瓦斯の夫れよりも遙かに小さい。之は(5.4)に於て

$\frac{1}{T} \rightarrow \frac{1}{T} + \frac{1}{T}$  なるにしたがつて  $f \rightarrow 1$  なることを思へば當然のことである。尙この計算に際して單位體積中の原子核の數  $n^*$  及電子の數  $n$  については、

第三表

| $\rho$ | $I'$ | $\rho$    | $I'$  |
|--------|------|-----------|-------|
| $10^6$ | 21.7 | $10^3$    | 0.43  |
| $10^5$ | 12.8 | $10^2$    | 0.09  |
| $10^4$ | 5.6  | $10^1$    | 0.02  |
| $10^3$ | 1.7  | $10^{-1}$ | 0.006 |

なる考へ方をする。こゝに  $m_n$  は水素原子の質量、即ち原子量 1 に對する質量。 $A'$  は原子量。また「平均分子」とは、原子核と電子との區別を設けず各々が平均的に單獨に一個の分子であると看做したものを指す。 $\mu$  はその分子量即ち「平均分子量」である。

(2) 「束縛—自由飛躍」(「楕圓—双曲線」飛躍)

完全電離の瓦斯に關しては束縛電子の存在を考へる必要が無いのであるから、最早「束縛—自由」飛躍は問題とならない。然し乍ら恒星内部に於いても、原子番號の大なる原子は二個の  $K$  電子又は  $L$  電子を残して居ると考へられるから、充分に考察の價値を有する。

單位の強さの輻射が第  $(n-1)$  階梯電離原子の一個に作用して、原子内の  $n$  なる負エネルギーの楕圓軌道にある電子に振動數  $\nu$  なる光子を與へ、之を原子外の  $e = e + h\nu$  なる双曲線軌道へと追ひ出すその飛躍確率は、

$$k_0(e, \nu) = \frac{64\pi^4 e^{10} m Z^4}{3 \sqrt{3} h^6 \nu^2 n_2} \dots \dots \dots (5.3')$$

茲に  $n$  は  $n$  軌道の量子數。また(5.1)に相當する量として

$$k_0(e, \nu) (1 - f_{e+h\nu}) n_1 \dots \dots \dots (5.1')$$

茲に  $n_r$  は單位體積内の第  $(n-1)$  階梯電離原子の數、(5.1') (5.3') 及び電離に關する式を用ひ、前と同様な過程を踏んで「束縛—自由」飛躍に關する Opacity を求めることが出来る。特に degenerate 瓦斯の場合、Rosse and

平均に於ける最も有效な振動數  $\nu_m = 5kT/h$  に關して檢べてみると、無視し得る程小なることが判る。之は Photo-ionisation (光電離) の吸收限界が  $2I(\nu, T)/\partial T$  の最大値の遙か高振動數の處から始まるため、此の種の Opacity は重要でなくなる。

吾々は Opacity の計算の出發點に於て、Kramers の古典的表示(3.3)及び(5.3)を用ひたが、嚴密には量子力學的のものを採るべきであつた。後者に依れば、

$$[\kappa_0(\epsilon, \nu)]_{\text{new}} = [\kappa_0(\epsilon, \nu)]_{\text{class}} \times g(\epsilon, \nu)$$

なる關係が見出され、補正因子  $g(\epsilon, \nu)$  は電子のエネルギー  $\epsilon$  と光子の振動數  $\nu$  との複雑な函數である。天體物理學的な平均値として Gaunt は  $g=1$  を、杉浦博士は  $g=8.7$  を得てゐる。吾々は初步的に古典的の値で満足をした。

#### 六、電離

白色矮星内の高密度を説明するに物質の完全電離又は高密度を以てした Edington の見解に對し全幅の同意と信頼とを置きつゝ、吾々は諸種の考察を辿つて來た。茲に於いて電離に關する深き反省はまた等閑すべからざるものとなる。非 degenerate 體系に對しては Saha(1922) Pannkoek (1930) 等の著名なる電離式があるが、degenerate 體系に對しては Chandrasekhar (1930) に依つて最初の考察が與へられた。氏はエントロピーに關する二種の表示を導き、之を等置することに依つて一つの電離式に到達した。此の際電離原子及び中性原子にはその質量の大なる故を以て非 degeneracy が與へられ(Sommerfeldの判別式(3.6)参照)、自由電子のみが degenerate してゐると假定してある。得られた電離式の數值的吟味は、意外にも零パーセントの電離を指示した。次いで Milne (1930) は解離平衡を統計力學の光の下に根本的に研究し、解離平衡のための一般條件を發見した。之に前記の假定を賦與することに依り Chandrasekhar と同じ結果を得た。また Majumdar, Kothari (1930) も、電離に關する Boltzmann の原理よりして、電離式

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} = \frac{q_{r+1}}{q_r} \frac{1}{A} e^{-\psi_r/kT}$$

を得た。茲に  $n_r, q_r, \psi_r$  は第  $r$  階梯イオンの夫々單位體積中の數、重率、電離エネルギーを意味する。degenerate の條件  $A \gg 1$  に依り、此の式からも電離は零パーセントとなる。之等の結果は如何にも吾々の期待と對蹠的な矛盾に立つが、Kothari, Majumdar は次の如き見解に依つて之等の式の有效性を認めてゐる。即ち近似的に、

$$[\text{單位體積中の原子核の數}] \times [\text{第 } r \text{ 階梯電離原子の體積}] > 1$$

なる密度の狀態に迄物質が到達すると、電離原子は各溫度に對しもはや直徑として第  $r$  階梯に止り得ず、濃度を淡める意味で更に電離が進むと云ふ。所謂 Pressure-ionisation (壓力電離) が起る。尙兩氏は恒星進化論上のエネルギーの知識を此の現象に結びつけて、白色矮星内物質の完全電離を證明することに成功した。

四、相對論的補正 以上の物性論的考察には相對論が些も採入れてないことは、容易に氣付かれるであらう。高密度高溫度の狀態にある恒星内自由電子が、質量の相對論的補正を必要とする程の高速で運動しつゝあらうとは、正當な見解である。Stoner (1929) が此の補正を試みた時、Anderson (1930) の贊同的批判を得て、彼は再び之を恒星の平衡問題に計入した。その根本方針は、 $m$  を運動電子の質量、 $m_0$  を電子の靜止質量、 $v$  を電子の速度とすれば、

$$\beta \equiv v/c, m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$$

$$\epsilon = (m - m_0)c^2 = m_0c^2[(1/\sqrt{1-\beta^2}) - 1]$$

$$p = m\beta c = m_0\beta c/\sqrt{1-\beta^2}$$

等の諸關係が存在するから、之等を第三節の Sommerfeld の計算の裡に適當に挿入する。Stoner の結果に依れば狀態方程式として

$$n \gg 5.932 \times 10^{29} \text{ } \psi \quad p = \frac{G\pi hc(3n)^{\frac{1}{3}}}{3} \dots\dots\dots (7.1)$$

尙熱傳導は Starke (1932), Opacity は Majumdar, Kothari (1933), 電離現象は Majumdar (1931) に依つて攻究された。

然るに最近に到つて Eddington (1935. I) は注目すべき論文を發表した。氏の意圖は、Fermi-Dirac の量子統計が相對論の參與以前の波動函數と意味深き關聯にあることよりして、相對論と量子論との結合せるところの波動函數を用ひ統計を見出さんとするに在るらしい。斯くの如きは新統計力學の相對論的補正と云はんより、正しくは相對論的統計力學の建設と云ふ可きであらう。此の第一歩的研究に依れば狀態方程式は

$$p = \frac{1}{3} \left( \frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{m} \rho^{\frac{2}{3}} \dots \dots \dots (12)$$

(未完)

#### 前號訂正

六頁下段前より七行目  
七頁下段前より十一行目  
八頁上段後より九行目  
八頁下段前より三行目

誤

正

8U.  $\epsilon$  の一

8U.  $\epsilon$  の一

8U.  $\epsilon$  の一

8U.  $\epsilon$  の一

### 望遠鏡並に天體寫眞に關する私見 (後篇八)

射 場 保 昭

#### 十、變光星の寫眞並に寫眞光度

一八五七—一九年にボンド博士は「精確なる光度の決定は寫眞板上星像の濃度並に大きさを攻究することに依り可能なる」旨を力説されたのである。而も實施するに至らず、一八八二年に到り兩ビケリング先生が初めて二吋半レンズを以て實驗を試みたのである。撮影方法には點像、星線、焦點外像等を用ふるのである。露出時間等に就ても種々複雑なる項目がある。

變光星にありては異りし日附の同一原板をステレオコンパラターにて比較檢測する。又敘上二枚の原板の中一枚を陰畫板となし重ね合せ檢査すれば變光性なき恒星

の像は夫々中和されるに反し、變光星のそれは異りたる結果を示す故判明すると云ふ(註、分光寫眞に依る變光識別法あり)

ケフエウス型短週期變光星の場合は同一乾板上に時を換へプレートホルダーを移行せしめ各並別に撮らば其の濃度或は大さの變化が明瞭となる。同一原板上に光度判明しをるものを比較星として數個撮る方法もある。

二回又は三回同一箇所を連續的に寫眞觀測するとき相當著しき相違を一目看取出來ることがある夫れは變光に依るものである。短週期變光星の寫眞協同觀測は始めカナダのヘンロトーが提唱し、リヨン天文臺マスカール先生に依り之れに要する比較星表作らるゝ豫定なりしに物故せられたのである。右に依れば月制制の下に特定された區域を連續的に觀測することとなり、而も其の區域内には觀測すべき五乃至八個の變光星を包含するのである。この比較星の寫眞等級の一部はハーバードブレテン第八八三號に發表されてゐる。我國に於ては東京天文臺にて寫眞觀測が行はれ殊に木下國助先生御在世の頃は最も觀測が盛んであつたのである。

京都花山にては故中村氏が試みられ最近小山氏が倉敷にて擔當せられをる由である。光度測定には諸要素例へばスペクトル型或は觀測位置、海拔標高等を精密に考慮することが肝要なのである。由來光度の寫眞觀測は専門家の研究に待つべきものであり、吾人アマチュアに取りては不可能にあらずとするも極めて困難なる作業と云はねばならない。又右に要する圖書、星表等の入手も亦容易でないからである。彗星、小惑星、又は單に星空撮影を目的とせるものなりとするも若し寫野内に所要の變光星あらば其の研究者に取り貴重なる資料となるものである。換言すれば撮影原板を完全に保存し置くときは後日有用化されるものである。アマチュアは撮ることに努力し研究を斯道専門家に委ぬること蓋し分業の妙味とも云ふべきであると信するのである。

相當の光度を有する變光星に對しては「推算表」がある。夫等に就て逆に撮得原板上にて光度測定の練習をなし得ることとなる。

同一區域撮影を幾回となく繰返し丹念に檢測すれば新變光星を見出し得る機會あるものなれども大なる忍苦を要するや申す迄もない。

變光星限視觀測を専念さるゝ方々が星圖上、新星と記載されをる星に不絶注意を拂ふ如く天體寫眞儀を所持する人が、同位置を撮ることも意義あることと思ふので

ある。一昨年蛇遺座RS増光の例がある。

星の光度には眼視光度、フォトグラフィック光度、フォトヴィスアル光度等があり前者は比較星と對照して眼視的に決定するもの、次者は「ハーバート年報第七一卷」に定むる所のもの、後者は「マウント・ウィルソン觀測所報第九七號」に依るもの即ちスクリーンを用ひ測定せる眼視並に寫眞の中間的のものである。例へば最極星即ちB.D. +89.1 (カリントンa星とも云ふ)の眼視光度は $s_{vis}$ であり次者の夫れは $10^{m_{0.5}}$ 後者の夫れは $10^{m_{54}}$ と云ふが如きである。

東京天文臺にはツァイス製電氣式寫眞光度測定器がある。機會あらば願出拜觀もらるゝが好いと思ふ。尙専門的記事は相田學士が御執筆されたるに付夫れに御參照を願ふ次第である。

## 十一、分光寫眞並に分光器に就て

所要設備並に撮影方法に就ては一昨年科學畫報誌上に東京天文臺水野良平氏御執筆に係る記事が掲載されてゐる故右に御參照を願ひ茲には其の沿革及び主として追補記事に止めることにする。

太陽分光寫眞は一八四二年に撮得されたるも星の分光寫眞は當時ニューヨーク在住のアマチュア、ヘンリードレーパーが一八七二年、撮ること初めて成功したのである。之れより先ハギンズ博士は一八六三年之れが試寫を企てられたけれども其の板上に暗線が出なかつた由である。

彼の有名なヘンリードレーパー・カタログは彼の死後未亡人の密附に依りビケリング先生が完成したのである。

ツェルナー分光器並にマクレーン直視スリット・スペクトロスコープに次で寫眞裝置付ヒルガースリット・スペクトロスコープを購入せる筆者は先づ當時の四時屈折赤道儀に取付けるべく餘りに重きことを知つたのであつた。赤道儀のバランス取れず運轉裝置停止して動かさず辛うじて撮り得たものは太陽並に月の分光寫眞のみにて恒星の夫れの如きは問題外であつた。

現時のものに至り漸く眼視すること可能となり寫眞も二吋ファインダー視野内に最大の干涉縞を作り夫れに依りガイットしつゝ星像をスリット上に保持し得る程度になつたのである。斯くして恒星スペクトルを撮り得たのは昭和六年春であつた。シ

リンドリカル・レンズを併用する場合は、シリウス級は最少限五〇分の露出を要する。風壓を受くるときは極めて困難を感じるのである。近年のスペクトログラフには寫眞儀の一端よりプリズムに依る接眼筒があり夫れを見守りつゝ裝置あるに付便利なるも舊式ののものには右裝置付のものが無いのである。スリットを除去して撮るときは操作容易である。太陽並に月の場合を除き恒星スペクトルを眼視するときにはスリット・スペクトロスコープに依るよりも直視分光器の方便利である。勿論スリットを除去せば手数を要せぬものである。

中口徑にて撮る場合はスペクトログラフより寧ろオブヂェクティヴ・プリズムに依る方簡易且つ有效であると思ふ。ヘンリードレーパー・カタログ記載スペクトル型は同名を有する十一吋寫眞望遠鏡にオブヂェクティヴ・プリズムを使用撮影せる原板測定に依り編纂されしものである。反射赤道儀に使用せんとするときは機構強固且つ下の短きものを選ぶ必要がある。此の場合は反射鏡用に出来る分光器を使用すべきである。

オブヂェクティヴ・プリズムを反射鏡に使用の上分光寫眞を撮りしはウィーンに於けるゴッタルドが其の始祖であり時に一八九〇年であつた。現時イタリー、アルゼンチン天文臺にては十二吋反射の頭部に取り付け觀測が行はれてゐる、琴座新星出現に當り花山に於て柴田先生並に木邊氏はオブヂェクティヴ・プリズムに依るスペクトルを撮られたものである。使用せられし器械は反射である。

オブヂェクティヴ・プリズムに依る寫眞にては多くのスペクトルを一時に撮ることが出来るに依り、スペクトル型を檢測して長期變光星を識別するを得ると云ふ。即ちこの型水素輝線を有するものは其の種であることがビケリング先生並にフレミング夫人の研究に依り判明したのであつた。

東京天文臺窪川先生は前記新星出現當初より連續的にブラッシャー八時にオブヂェクティヴ・プリズムを裝備の上分光觀測をせられ尙二十六吋寫眞望遠鏡に大型スペクトログラフが取付けられ橋元先生御指導の下に多くの觀測が行はれしことは御案内の如くである。筆者も前述の如き不便な方法に依り撮影したのであつた。

後章記する「アルミナイズド・ミラー」を使用することに依りて分光寫眞に新軌軸が開かれつゝある由である。來るべき日食觀測に此の種ミラーを使用せば興味多かるべしと思ふ。分光寫眞に於てアルミナイズド・ミラー並にシルヴァード・ミラー

の性能を比較すれば次の如くなると云ふ。

|                   |           |
|-------------------|-----------|
| 6000Å に於て         | 3000Å に於て |
| 反射率 シルヴァー・ミラー 93% | 5%        |
| アルミナイズド・ミラー 90%   | 80%       |

星空寫眞と異り分光寫眞にありては使用乾板は「パンクロマテイク」又は「ソフ  
ト・グレースジョン」が最も適當である。尙撮影装置及びクォーツ分光器使用等に  
就き詳述する餘白なきことを遺憾とする次第である。要するに分光寫眞撮得は敢て  
困難にあらざるも吾人アマチュアに取りてはスペクトル型の概要以外事餘りに専門  
的であり單に教科書を讀破するも獨立的に此の部門に入ること不可能と云ふも過言  
にあらずと思考する。大彗星又は新星等の場合撮得せるスペクトルを専門家の研究  
資料に提供せば有益である。

## 十二、望遠鏡に依る寫眞

屈折、反射双方共カメラの代用となし得るものである。前者の場合、普通の眼視  
用のものには通例黄色フィルターを使ひ完全にあらざる迄も寫眞用の修正をするの  
である。

フォトヴィスアル型は兩用なれば其の儘使用出来る。後者は兩用であるから接眼  
部に取枠を差入れ得る様工夫せる「アダプター」を作り焦點を定めて撮るのであ  
る。寫野狭小なると吾々アマチュア所持の反射は眼視用に作られをり焦點長き關係  
上、星空寫眞には適しないのである。不能にあらざる迄も中々の難事である。從て  
撮り得るものは月、太陽、地上遠景又は日、月、惑星のアイビス又はバーローレ  
ンズ使用に依る擴大寫眞等に制限されるのである。

使用望遠鏡の焦點に於て太陽、月等を撮る場合其の撮得ざる、原板上の直徑は焦  
點の長短に依り異なるものであり、決してレンズ又は反射鏡の口徑に依るものではな  
いのである。

例へば一米突の焦點距離を持つ望遠鏡の焦點に於て太陽を撮るとせば(θ 視直徑  
30' とし)

$$D = F \frac{\theta}{3437.75} \quad \text{即ち} \quad D = 100\text{cm} \frac{30'}{3437.75} = 0.89\text{cm}$$

となるのである。

太陽、月にありては望遠鏡にバーローレンズを併用し局部的に或る程度任意に擴大  
大することも出来る。屈折反射(主として屈折に使用)に「サンエンドムーンカメラ」  
と稱へアイビスに依る擴大寫眞を撮るものを使用するときは黒點又は月面上の山  
谷を容易に撮ることが出来る、口徑相當のものを以てせざる限り焦點像にては其等  
は明瞭に撮ること通例困難である。

「サンエンドムーンカメラ」は自製も可能である。使用望遠鏡の焦點像の約三倍  
程度に擴大するを理想的と云はれて居る。此の種の精巧なるものが五藤光學より發  
賣されてゐる。西村製作所にも注文に應じてゐる。

望遠鏡にて日、月を撮る場合は夫々適當に絞ることが必要である絞り明け放ち狀  
態にてピントグラス又は黒色原板を使用し焦點を決すれば好いのである。

擴大にあらざる焦點像のとき露出は太陽の場合通例 1/300 秒程度で差支ない。出  
來得れば迅速なる程都合がよい、月の場合普通の反射鏡を以てせば三日月三秒、上  
下弦二秒、満月一秒で充分であり、フィルター使用の普通屈折を使用するときは適  
當露出を増せばよいのである。シャッターは筒先に使用しても好いけれども出來得  
ればフォーカルブレン式に安價に入手出来るソルントン型を裝置すればよい。太  
陽の場合シャッターを燒かざる様十二分の注意が必要である。

反射鏡にて赤外線乾板を使用して月を撮るとき露出は最少限度七、八倍乃至十二  
倍程度にすることが肝要である。現今此の種乾板並にフィルターは市中にて容易に  
入手出来る、而も國產のものである。東北帝大に御在勤の吉田正太郎學士は嘗て麻  
布にて赤外線に依る恒星寫眞を御研究になられた由である。

日、月食殊に前者の場合に際しては望遠鏡に依る寫眞撮影は同時にタイムを測得  
することに依て専門家の御研究に役立つものである。(タイム讀取する場合の注意事項  
後章にあり) 要するに最も良好なる像を撮得し必要に應じ其の原板を完全に擴大す  
ることが最も理想的である。

太陽寫眞儀には太陽専用望遠鏡(通例屈折なり)即ち「フォトヘリオグラフ」と  
稱するもの(例へば三鷹天文臺にて野附先生御常用に係るものを云ふ)及びシイロ  
スタート等使用を必要とする水平又は塔型望遠鏡に依るもの等がある。シイロスタ  
ートも八吋級にあつては簡單に作ることが出来る。之れを地上に〇呎の塔上に据え四  
吋程度の對物鏡並に鈔鏡を併用することに依て太陽寫眞を撮ることが出来る。焦點

距離の長短に依り任意の大きとなし得るのである。更に之れにヘル式簡易スペクトロヘリヲグラフを使用せばプロミネンス並に單光寫眞等も撮影出来る。米國のアマチュアに試みてゐる人が三、四ある。水平式よりも小型塔式の方よりよい結果を得ると云ふ。太陽黒點は適當に擴大して撮るにあらざれば認識することが困難であることは前述の如くである。

黒點の位置、面積等を觀測する簡便なる最良の方法は撮得原板を精巧なる投影器を使用し經緯線を引きたる金屬製半球面へ投影して測定するに在りと云はれてゐる。蓋し球面なる太陽は原板上に平面となりて撮影さるゝ故である。

沖を航行する船舶、又は相當隔りたる丘上の社等の寫眞を撮るは極めて容易である。中口徑のものを以てせば明瞭なる近像を得らるゝものである。(この項未完)

正誤

誤 正  
F 8 級 F 6 級

第二十八卷 第八號一三七ページ上段十五行

雜報

●膨脹する星の吸収線

星が膨脹又は收縮する爲めに生ずるスペクトラムの吸収線の形の變化に就ては古く Shapley, Nicholson 及び Carrol に依り研究されたが、O. C. Wilson はこれを一層嚴密に調べ直した。彼に依れば Carrol 等の結果は近似的のものであつて、膨脹速度が小さい場合にのみ當嵌まる。その際は吸収線は形の變化を起さず、單に莖の方へ變位するに止まるが、膨脹速度が大になれば、變位の度も増大すると共に形も著しく變化し、強度が極めて小さくなる。

彼は此の關係を各種の膨脹速度に就て求め、その應用としてウォルフ・ライエ星及び新星等をあげてゐる。

前者にあつては、そのスペクトラムに吸収線の少いこと又は缺除してゐること等

に對し膨脹速度の大なることで説明し、新星に就ては一九三四年ヘルクス座新星のスペクトラムの各種金屬線、H線、シヤンの線に對して強度の變化を調べ、その結果最初發見當時は新星外層は一七〇軒にて膨脹しつゝあり、十二月二十二日頃約三一五軒の速度を持つ第二の爆發が起り、更に二十八日頃七〇〇軒の速度の第三の爆發が始まつたと結論してゐる。(A. J. S. S. J. 1935) (虎尾)

●ポケット天球儀 ゴム球の上に絹を張つた拂帶用天球儀が發賣された。球に空氣を入れて膨らませれば直徑十寸の天球儀となり、空氣を抜けば小さな箱に収まる。長谷川周治氏の趣味的製作に成るもので、多少の缺點ありとはいへ初心者には至極便利なるものであらう。定價四圓。スタンド附。

●十一月に於ける太陽黒點概況 十一月は太陽黒點の出現かなり多く、小黒點群は勿論多數の大黒點群の出現あり、これ等のうち大黒點群のみを拾つてみると上旬には數個のかかりに大きな鎖狀黒點群の出現あり、また特異な黒點群としては始め非常に小さな小黒點群として東部に出現、出現後數日にして突然多數の小黒點を有する不規則のやゝ大きな鎖狀黒點群へ變形せるもの等これ等は上旬から中旬にかけて太陽面を飾り、下旬には始め渦狀星雲狀をなして東邊に出現、後に大鎖狀黒點群となつたものと、他に月報所載(表紙、第二十九卷第一號)の大鎖狀黒點群等の出現ありまことに賑やかであつた。近來賑やかな太陽黒點の出現と同時に辛毛斑、プロミネンス等の出現も著しく増大し、八、九、十一、十四、十六、二十一、二十二、三十日等には相當大きな或は高いプロミネンスの出現をみた。(千場)

●無線報時の第一次修正値

昭和八年九月改正の報時の新形式に従ひ、東京無線電信局を経て東京天文臺から發送してゐた本年十二月中の船橋局發振の學用及分報時の修正値は次表の通りで、(+)は遅すぎ(一)は早すぎたのを示してゐる。尤も學用報時はその最初即ち定刻十一時(午前)若しくは二十一時(午後九時)の五分前の五十五分と、その最終十一時若しくは二十一時とを表はす長符の起端の示す時刻に限りその遲速を記し、分報時は一分二分三分の値の平均を以て示すこととなつてゐる。之等何れも受信記録から算出したものである。銚子局發振のものも略同様である。茲に示せる値は第一次近似値であるのでその精確なるものは天文臺發行のブルタンに就て見らるゝがよい。本月十三日から二十日まで午前十一時の報時に限り檢見川から發振したのである。

(田代)

| 十二月 | 11 <sup>h</sup> |       |       | 21 <sup>h</sup> |       |       |
|-----|-----------------|-------|-------|-----------------|-------|-------|
|     | 學用報時            |       | 分報時   | 學用報時            |       | 分報時   |
|     | 最 初             | 最 終   |       | 最 初             | 最 終   |       |
| 1   | -0.01           | 0.00  | -0.02 | -0.02           | -0.01 | +0.01 |
| 2   | +0.01           | +0.01 | +0.01 | -0.02           | -0.01 | 0.00  |
| 3   | 0.00            | 0.00  | 0.00  | -0.02           | -0.02 | +0.01 |
| 4   | -0.01           | -0.01 | -0.02 | -0.04           | -0.04 | -0.02 |
| 5   | +0.01           | +0.01 | 0.00  | -0.01           | -0.01 | 0.00  |
| 6   | -0.03           | -0.04 | -0.02 | -0.05           | -0.05 | -0.04 |
| 7   | 0.00            | 0.00  | +0.04 | +0.03           | +0.03 | +0.04 |
| 8   | +0.01           | +0.01 | +0.01 | -0.10           | -0.09 | +0.04 |
| 9   | -0.01           | -0.01 | +0.01 | +0.01           | 0.00  | +0.02 |
| 10  | -0.03           | -0.03 | 0.00  | +0.01           | +0.02 | +0.02 |
| 11  | +0.01           | +0.01 | +0.02 | -0.01           | -0.01 | +0.03 |
| 12  | -0.03           | -0.02 | -0.04 | -0.06           | -0.05 | -0.02 |
| 13  | -0.03           | -0.04 | -0.04 | -0.02           | -0.01 | -0.02 |
| 14  | 發振なし            | 同 上   | 同 上   | -0.04           | -0.04 | 0.00  |
| 15  | -0.03           | -0.03 | -0.02 | +0.02           | +0.02 | +0.04 |
| 16  | +0.02           | +0.01 | 0.00  | +0.02           | +0.02 | +0.05 |
| 17  | 發振なし            | 同 上   | 同 上   | -0.02           | +0.01 | +0.04 |
| 18  | -0.04           | -0.06 | -0.02 | -0.03           | -0.02 | -0.02 |
| 19  | -0.03           | -0.04 | -0.02 | -0.01           | 0.00  | +0.03 |
| 20  | +0.02           | +0.01 | +0.02 | -0.01           | -0.01 | +0.03 |
| 21  | -0.01           | -0.01 | -0.02 | -0.03           | -0.03 | +0.01 |
| 22  | -0.02           | -0.03 | 0.00  | -0.02           | -0.03 | -0.01 |
| 23  | -0.04           | -0.03 | -0.03 | -0.06           | -0.06 | -0.03 |
| 24  | 0.00            | 0.00  | 0.00  | -0.01           | -0.02 | +0.03 |
| 25  | +0.01           | +0.01 | +0.03 | -0.03           | -0.04 | +0.02 |
| 26  | -0.05           | -0.05 | -0.04 | -0.09           | -0.09 | -0.03 |
| 27  | -0.06           | -0.06 | -0.03 | -0.07           | -0.06 | -0.05 |
| 28  | -0.12           | -0.13 | -0.08 | -0.12           | -0.12 | -0.07 |
| 29  | -0.12           | -0.13 | -0.10 | -0.18           | -0.17 | -0.10 |
| 30  | +0.02           | +0.02 | +0.05 | -0.01           | -0.01 | +0.05 |
| 31  | -0.03           | -0.05 | 0.00  | -0.04           | -0.04 | +0.02 |

## 二月の天象

●流星群 二月には著しい流星群がない。一般の流星出現数も少い。次の流星群は一月下旬から繼續するものである。

上 旬 一四時一二分 北五二度 赤 緯 附近の星 牛飼座北部 甚 性 質 速

●變光星 次の表は二月中に起る主なアルゴル種變光星の極小の中二回を示したものである。長週期變光星の極大の月日は本誌第二十八卷附録第二二頁にある。二月中に極大に達する觀測の望ましい星は牛飼座R、小大座R、白鳥座Z、天秤座R、一角獸座V、鱈座L等である。

| アルゴル種         | 第二極小     | 週期  | 極小中、極小常用時(二月) | D       | d     |
|---------------|----------|-----|---------------|---------|-------|
| 062532 WW Aur | 5.6-6.2  | 6.1 | 2 12.6        | 2 21.0  | 6.4 0 |
| 053969 RZ Cas | 6.3-7.8  | —   | 1 4.7         | 1 20.0  | 4.8 0 |
| 003974 YZ Cas | 5.7-6.1  | 5.8 | 4 11.2        | 17 1.0  | 7.8 0 |
| 005381 U Cep  | 6.9-9.2  | —   | 2 11.8        | 1 21.0  | 16 20 |
| 071416 R CMA  | 5.3-5.9  | 5.4 | 1 3.3         | 2 22.0  | 19 23 |
| 030140 β Per  | 2.2-3.5  | —   | 2 20.8        | 10 2.0  | 12 22 |
| 035512 λ Tau  | 3.8-4.2  | —   | 3 22.9        | 13 22.0 | 20 20 |
| 035727 RW Tau | 8.1-11.5 | —   | 2 18.5        | 12 0.0  | 25 20 |
| 103946 TX UMa | 6.9-9.1  | —   | 3 1.5         | 4 2.0   | 10 5  |

## 東京(三鷹)で見える星の掩蔽(二月)

方向は北極又は天頂から時計の針と反対の方向に暮へる。

| 番 号 | 天 体 | 等級  | 掩 蔽 時 間 |      | 方 向 |      | 出 現 時 間 |      | 方 向 |      | 月 齢  |      |
|-----|-----|-----|---------|------|-----|------|---------|------|-----|------|------|------|
|     |     |     | 常用時     | 北極天頂 | a   | b    | 常用時     | 北極天頂 | a   | b    | a    | b    |
|     |     |     | h m     | °    | m   | m    | h m     | °    | m   | m    | °    | m    |
| 1   | 1   | 5.5 | 17 13   | 30   | 142 | -2.1 | 18 34   | 267  | 275 | -1.9 | 16   | 8.0  |
| 2   | 2   | 6.3 | 22 50   | 16   | 96  | 0.1  | 23 23   | 212  | 149 | -2.6 | 26   | 9.3  |
| 3   | 3   | 5.0 | 18 35   | 114  | 172 | -2.2 | 19 56   | 248  | 284 | -2.2 | 14   | 10.1 |
| 4   | 4   | 6.0 | 23 42   | 132  | 69  | -0.7 | 24 45   | 257  | 194 | -1.6 | 0.9  | 10.3 |
| 5   | 5   | 6.1 | 2 15    | 87   | 27  | -1.1 | 3 12    | 326  | 266 | 0.1  | -2.3 | 12.4 |
| 6   | 6   | 6.2 | 5 21    | 162  | 113 | -0.4 | 6 11    | 257  | 204 | -0.8 | -1.0 | 16.5 |
| 7   | 7   | 6.4 | 0 43    | 137  | 184 | -0.2 | 1 50    | 275  | 313 | -1.3 | 0.9  | 21.3 |
| 8   | 8   | 6.1 | 1 24    | 144  | 185 | -0.3 | 2 33    | 269  | 299 | -1.8 | 0.5  | 21.4 |
| 9   | 9   | 5.1 | 1 59    | 95   | 138 | -1.1 | 3 9     | 307  | 339 | -1.0 | -0.2 | 22.4 |
| 10  | 10  | 6.3 | 23 27   | 163  | 105 | -1.7 | 23 48   | 206  | 149 | 1.5  | 2.1  | 6.8  |

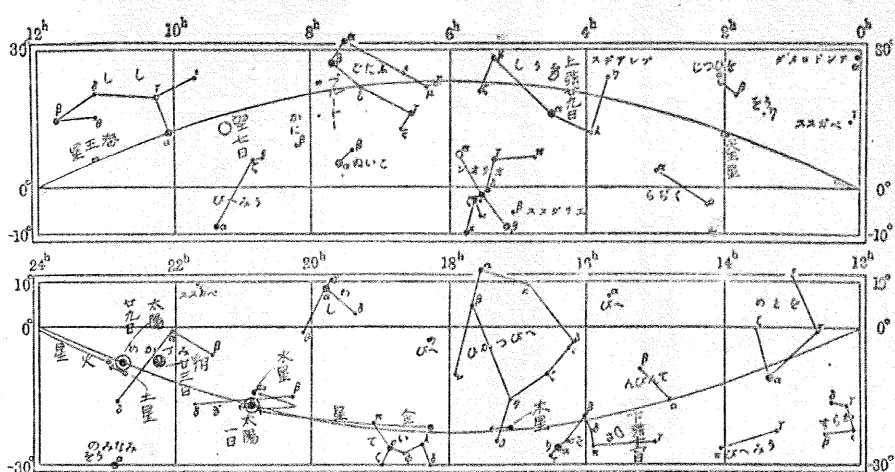
星名(1) 104 B Tau, (2) 315 B Tau, (3) 132 Tau, (4) 412 B Tau, (5) 209 B Gem, (6) γ<sup>2</sup> Leo, (7) γ<sup>1</sup> G Lib, (8) 18 G Lib (9) 42 Lib, (10) 95 Tau 括弧内は諸號を示す。a, b については本誌第二十七卷第九號参照。

## ●惑星だより

太陽 一日の夜明六時九分、日暮五時四十一分となり、漸次明の時刻早く暮の時刻遅くなる。之と同時に日出時間も次第に早まり日没徐々に後れて日中は日毎に長くなる。即ち一日の晝間十時二十五分より二十九日には十一時二十二分となる。

此間五日午前八時三十分太陽は黄經三百十五度の點を通過して立春となる。尙ほ南中時の高度は月初め三十六度九より月末には四十六度三となり其視直徑は弧の三十二分三十二秒より僅に十二秒を減ずる。立春の日に於ける太陽の赤緯は赤道より南十六度十八分となり其出入方位は東西より南十九度五となる。太陽は月初め山羊座の中部より月末水瓶座の東部に移る。

月 三日午前六時月試牛座の南東にありて其中心は赤道より最北に離れる二十五度五分となり七日午後八時十九分獅子座の西端にて望となる。十二日三時地球と最遠の位置を占め、兩者間の距離は地球半徑の大約六十四倍弱となる。十六日未明下弦となり翌十七日午後九時蛇遺座の南部に來りて赤道より最南に離れる二十四度五十九分となる。二十三日水瓶座に



て朔となり翌午前七時地球と最近となり此時兩者の距離は地球半徑の約五十六倍強となる。斯くて二十九日午後六時二十八分牡牛座の北部に進みて上弦の月となる。

水星 水瓶座の西部を逆行中。一日午後四時四十六分内合となる。以後は太陽の西に進み中旬頃より曉の東天に現はる。二十六日午後二時九分西方離隔となり此前後約二週間は之が觀望の好機である。此間十三日午前二時留となりて順行に復し月末には山羊座に移る。光度二・六等より〇・二等星となる。

金星 一日には出午前四時二十三分、二十九日には同四時四十六分となる。月初め射手座の西部にあるも漸次東に進み二十四日午前十時降交點を通過して黄道の南に出で月末山羊座の中部に移る。下旬の光度負三・四等星。

火星 水瓶座の東部を漸次東に移動して月末魚座の南西部に進む。一日の入午後七時四十四分、二十九日には同七時三十八分となり徐々に出入時刻を早むるも下旬の西天今尙ほ二時間餘觀望し得らるゝのである。光度一・五等星。

木星 曉の東天に際き漸次出の時刻を早める。即ち一日の出午前三時十四分、二十九日には同一時四十二分となる。蛇遺座の南部を東に進み光度負一・六等星。

土星 依然として水瓶座の東部を順行中である。一日の入午後七時十九分にして黄昏の西空未だ二時間餘に亙つて觀望し得るも二十九日には同五時四十五分となり太陽と殆んど同時に没する。光度一・二等星附近。

天王星 一日午後十一時三十四分、二十九日同九時四十八分西天に没する。牡羊座の南西部を逐次東に進み光度六・二等星である。

海王星 獅子座の南西部を遅々として逆行中である。一日の出午後七時四十九分二十九日には同五時五十五分となり日没後僅に數分にして東天に昇る。されば觀望之が觀測の好機近づく。光度七・七等星。

フルートー 光度十五等星、蟹座の西端を雙子座寄り僅に逆行中である。

●星座 世は如月の寒夜に入り北風一過宛ら白雲を靡かすにも彷彿せる銀河は燦然たる無數の星影を透して更に吾人を神祕に誘ふ。上旬宵七時北十字の星座忽焉として離れ水瓶亦西の地下に沈む。西空僅にベガスの片影を留めてアンドロメダ、三角、魚、鯨、エリダヌスと順次南方に相連る。今し天頂に駭者座の多角形を眺めて牡牛、オリオン、雙子を其附近の蒼穹に見るの情景は正に冬の夜の壯觀である。ペテルゲウズ、プロキオン、シリウスを結ぶ等三邊形は夜毎に高く微茫星一角獸此等の中に浸りて其光輝餘りにも映えず。此頃東天より山猫、蟹、海蛇登り相次いで獅子、小獅子、獵犬も現はる。北斗七星は北東の空を逐次高く昇りつつある。(高澤)

鈴木敬信氏著

〔定価 三圓二十錢〕  
〔送料 十八錢〕

# 宇宙・古代宇宙觀から 膨脹宇宙說まで

を讀む

東京帝大助教授  
理學博士 鈴木政岐

人類の歴史が始まつて以來、太陽を眞晝の友とし、月及び星を眞夜の友として生活して居ることには變りはないが、これ等の天體を對照として考へた宇宙觀は、各時代の文化の程度によりて變遷してゐる。

原始人には原始人としての神話的宇宙觀があつたし、現代人には現代人としての科學的宇宙觀がある。もし、これ等の宇宙觀を年代順に配列するならば、其處には一卷の人類文化史が展開されるであらうし、また、各時代の宇宙觀の發達の跡を追つて現代の科學的宇宙觀に到達するならば、更に進んで將來への飛躍に對して資する處大なるものがあらう。

この意味に於て、鈴木敬信氏著の『宇宙・古代宇宙觀から膨脹宇宙說まで』は近來の快著であつて、科學人のみならず、あらゆる階級の人士が、正しい宇宙觀を認識するにふさはしい科學書として推薦することが出来る。

本書は九章に分類されて居る。即ち第一章「太古の宇宙觀」に於ては西曆紀元前二千年前東洋に於て誕生したる支那及び印度の天文學並に西洋に於て誕生したるエジプト及びバビロニアの天文學を略述し、第二章「ギリシヤ時代」に於てはギリシヤが歐洲大陸に覇を稱ふる時代の哲學的宇宙觀やヒッパルクス及びトレミーの出現によりて漸く形を見せた科學的宇宙觀の初期時代を説明し、第三章「中世紀時代」に於ては、ローマ帝國全盛時代に隆盛を極めた宗教的宇宙觀のために天文學が永き冬眠時代に陥つた經過を明かにし、第四章「地動說をめぐぐる人々」に於ては、コペルニクス

の地動說やケプラー及びニュートンの運動法則の確立によりて天文學が科學的に基礎づけられた所以を説き、第五章「太陽系」に於ては近年發見された冥王星に到る迄の各惑星の發見物語や太陽系創生に關する初期說に現今の學說を網羅し、第六章「宇宙論」に考へれば第一章乃至第五章に論ずる處は太陽系といふ極限された狭い宇宙觀に、第七章「西曆紀元前約二千年より紀元後千七百年に到る約三、四千年間に亘る古代天文學史であり、同時に古代文化史であるから、科學的宇宙觀を正しく認識するためには輕視出来ない項目である。然し識するならば近代の宇宙觀は第六章以下に記載されて居るのであつて、著者の心血も亦この部分に注がれてゐることと思はれる。第六章「恒星天文學の發達」に於ては、太陽系宇宙觀より恒星系宇宙觀への飛躍の状況や、近代の宇宙觀の動因となつた恒星天文學の進歩の状況を明かにし、第七章「銀河系」に於ては、局部系、球狀星團系、銀河系等の觀測によりて相立てられた宇宙の實相を解説し、第八章「大宇宙の觀」に於ては、銀河系外星雲に認められるあらゆる性質を説明し、更に進んで相對律の導入によりて展開された大宇宙間の知識は現在の宇宙觀を知るのみで満足するものでなく、過去及び將來に對して多大の關心をもつものである。著者が第九章に「宇宙の始めと終り」を添加して、宇宙構成の要素としての恒星、連星、散開星團、球狀星團、渦狀星雲、瓦斯狀星雲等の起原を説明し、更に太陽、地球、白色矮星を引用して宇宙の將來を説くあたりは、一段と本書の價值を高めるものである。

過去三、四千年間太陽系に極限されてゐた宇宙觀が、三百年程前に漸く發展の機運に向ひ殊に二十世紀になつてからの躍進振りは急速にして矢次第に、銀河系宇宙、膨脹宇宙への發展は實に驚異に値するものである。著者はこれ等の問題を處理するに當りて、兎角難解に陥り易き弊を矯めて、出来るだけ平易に且つ忠意に記述せんとする處に苦心の跡が見られ、充分に目的を果してゐるやうに思はれる。さほど充分に豫備知識をもたない讀者と雖も本書を通じて宇宙の神秘に接することが出来ると思ふ。(四六判五百九十四頁寫眞版挿畫九十八圖・定價三圓二十錢也)

小槇孝二郎氏著

四六版三百四十頁  
總布裝幀函入美本

定價 二圓五十錢  
送料 十六錢

## 流星の研究

流星天文學の本格的教科書！

流星の觀測はアマチュアに残された唯一の領域である。機械設備のいらぬこと、肉眼を第一の武器とする點に於て初步觀測者に最も適した研究題目である。――併も流星天文學はまだ新しい分科であるから、未開拓の分野が多く、將來の宇宙論開拓のためにも、また高層氣象の研究のためにも、今後新人の活動が期待されてゐる。本書は中學生にも出来る觀測法から、専門的な軌道計算法までを實際的に詳説した最初の著書で觀測天文學の第一教科書である。

東亞天文協會編山本博士監修

定價 一圓五十錢  
送料 十錢

## 天文年鑑

昭和十一年度の天象曆！

これは天文家のみの必携書ではない。弘く一般文化人が家庭に備へて生活上の基準となすべき天體曆である。七曜・十干十二支・月齡から太陽・月の毎日の位置や出沒時刻、又火星・木星・土星・金星其他諸遊星の運行位置も分れば、日・月食・殊に六月十九日の皆既日食は誰しも知らねばならぬ天界異變として詳説してある。専門的な領域では彗星・變光星・二重星・流星の事もあるし、使つてゐるうちに天文學全般の基礎知識が一通り解るやうに興味深く編纂してある。

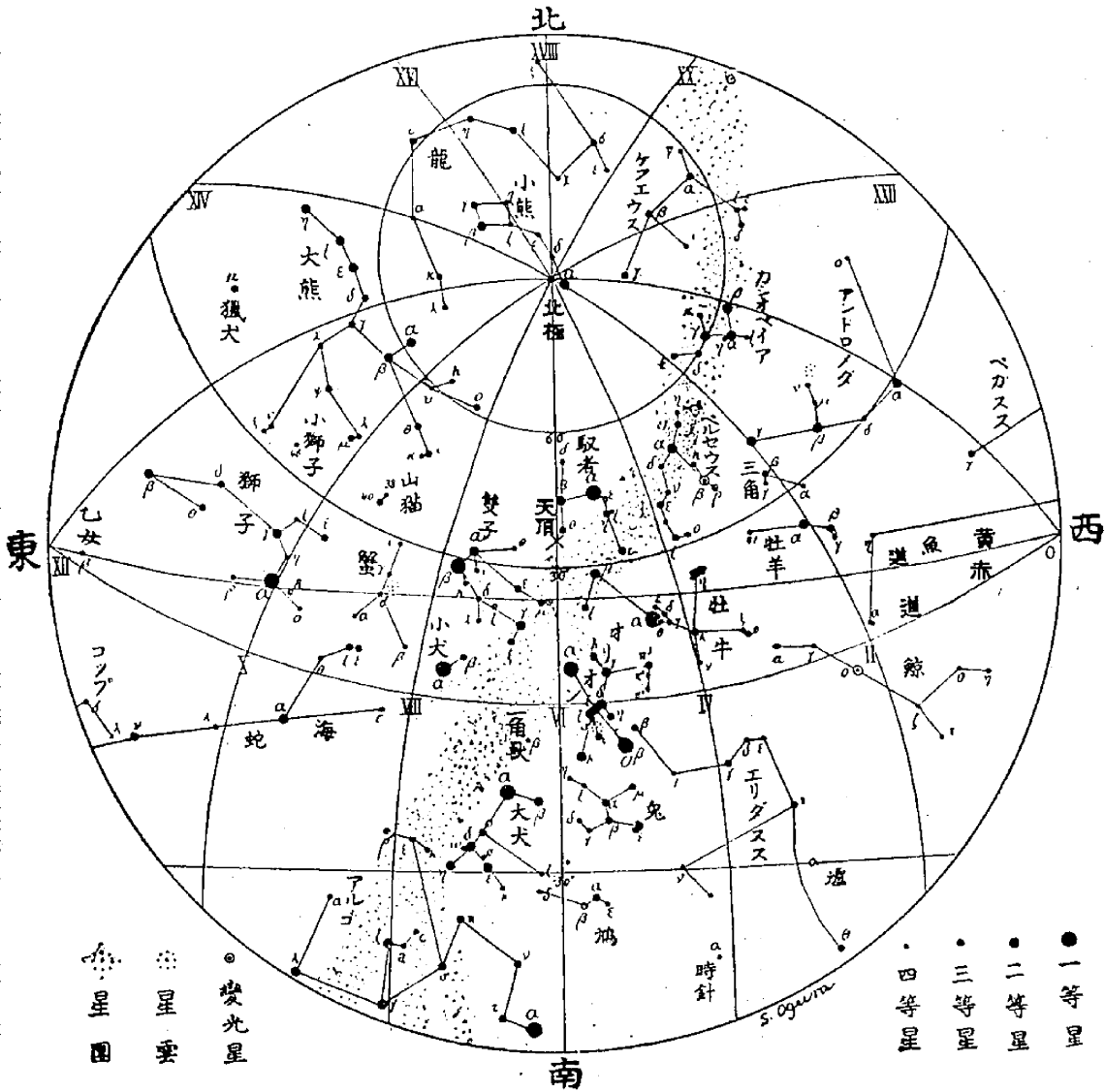
東京芝南久間二ノ四  
**恒星社**  
振替東京四七三番

# 座星の月二

時七後午日十三

時八後午日五十

時九後午日一



## 日本天文学會要報

第四卷 第三册 (第十五號)  
昭和十年十二月 發行

定價 七十錢 送料二錢

内容 日本天文学會々員の一九三四年流星の観測 (神田茂、古畑正秋) 一九三四年ベルセウス群流星の實経路 (古畑正秋) 一九三五年六月十六日及び七月二十九日の大流星に就いて (神田茂) ヘルクレス座新星の星像の實観観測 (宮島善一郎) 日本天文学會々員のヘルクレス座新星の観測 (三) (四) (神田茂)

## 青寫眞變光星圖

定價一枚 金 參錢  
送料十五枚毎に 金 貳錢

肉眼、双眼鏡用、小口徑用、中口徑用等百三十四種あり、詳細は第二十八卷第七號廣告、九號及び十號表紙二頁参照。

## 東京天文臺繪葉書

(コロタイプ版)

第一集—第六集 定價金八錢  
各集一組四枚 送料四組まで 金 貳錢

## プロマイド天體寫眞

定價一枚 金 拾錢  
送料二十五枚まで 金 貳錢

一—四六既刊

發賣所 東京府下三鷹村東京天文臺構内 振替東京一三五九五番

日本天文学會