始

理學博士 新城新藏著

宇宙進化論

東京 丸善株式會社

序言

本書は大正四年二月より五月に至る間、京都理科大學にて稍廣き範圍の聽衆に對し、十三回に亘りてなしたる講演を、理學士渡邊義勝君が筆記し整理し增補した結果に成れるものである。材料の取捨撰擇や、進化論の結構等に關しては著者が全責任を有することは言ふまでもないが、本書が一般讀者の前に現はれ得る樣になつたのは全く渡邊理學士努力の賜である。

講演に際しては成るべく通俗を主としたので、材料と結論とを述ぶるに止め、中間の推理は省略した所が多い。殊に統計星學に關する部分は殆ど全く省略したのであつたが、

本書を成すに際し渡邊理學士が自ら立案して補充したる箇所が尠くない。

第三講の一部　第五八頁より第七八頁まで
　　　　　　　第八一頁より第八七頁まで
第四講の一部　第九六頁より第一〇五頁まで
第六講の一部　第一四二頁より第一四五頁まで

等が即ちそれである。本書を通じて觀れば、これがために尠からず全體に重みを附けたことゝ思はれる。著者の大に欣ぶ所であるが、同時に又一般讀者のためには多少難解の部を增したことは止むを得ない。讀者の中、數學に堪能ならざる人は、通讀の際是等の部分を省略しても前後の聯絡には差支ない。

圖及表の作製、整理に關しては故理學士金子秀吉君の手を煩はしたことが尠くない。茲に渡邊金子兩理學士の好意、助力に對し感謝の意を表する。

百餘年前にラプラースが組立てたる宇宙進化論は、即ち有名なる星雲進化說であつて、大家の名を冠するがために近年に至るまで可なり廣く行はれて居たのであるが、晩近天文學の著しき發達に從ひ、この星雲進化說では左支右吾到底間に合はなくなつて來た。新らしき時代の宇宙進化論は大に面目を改めざるべからざる機運になつて來たのである。著者自ら揣らず敢てこゝに一說を提出して大方諸君子の教を乞ふ所以のものは、要するに現在一切の事實を包括し一貫して說明せんと試むるのみで今後百年間に亘る

壽命を有すべき新進化論の如きは謹で後の賢者を待つのである。

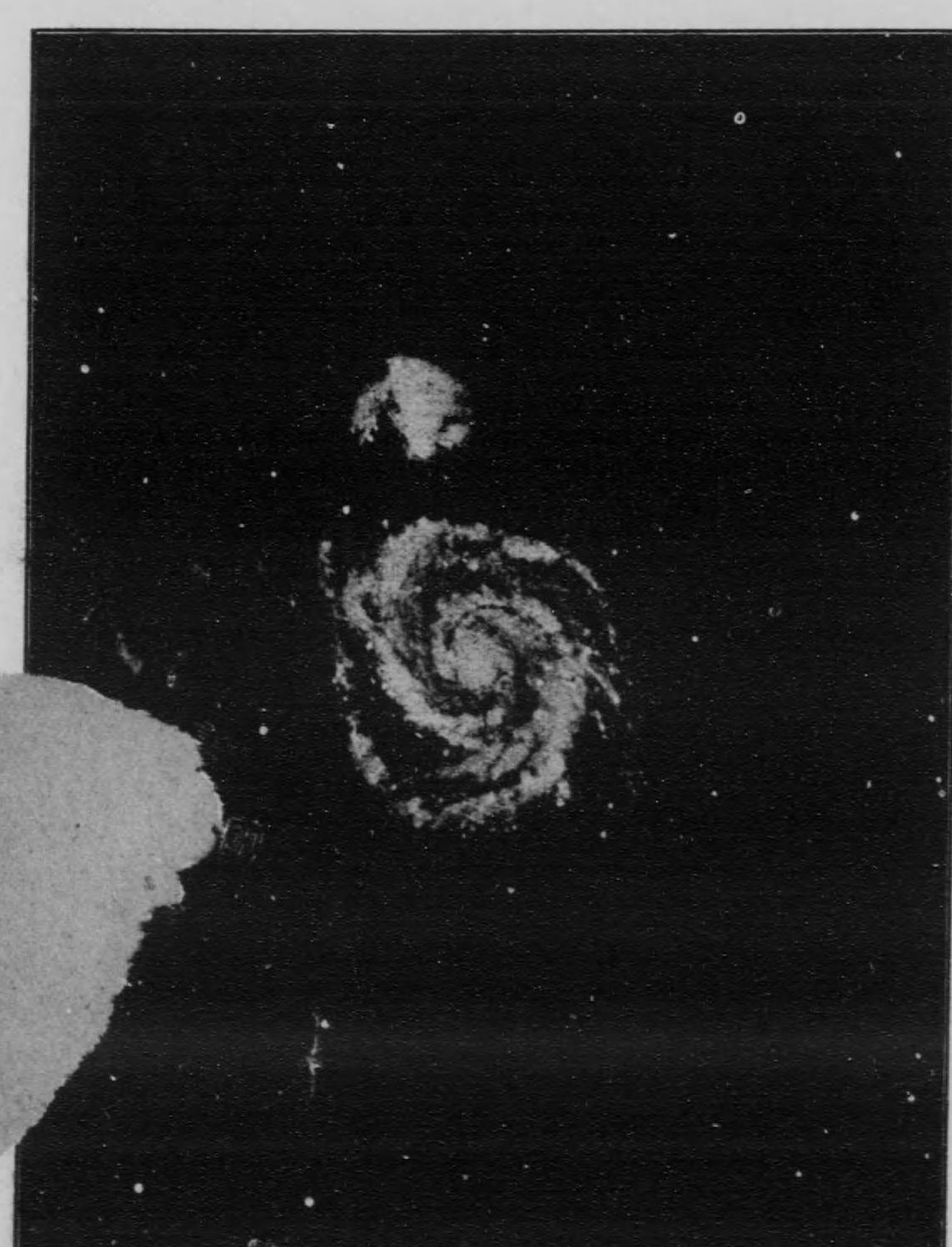
思ふに宇宙觀と人生觀とは必ず相伴ふものであらう。讀者若し本書に依りて、來るべき新宇宙觀の傾向を察し更にこれによりて新時代の人生觀に就き自得する所あらば著者の望即ち足りるのである。

大正五年八月

著者識

宇宙進化論目次

宇宙進化論目次終



宇宙進化論

理學博士　新城新藏著

第一講　緒論

此程まで原子論の講義のあつたこの同じ講壇で、これから宇宙進化論を講じようとするのは必ずしも偶然では無い。思ふに自然界の現象を研究して、徹底的に其眞相を觀じようとするのに二つの方法がある。其一つは分析的であつて、微を剖き細に入り分子原子の極限に達して其構造性質を究はめ、斯くして達し得たる究竟的の見地から飜つて是等の分子原子より成立せる物質界を顧みたならば、現象の眞相は自ら釋然としてさながら掌に指すが如きを得るであらう。他の一つは綜合的で小異を捨てゝ大同に依り、粗枝大葉的に成るべく大局より現象の大勢を達觀し、軈て捉へ得たる大綱をたどつて各局部に進んだならば、脈絡自ら通ずるものがあつて、容易に其眞相を會得することが出來るであら

う。原子論は第一の方法の一方の端であつて、宇宙進化論は第二の方法の他の極端である。

宇宙進化論を大別して次の三つとする。

一、大宇宙進化論又は宇宙開闢論

二、天體進化論又は世界發展論

三、地球進化論

茲に講せんとするのは主として第一の大宇宙進化論であつて、第二及第三に關しては他日更に講究の機會があるであらうと思ふ。本論に於ては、先づ宇宙の構造、其各部の運動、物理的狀態等に關して、多くの天文學者が多年の觀測によつて知り得たる事實を述べ、やがて是等の事實を一條の論理を以て貫かんが爲に一つの宇宙進化論を提出したいと思ふ。進化論には勢ひ過去を談じ未來を察する種々の推論臆說を試みるのであるが、要するに我等の確かに知り得る事實は單に現在に限つて居るので過去未來は畢竟この現在を說明する方便たるべきものである。それだから余が茲に提出しようとする宇宙進化論にして若し幸に大方學者の首肯する所たるを得ば、說それ自身も若干の壽命ある假說として多少の價値を有するであらうが、よし然らずとするも、兎に角も當座の實用的假說としての效能だけは認められよう。多くの天文學的事實をたゞ亂雜に紹介するよりは、之を一條の糸で結び付けて陳述する方が思想の整頓上にも便利なる記憶法である。尙將來更に幾多の新事實に遭遇して此糸が不充分で間にあはぬ樣になれば、何時でも更に丈夫な長い糸に取換ふることに躊躇しない。進化論を講究する我等の頭も、絕えず實際の事實と調和して進化の大勢に後れざらんことを希望するのである。

我等の研究の對象たる**宇宙**は燦然として天に輝く無數の星辰、それに加ふるに眼の屆かぬ先きにも人智の達する限り思惟の及ぶ限りの一切を包含せる天體の大集團である。集團と云ふ言葉を用ふれば其中には既に大さか又は質量の有限なることゝ各部互に相關係せる團體と云ふことゝの二つの意味を含んで居る樣にも聞ゆるが、今の場合に集團なる語を用ふることの當否、及び宇宙と云ふ語の意味を擴めて我が宇宙、小宇宙、大宇宙等の語を用ふることの必要なる

べきことは、第五講に於て述ぶるが如くである。兎に角こゝに主として講究しようと思ふ我が宇宙は有限であつて且つ其各部互に聯關し、所謂銀河の方にひろく擴がれる扁平狀の一團體である。依てこの宇宙を**銀河系**(Milky Way System)と稱へる。銀河系は如何なる構造、如何なる物理的性質を有するか、抑又如何なる過去未來を有するか。これ以下章を追ふて述べんとする所のものである。

虚空に於ける各個の星の位置を定むるには、我々より見たる星の方向と我々より其星に至るまでの距離とを知ることが必要である。先づ第一に星の方向即ち**天球**(Celestial Sphere)上に於ける位置を定むるために標準と取るものは、赤道(Equator)即ち觀測者の位置をよぎり地球の回轉軸に直角なる平面が天球をきる大圓、並に其赤道上に於ける春分點(Vernal Equinox)即ち春分に太陽の見ゆる方向である。此二つを用ゐて天球上の一點の位置を定むると恰かも地球上の一點の位置を地球の赤道並にグリーニッチなる一地點を用ゐて經度、緯度で決定する如くする。即ち考ふる一星の方向が赤道の平面となす傾角を**赤緯** (Declination) と稱し、其赤道面上に投する射影の方向が春分點の方向となす角を**赤經**(Right ascension)と稱する。赤緯は赤道から北の方に測つたのを正とし南の方にはかつたのを負とする。赤經は赤道を三百六十度に分ち、春分點から始めて東の方に測る。地球の一回轉即ち見掛けからいへば天球が東から西に回轉する時間を恒星時(Sidereal time)の二十四時間とするから一恒星時間には天球は赤經の十五度づゝ回轉する譯である。よつて通常赤經の角度をあらはすのに十五度を一時間の割に換算して時、分、秒を以てする。赤經を right ascension と稱するのは毎夜星ののぼる(ascend)順序をあらはすからである。なほ天球の赤道の極、即ち地球回轉軸の方向が天球をきる二點を夫々北極 (North pole) 南極 (South pole) と名づけ兩極をよぎる半圓を時圈 (Hour circle) とよぶ。赤經、赤緯を再言すれば赤經は即ち其星をよぎる時圈が春分點をよぎる時圈となす角度である。赤緯は其星をよぎる時圈に沿うて赤道から其星に至るまで測つた角度である。

尙他の一の位置の定め方は銀河の中心線が略ぼ天球の一大圈なることを利用して銀河坐標系なるものを用ゐる。即ち銀河大圈とその上の一點とを標準に取り、前と同樣の方法にて**銀河緯度**(Galactic latitude)及び**銀河經度** (Galactic longitude)にて星の位置を定むるのである。

恒星相互の位置は大體に於て不變のものである。從つて一の恒星の赤經、赤緯も大體に於て不變のものであるが、詳しくは種々の原因からして幾分の小變化がある。まづ第一に我等の標準にとつた地球の回轉軸の方向が旣に一定不動のものでなくて少しづゝ變るものであることである。此地球回轉軸が約二萬六千年を週期として移り變はることからして春分點にとつた原點の變化を生ずる。即ちたとひ星自身は絕對に不動なりとも、標準に取つた地球の軸のかはるが爲に起る變化であつて之を**歳差**(Precession)と名づける。第二に地球は我觀測者を戴せて太陽のまはりに動きつゝあるが爲に所謂**光行差**(Aberration)なる現象を生じ、星の方向が幾何か地球の進行する方向にずれて見える。以上の二つは星の方向のみによる變化であつて、從つて同じ方向にある星は同じ樣な變化を蒙る。第三に星から我等に至る距離が有限であるならば我等觀測者の位置が變はる爲めに其方向がかはつて見ゆる筈である、星の距離は頗る大ではあるが猶我地球の一年間に周行する位置の違ひによつて多少の方向の違ひを生ずる。之を**視差**(Parallax)と名づける。最後に以上の諸原因からして生ずる變差を差引いたあとに尙殘存せる位置の變更を星自身の**固有運動**(Proper Motion)と名づける。

我等から星に至る距離は非常に悠遠なものであつて其最近きものすらも地球と太陽との距離即ち一億五千萬粁(1.495×10⁸km)の三十萬倍にも及ぶ。從つてこれが單位としては著しく大なるものを選ばねばならぬ。此目的には太陽のまはりに地球のめぐる軌道の半徑をのぞむ角度で之をはかりこれを其星の年周視差又は單に視差と稱へる一秒の角は半徑の206265分の一の弧に對するから視差一秒の距離は地球軌道の半徑の略二十萬倍に當る譯である。視差が小なるほど其星の距離は大きいのであるが、それを見易くするために視差一秒に相當する距離を單位とし之に**パーセツク**(Parsec)なる名稱を與へる。さすれば視差0".1は10パーセツクに當り視差0".001は1000パーセツクに當り距離が大なることゝ聯想がたやすい。或は又、光が一年間に通過する距離を單位にとつて之を**一光年**(Light year)と名ける。

1 parsec = 3.084×10¹³km. = 3.26 (光年)

なる關係がある。わが太陽系に最近い星はケンタウルス座α星 (αCentauri) であつて視差 0″.752 即ち 1.33 パーセック。わが地球軌道の二十七萬倍或は四・三光年の距離にある。更に我等の宇宙の果から我等の許に達するには光線を以てしても三三〇〇年乃至三三〇〇〇年を要する。

なほ因みに我が太陽系の近くにある主もなる星を掲げてみると次圖の如くである。圖は唯其主なるものを掲げる、小なるものに至りてはずつと澤山にある。

ケンタウルス座α星　前にいつた如く我々に最近い星。

シリウス (Sirius) 之は支那には天狼星と稱し恒星中見掛けの光度最も大なる星。

小犬座α星 (Procyon)

鷲座α星 (Altair) 牽牛星で次の織女星と共に七夕で有名である。

琴座α星 (Vega) 織女星

南魚座α星 (Fomalhaut)

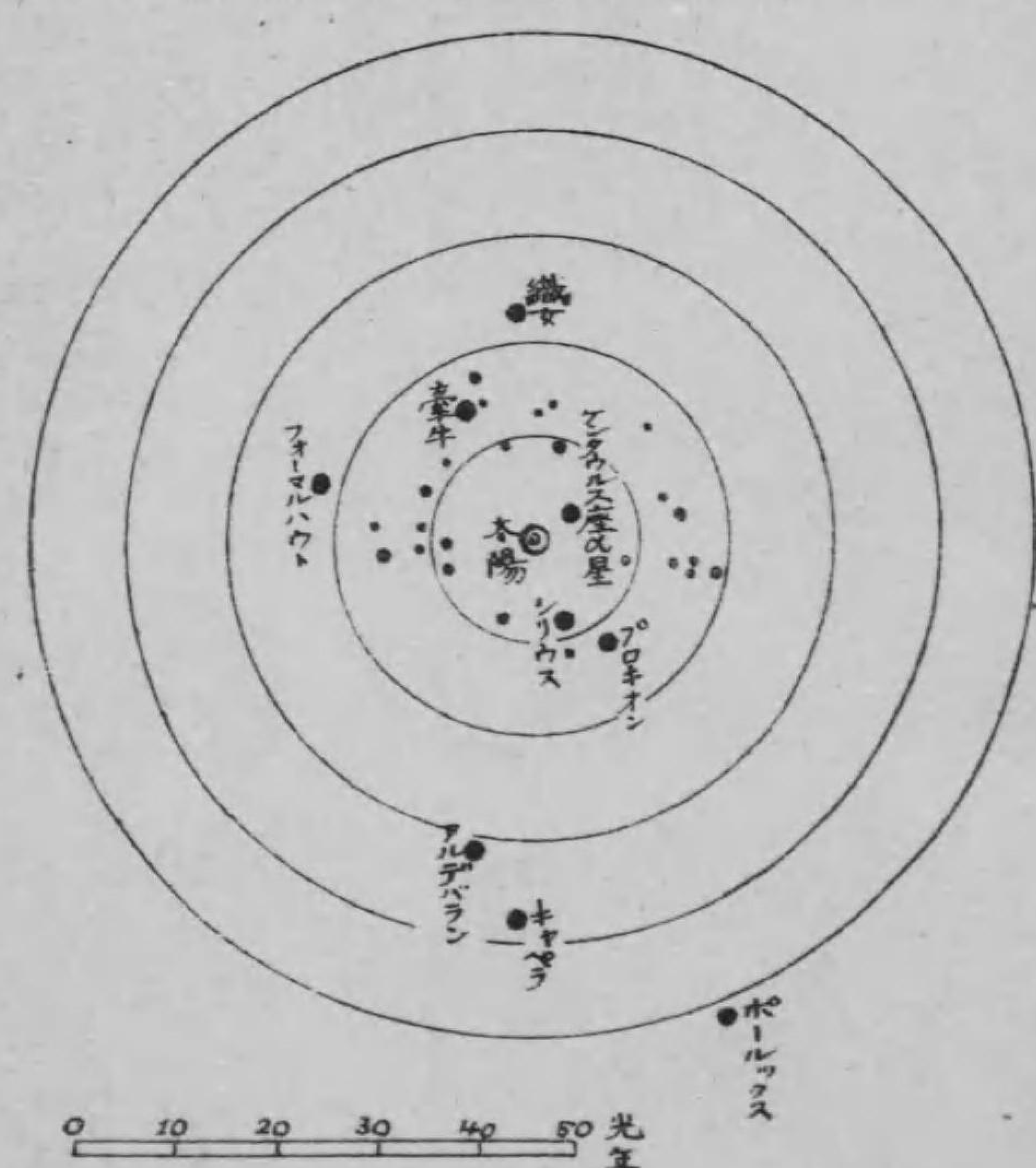
牡牛座α星 (Aldebaran)

馭者座α星 (Capella)

雙子座β星 (Pollux)

星の等級　肉眼で見分け得る星の數は約六千程あるが同時に見得るのは其の半分三千以下である。此眼に見ゆる星を昔から光の强さによつて等級を附して一等星から六等星迄に分けて居る。其所謂一等星の平均の光の强さと所謂六等星の平均の光

第一圖



の强さとを比べて記ると前者は後者の約百倍に當つてゐる。之に基いて近時星の分類をなすに五等ちがへば光の强さが百倍となる様に等級を付し、之を一等星よりも更に明かなるもの並に六等星よりも更に微かなる望遠鏡的の星にまでも汎く及ぼし、此等級を**光度** (Magnitude) と名ける。

$$\sqrt[5]{100}=10^{\frac{2}{5}}=10^{+0.4}=2.512\cdots\cdots\doteqdot 2.5$$

であるから一等ちがへば光の强さは約二倍半となる割合である。零等星の光の强さを假りに1と見ればn等星の光の强さは$10^{-0.4n}$であらはされる。

次に二三著しい星の等級を掲げる

最も明かなる恒星シリウス (Sirius)	$-1^{m}.4$
織女星 (Vega)	$0^{m}.2$
牽牛星 (αAquilae)	$0^{m}.9$
北極星 (Polaris)	$2^{m}.2$

望遠鏡で辛うじて見得る様な微かな星の等級はどんなものであらうか。百餘年前「ハーシェル」が十八吋の反射望遠鏡で天球の調査を企て千餘ヶ所に就て星の數を檢べた事があつたが其見得たる最小の星は$13^{m}.5$であつたらしい。米國「ヱルケス」(Yerkes)天文臺で四十吋望遠鏡を使つて觀測し得たのは$16^{m}.8$(後に説く様に眼で見た光度と寫眞で定めた光度とは同じでは無い、今は視光度でいふ)であつた。「フランクリン、アダムス」が十吋望遠鏡を用ひて二時間乃至二時間半の露出で撮つた寫眞では$15^{m}.0$(寫眞光度では($16^{m}.5$)) 又「ウヰルソン山天文臺 Mt. Wilson Observatony)の六十吋反射望遠鏡(世界最大と稱せらる)で撮つた寫眞では四十分露出したのは$19^{m}.1$ 四時間露出したのは$21^{m}.0$ であつたといふ。一般に望遠鏡の口徑が十倍となれば百倍だけ多くの光をうけるから、五等だけ光度の低い星の見ゆることとなり、距離でいへば十倍遠い星が見ゆるわけである。

星のスペクトル　星の光は眼に直接見ても赤、黄等種々の色がある。之をあらはすのに白をW.黄をY.赤をR.とし更にYR. WR.……等と適當に組合せて示す、或は白を0赤を10とし之を十分したる數にてあらはす方法もある。又は色の異るが爲に星の光度は之を眼に見た時と寫眞に感光せしめた時とで同じでない。眼にはよく見ゆるが寫眞には感じの弱いのもあり、或は寫眞にはよく感

じるが眼にはよく見えないのもあり、それで此光度の差によつて色の種類をあらはさうとする方法もある。

色の差異は其光をスペクトルに分ちたる時のエネルギー分布の差異によるのであるから之は大體星の光を發せる部分の溫度の相違に基づくものである。紫に近い方の著しいのは高溫なる星である。ポッダムの天文臺で百九個の星を調査したのによれば白色星は約一萬度、黃色星は六千度、赤色星は三千度、夫よりも低溫なるは眼に見えない。わが太陽の如きは黃色星で其表面の溫度は約六千度である。

星の光のスペクトルを見れば連續せる地色の上に多數の黑線がある。これは星の上層に於ける大氣の吸收に由るものであらう。此吸收線の現はれ方によつて星を次の如き數種の**スペクトル型**に分類する。(第八講第二十五圖參照)

- I
  - O　ウオルフ・ライエ星　(例 ζ Puppis)
  - B　ヘリウム星　(例 ε Orionis)
  - A　水素星　(例 Sirius)
- II
  - F　黃色星　(例 α Carinae)
  - G　黃色星、大陽星　(例 α Aurigae)
  - K　黃色星　(例 α Bootis)
- III
  - M　赤色星　(例 α Orionis)
  - P　特異星 特異のスペクトルを有するもの

尙此分類を基礎としてB, B_3A, B_8A, B_9A等とあらはす。又たとへばO型の星の中にも種々種類があるのでO_a, O_b等と區分し其各々に更に番號を付してO_5等ともあらはす。

右の順序は大體色の順序で溫度の順序で又ほゞ絕對光度の順に一階毎に二等位づゝの差になつて居る。更に又之は星の進化の順序であつて就中O型最若く夫よりB. A. F. G. K. M.となつてをるとの說もあるが必ずしもそうは云はれない。この事は後章に詳說する。

黑線の位置が其固有の位置からずれてあらはれゐるものにありてはドップレルの定律によりて星の視線上の速度を計算することが出來る。之を星の固

有運動並に距離より算出せらるべき視線に直角なる方向の運動と組合はすれば其眞の運動が分る。

連星　多くの星の中には所謂連星(Binary star)と稱するものがある。尤も之は望遠鏡の中で偶然遠近相重り合うて見ゆるに、過ぎないのもあらうが夫は極めて稀有の事に屬し、寧ろ實際に近くにあつて一系を成せるものが多い。さて然る時は其相互の引力によりて相互に周行する筈である。通常二星の距離の5″以下なるを連星と見做す。5″以上のものでは其距離の餘りに隔れるが爲に其週期的變化を認め難い。尤もケンタウルス座α星(α Centauri)などは5″以上ではあるが其我等に近いが爲に明かに其週期が認められ連星なることが知れて居る。

口徑三尺の望遠鏡を以てすれば二星の距離の0.3″以下なのは識別し難い。一般に望遠鏡の口徑をd粍とすれば此望遠鏡で二點を分ち得る限度は理論上では$\frac{12''}{d}$である。$d=3$尺$=90$粍とすれば$\frac{12}{90}=0.''13$までは見える筈であるが實際は$0.''3$で既に限度となつて居る。

更に望遠鏡では二つに分ち難いが其スペクトル線の位置が週期的にずれることから矢張り運行せる連星あらうと推定さるゝものがある。之を分光連星といふ。又週期的に光を變ずることによりて連星なることが知れて居るものがある、アルゴール(Algol)即ち(β Persei)は其著しい例である。之は光輝の强い星と弱い星とが交々相蝕する爲に其光度に變化を生ずるものである。

星の數　凡て是等の星の數は幾何あるか。肉眼にて一つ〳〵見別け得る星即ち六等星までの星の數は約六千、それ以下は望遠鏡にて寫眞にとり、各等級の星の數を調べ、十七等星までを數ふれば五千五百萬。此割合にて推算すれば星の總數は無限ではなく約十億乃至二十億位らしい。而して是等の星の分布は銀河の方面に特に夥しい。

見別け得る連星の數は九等星迄をとれば約六千位である。其等級までの星の總數は約十萬であるから、凡そ星の總數の約十六分の一は望遠鏡で見分け得る連星である。更に分光連星をもとれば少くとも五つに一つといふ割合である。リック(Lick)天文臺で千六百の星のスペクトルを吟味した所がその中三

百は分光連星であつたといふことである。其他にも連星らしいものを通算すれば四つに一つの割合であらうとのことである。

星雲の數はウキルソン山天文臺の六十吋の反射望遠鏡を用ゐて一時間とつた寫眞から推算すれば十六萬二千に及ぶ、しかも其大部分は渦狀星雲である。

第一章　宇宙構造論

第二講　天球上に於ける星辰の分布

宇宙の構造を論せんとするに際し先づ第一の根據となるものは天球上に於ける星の分布である。これは肉眼又は望遠鏡で直接に見るものであるから何等の假說によつて左右せらるゝこと無く最も根本的の材料である。

星の表　これらの星の分布、即ちどこらにどれ程の如何なる星があるかを掲げたるものが所謂**星表**(Star Catalogue)又は**天圖**であつて之には記載せる星の位置の出來得るだけ精確ならんことを主眼とせるものと、位置は概略に止め某々の光度に至るまでの星は殘りなく完備せんことを目的とせるものとの二通りある。

星の位置を成るべく精確に記載したものゝ中で

Boss—Preliminary General Catalogue of 6188 Stars, 1910

は略してPGCとも稱せられ諸方の天文臺で得た材料の中精確なるものを選擇

して其位置、運動等を掲げたもので、肉眼に見ゆる星は殆んど網羅してあり、尙其他特異の星は夫れ以下のも含まれて居る。其他此種の表の稍古い分には

British Association, General Catalogue of 8377 Stars. 1845.

Katalog der Astronomischen Gesellschaft, 80°N—23°S. (AGC と略記する)等がある。

或る光度迄の星を漏れ無く記載せる星の表にはボン (Bonn) 及びコルドバ (Cordoba) 兩天文臺の協力になり九等星迄のを完全に網羅せる

Bonner Durchmusterung	Argelander	North Pole—-2°,	324188 stars
	Schönfeld	-2° —-23°,	133659 ″
Cordoba Durchmusterung,	Gould	-22°—-51°,	489827 ″

といふのがある。又略して BD 又は DM と稱せらる。

一八八七年以來世界各地の天文臺が協力して寫眞によりて十四等迄の凡ての星を網羅する天圖を得んとて各地にて分擔し目下作成中である。之は凡て口徑三十三糎の望遠鏡を用ひ五十分間露出した寫眞で十四等星迄のを悉くし尙五分間寫眞で十一等迄の星約四十萬程を撮影し其位置、光度を最も精確に定めようといふ計畫で寫眞の數は總計二萬千六百枚、これが完結したならば十四等迄の凡ての星の位置も光度も精確に分り、尙其餘の星の位置も是等に參照して判明し頗る完全なるものであらうと思はれるが中々の大事業であつて今日の樣子では完結には一九二五年頃まで要するであらう。今日の現況では約十年前にフランクリン・アダムス (Franklin Adams) が口徑十吋望遠鏡で二時間乃至二時間半の寫眞に天球全體十七等(寫眞光度にて)迄を寫したのと「カプタイン」(Kapteyn)が之も約十年程前から特選局部研究 (Plan of Selected Areas) 即ち特に選みたる場所を調査して全般を推さんことを唱道して居るのとが共に斯の方面に有力なる材料を供給しつゝあるのである。

更に古くはウヰリアム・ハーシエル (William Herschel)が一七七四年—一七八〇年の間に北半球の空の處々を1088所程選んで十八吋の反射望遠鏡を用ひて約十五分の視野の中に見ゆる星の數を調査し、後其子ジョン・ハーシエル(John Herschel) が一八三四年—一八三八年の間に南半球の空の處々2299所ほどを選んで調査し、天球上に於ける星の分布に關し有力なる材料を提供した。其望遠鏡

で見た最小の星の等級は13.5^m位迄らしい。

其他米のニウカム(Newcomb)の Fundamental Catalogue には二千程の星が掲げられてある。これは位置が確實である。又6.5^m迄の星を實用的に掲げた Ambronn の Sternverzeichnis は輕便で普通の用には便利である。

光度の低減に伴ふ星の數の増加　星の數は光度の小さいものほど夥しい。前述フランクリン・アダムスのとつた寫眞に基づいてチャップマン(Chapman)が夫れ々々の等級迄の星の積數を計算したものを次に掲げる

表中 I_m は m 等迄の星全體の光を一等星の光に換算すれば一等星幾個に當るかを表はす數を示す。

チャップマンは表中の數量は次の式であらはされ得べきことを述べてゐる

$$N_m=\frac{A}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{r(m-C)}e^{-x^2}dx \qquad I_m=D+\frac{A'}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{r'(m-C')}e^{-x^2}dx$$

m（寫眞光度）	N_m(m等星迄の星の數)	$\log N_m$	$\triangle\log N_m$	I_m
1	11			33
2	38	1.58		50
3	111	2.05	0.47	68
4	300	2.48	0.43	87
5	950	2.98	0.50	113
6	3, 150	3.50	0.52	148
7	9, 810	3.99	0.49	190
8	32, 360	4.51	0.52	246
9	97, 400	4.99	0.48	311
10	271, 800	5.43	0.44	380
11	698, 000	5.84	0.41	448
12	1, 659, 000	6.22	0.38	508
13	3, 682, 000	6.57	0.35	559
14	7, 646, 000	6.88	0.31	599
15	15, 470, 000	7.19	0.31	630
16	29, 510, 000	7.47	0.28	652
17	54, 900, 000	7.74	0.27	668
18	93, 300, 000			678
19	148, 000, 000			684
20	224, 000, 000			687
總ての星				690

但しABCA′B′C′D′は常數ではあるが材料の取り方によりて、即ち空の部分の選み方によりて多少値を異にする

$A = 1.10\times10^9$ 又は 1.80×10^9　$A' = 629$ 又は 631

$B = 0.186$ 〃 0.180　$B' = 0.186$ 〃 0.180

$C = 23.3^m$ 〃 24.3^m　$C' = 10.0^m$ 〃 10.0^m

$A'+D' = 700$(凡そ)

尤も材料は十七等星までゞあるから夫れ以上は單に上式から推算したものである。尚AC等には次の意味が附せらるる。

まづmを$+\infty$と置けば積分の値は$\sqrt{\pi}$となるから

$$N_\infty = A$$

即ちAはあらゆる星の總數をあらはす。曩に星の總數を既知の數から推算すれば十億乃至二十億であらうとしたのは之に基く。更にmをCとおけば積分の値は$\frac{\sqrt{\pi}}{2}$となり

$$N_C = \frac{A}{2}$$

即ちC等星迄の星の數は全數の半分である。同様にA′は天の星總體の光を一等星の數にてあらはしたものC′は其等級迄の星で全體の光の半分をはなてる都合である。但A′が629乃至631であるのに總數が690となるのは大きな星の數が少くて統計上例外となるからであつて其爲にD′を加へておいたのである。

上表中$\triangle\log N_m$は$\log N_m-\log N_{m-1}$即ち$\log\frac{N_m}{N_{m-1}}$をあらはす。此故に其眞數をとれば$\frac{N_m}{N_{m-1}}$即ち星の等級の一等下る毎に星の數が幾倍となるかをあらはす數が得らるゝ筈である。さて上表中の6.5^m乃至9.0^mまでは$\triangle\log N_m$の値がほゞ

0.5 即ち log3.2

であるから一等下る毎に星の累計は約三倍餘となる。而して九等以下ともなれば其增しかたは尚減少する。

今假りに凡ての星が同じ距離にもちきたされた時には同じ光度を有するものとする。即ち其絕對光度が同一であるとする。しかも星が至る所同樣の密度で無限の空間に分布せられ尚光の吸收が無いものと假定したならばn等だけ低い星即ち$10^{-0.4n}$倍だけ光の弱い星を見得る場合には光度は距離の二乘に反

比例するから $\frac{1}{\sqrt{10^{-0.4n}}} = 10^{0.2n}$ だけ遠距離の星が見ゆる筈である。從つて此距離の半徑の球の體積、依て又星の數は $(10^{0.2n})^3$ 即ち $10^{0.6n}$ だけ增すわけである。

$$10^{0.6} = 3.98 \fallingdotseq 4$$

であるから光度を一等下げれば星の總數は約四倍になる筈である。以上の計算はよし凡ての星の絶對光度が全く同一でない場合でも其混じ具合が到る處同様である場合には同じく當て嵌まる。然るにこれが事實には三倍餘であるといふのは上述の假定が少く共一つは眞ならぬからである。之を或は空間に光の吸收あるが爲めなりといひ或は星の分布の密度異なるが爲めなりといひ或は宇宙は有限なるが爲めなりとも色々の説明がある。

銀河に對する分布　フランクリン・アダムスの結果チャップマンによれば十七等までの星に就いて見るに銀河の方と銀河の極の方との密度の比は約四倍である。尚銀河の座標系の各緯度に就きて一度平方毎の星の數の表を掲げる

銀河緯度	面積	6.0^m まで	9.0^m まで	11.0^m	14.0^m まで	17.0^m まで
0°−±10°	7160平方度	0.102	3.51	25.4	306	2400
±10−±20	6950	.089	3.09	22.1	254	1930
±20−±30	6520	.063	2.63	20.0	219	1430
±30−±40	5890	.050	2.09	15.1	153	920
±40−±50	5080	.045	1.58	10.7	105	650
±50−±60	4120	.041	1.46	10.2	111	710
±60−±70	3050	.046	1.33	8.7	92	650
±70°−±90°	2480	.048	1.30	7.9	78	560
全天	41,250平方度	.066	2.37	16.9	185	1330

種類の異なるによる分布の差　ピッケリング(Pickering)のスペクトル型によりての表を次に掲げる。

銀河緯度	$6^m.75$ より大なる星の數(一千平方度につき)							
	總數	B	A	F	G	K	M	P
+90°— 60°	182	0.0	43.0	60.1	29.7	46.5	3.3	0.0
60°— 30°	201	0.4	86.8	43.2	15.3	51.7	2.4	1.2
30°— 20°	252	1.3	134.3	37.3	19.4	50.4	3.8	1.5
20°— 10°	306	3.7	176.0	41.3	21.4	58.8	4.0	0.9
10°— 0°	382	5.3	249.9	40.4	24.8	55.2	3.0	2.3
0°— −10°	421	10.9	292.2	34.5	20.2	58.1	3.4	1.7
−10°— −20°	370	11.8	229.0	48.5	14.8	60.7	3.3	1.5
−20°— −30°	270	3.8	132.8	53.2	18.9	58.6	2.7	0.3
−30°— −60°	209	0.6	68.3	49.7	18.6	67.3	3.8	0.6
−60°— −90°	186	0.7	67.9	38.1	16.7	58.6	2.8	0.9
M	401	8.1	271.0	37.4	22.5	56.6	3.2	2.0
N	194	0.4	66.5	47.8	20.1	55.9	3.1	0.7

$$M = \frac{+10^\circ \text{乃至} -10^\circ}{2} \qquad N = \frac{(+90^\circ \text{乃至} +30^\circ) + (-90^\circ \text{乃至} -30^\circ)}{4}$$

上の表より明かなるが如く黄色星即ちＦＧＫＭは銀河の各緯度に一樣に分布して居るがＡやＢの星は銀河の方面に著しく偏在してゐる。なほＡＢの和は銀河附近では全體の半分を占め其他では全體の三分の一を占めてゐる。

天球を銀河圈の南北三十度の小圓で截れば此間の帶の面積は正に全球面の半分となる筈である。此銀河帶の中に各種の天體の夫々幾割が分布されてゐるかを次に示す

肉眼に見ゆる星	55 %
ＢＤ星($9^m.2$まで)	65 %
Ｏ型星	99 %
Ｂ型星	93 %
Ａ型星	78 %
ＦＧＫＭ型の星	分布一樣
Ｎ型星	86 %
特異のスペクトルを有する星	94 %

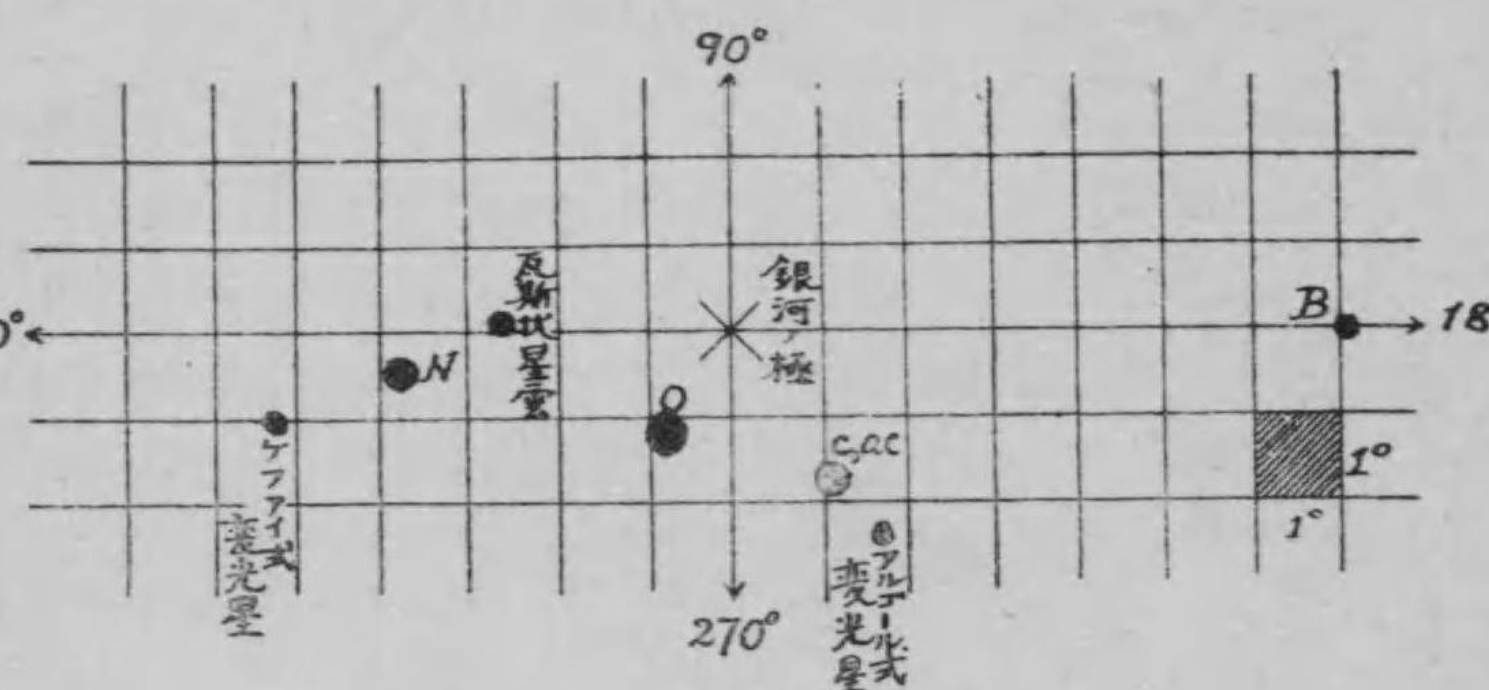
ノヴァ(新星)　96 %
一般の變光星　74 %
アルゴール式變光星(蝕によりて變光する星)　82 %
δケフアイ式變光星(短週期の特殊變光星)　92 %
分光連星　71 %

銀河方面に星の夥しく見ゆる原因はＢＡＯ等の型の絶對光度の大なる星が多い爲である。

なほヘルツスプルング(Herzsprung, 1913)は上記各種の天體が銀河圏の界隈に偏在してゐる模樣を調べ次の如き圖を作つた。之は夫々次に掲ぐる數だけの材料に基いたものである。

Ｂ型星　1402
アルゴール式變光星　150
Ｏ型星　87
瓦斯狀星雲　130

第二圖



N型星　228
δケフアイ式變光星　60
c, ac 星(スペクトル黒線の細き星)　98

中央は銀河の極の位置を示し横線は銀河經度0°及180°をよぎる大圓の弧、縱線は同じく90°及270°をよぎる大圓の弧をあらはす。大小の黒點は各種天體の分布されたる大圓の極を示し、其大なるもの程實際の分布が其點を極とせる平面により近く排列せるものなることを示す。

星雲及星團の分布に就いては次にヒンクス(Hinks, 1911)及ハードキャッスル(Hardcastle, 1914)の書いた分布圖を掲げる。

これは天球を立方體で圍み球面上の分布を中

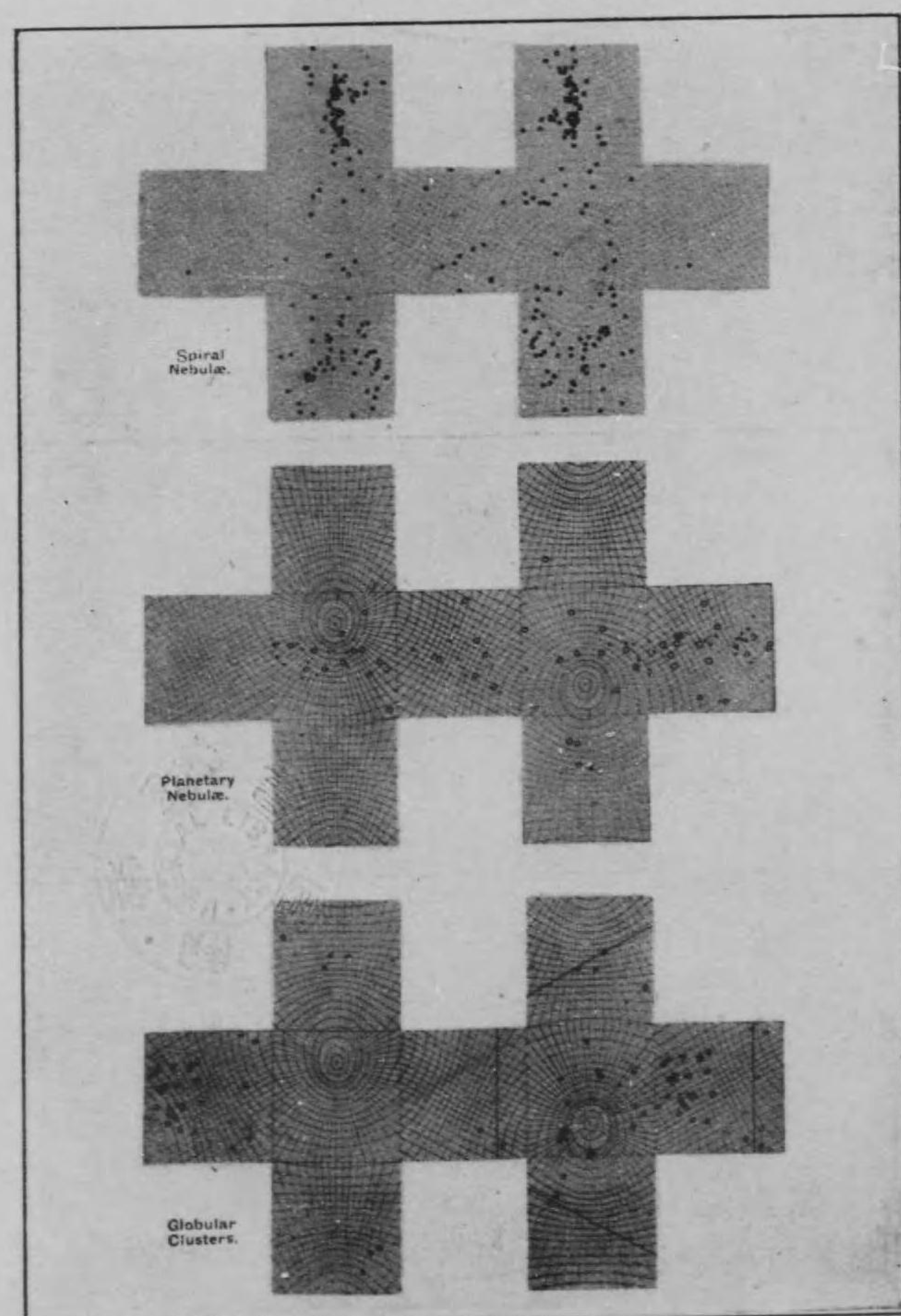
心から立方體の各面に射影し然る後之を切り開いた圖である。從つて圖の左右及上下にある二枚づゝは其實同じものを右左に見たものである。中央より左及右に偏りたる方形内の極は夫れ〻天球の北極及南極であり、夫れ等から發し又夫れ等を包む多くの線は五度毎に引きたる赤經及赤緯線である。銀河圏は中央を横ぎる水平線になる筈である。

此圖によつて一目して知れることは渦狀星雲は銀河の兩極方面に多く、瓦斯狀星雲は銀河の方面に多く、星團は天球の一半に偏在して居ると云ふことである。

第三講　空間に於ける天體の分布

天球上に於ける分布は單に方向のみに關せるものであるから之ばかりでは遠きもの近きもの雜然として入り亂れて居り宇宙の構造に關して少しも要領を得ない。我等は更に何等かの方法によりて距離を測定することを講せねばならぬ。若し適當なる距離測定法を求め得なければ五里霧中といふ言葉もあ

第三圖



る通り僅かの霧に包まれてすら茫然際涯を知り得ないのである。況んや我等の對する宇宙は少くとも幾千萬億里の遠きに亘るのみならず、或は無限であるかも知れぬといふ疑すらある。最も無限なりせば空一面に明るからうと思はるゝがそれには又光の吸收といふ豫防線も張つてある。苟くも宇宙の構造を講ぜんと志さば先づ出來得る限りの智嚢をしぼつて距離測定法を案出しなければならぬ。

距離測定法　大人は小兒の成長せるものなりとの諺の如く幾千萬億里の距離を測定せうとするにも先づ地上に用ひる方法を調査し夫から類推應用せんと試るべきである。

(第一)　直接法

我等が手をのばし足を運びて直接に其距離を測る方法であるが、これは到底天外には應用することを得ない。よし例へば何等かの裝置によつて光を逆つて測るといふ樣な工夫を講じた所で最近い星に對してすら片道四年はかゝるといふ譯で到底間にあはぬ話である。

(第二) 三角法

我等が兩眼を以て一點を見る時には其一點が我等の兩眼に對して張る角度の大小によりて近き遠きを判ずるものであるが、正しく此理を應用せる測定法は地球が其軌道の上に於て一直徑の兩端にある二つの位置を考へ星が此二點に對して張る角度の大小によりて距離が知らるゝといふ方法である。これ前に述べた所謂年周視差であるが最近きケンタウルス座α星 (α Centauri) ですら0″.752 に過ぎない、而かもこの視差の測定には一秒の二十分の一即ち ±0″.05 程の精密の度以上を望むことが出來ないから、少しく遠い星の距離を測ることは到底出來ない。

更に今一つは地球並に太陽系全體が每秒二十粁の速度を以て直線運動をしてゐるが爲に十年以前に見た時と以後に見た時とでは星の位置が相違してゐる筈である。これからも距離を見出し得らるゝが併し此法では頗る長日子を要する憾がある。

(第三) 運動視察法

概して云へば直角運動の大なるものは近い星で小なるものは遠い星である。又た視線の方向の運動がスペクトルの黒線の變位から知れて居る星に就ては視線運動の平均は直角實運動の平均と凡そ相應すると云ふことを利用することが出來る。又ある星は群運動をして居ることから又或は二星が引力によりて相互に相めぐれること等からその星の實運動を知ることが出來る。ノヴア・ペルサイ (Nova Persei) なる一新星の發生した時に其發する光が順次界隈の星雲に反射傳播しゆくのを見かけたことがある。實運動又は光の速度が分明して居ることゝ其見掛けの角速度から距離が分る筈である。

(第四) 寸馬豆人法

六尺の人間が豆粒の如くに見ゆる振合から其地に至る距離の知らるゝ方法を應用したものは某々の絕對光度を有する星が我等に見ゆる程の見掛けの光度に見ゆるが爲めには幾何の距離にある筈であると論ずる方法である。但これには他の材料から其絕對光度を假定しておく必要がある。

（第五）遠近濃淡法

遠き山は淡く近き山は濃し、これと同理により若し空間に光の吸收があるならば濃淡よりして距離を判別し得る筈であるが我等の銀河系内には恐らく認むべき程の光の吸收はないのであらうと思はれる。尤も渦狀星雲の如きは銀河系以外のもので夫れ等に對する光の吸收は可なりの程度のものがあるかも知れない。

年周視差　右の諸方法の中で最も適當なるは地球が太陽のまはりの廻轉運動によりて週期的に位置を變ずることを利用して夫に對する視差を測る法である。尤も兩眼を以て物體を見る時は双方から同時に見るのであるがこれは半年毎に互に左右から見るので其間に於けるさきの星自身の位置が旣に變更するけれども之は直線的に變動するのであるから容易に視差と區別することが出來る。半年を隔てゝ見るのではあるが其前後同じ樣な條件の下に同じ器械を精確に同じ位置に同じ方法に調整しなければならない、併しこれは實際に於て頗る困難であるので通常は此絶對測定法の代りに比較測定法を用ひ其星の附近の小さい星數個をとり假りに是等の小さい星は遠いから位置の變動は殆どなきものと看做し夫等のものゝ平均位置に比較して、考ふる一星の位置の變動を觀測するのである。かくする時はよし多少器械に差異が生じても其の差はあまり影響せぬこととなる。一七二八年ブラドレー(Bradley)は龍座γ星(γ Draconis)に就いて一年間に於ける位置の變動の有無を檢したが到底當時の測定の程度ではかやうな小さい視差($\pi=0.''01$)を見出すことは出來なかつたので彼は此研究から光行差卽ち星は觀測者の動く方向にずれて見ゆるといふ事實を發見したばかりで視差其ものに關しては何等得る所が無かつた。次で又ウヰリアム・ハーシエルは非常に接近して見ゆる星に就き光度のちがつてゐるもの卽ち同じ方向にある近い星と遠い星とを觀測し比較法によつて視差を見出さうとしたが此研究も亦其の結果として連星の發見を齎らしたゞけであつた。併しかやうなる努力の結果遂に前述の比較測定法によりて視差を見出すことに成功した。尙比較に用ふる小さい星も多少微少ながらも視差運動をなす筈であるが之は大略の値を推定することが出來るから之を測定した視差の値に

修正として加ふればよろしい。又是等の星自身の眞の運動もある筈だがそれは已がじし或は右に或は左に動いてゐるであらうから澤山とれば其平均は大凡消えて了ふ筈でこれは考えなくてもよい。星と星との角距離を望遠鏡の中で比較的に測るにはヘリオメーター(Heliometer)、ミクロメーター(Micrometer)等を用ひてする。前者は對物鏡が二つに割れて居つてそれをずらすことに由つて星と星との角距離を測り得るやうになつて居る、後者は對眼鏡にネジを附し微小の距離をはかるを得しむるものである。其他半年を隔てゝ前後二度寫眞に撮るなど種々の方法を講じて出來るだけ精確を期して居るが今日の程度では±0.″05位の觀測の誤差はどうしても免れない。從つてそれよりも小なる視差を測定することは非常に難事で此方法によりて直接に測り得るものは視差の大なる星即ち比較的わが太陽系に近い星に限られて居る。或は光の强い星や固有運動の大なる星等をねらつて一つ〃〃に就いて研究して居る。かやうにして最近までに直接に視差を測り得たものは約五百(521)程ある。就中吾等に近い星を選んで次表に掲げる(Comstock, 1907による)

	名稱	位置 赤經	位置 赤緯	光度	スペクトル型	視差	距離 パーセック	距離 光年	絶對光度 太陽＝1トス
		h m	°	m		″			
1	α Centauri	14 33	−60	0.9	⊙	0.76	1.32	4.3	1.07
2	Sirus	6 41	−17	−1.3	S	0.38	2.63	8.6	32
3	ε Eridani	3 28	−10	3.7	⊙	0.37	2.7	8.8	0.34
4	Ll. 21185	10 58	+37	7.5	⊙	0.37	2.7	8.8	0.010
5	36 Ophiuchi	17 9	−26	4.7	R	0.37	2.7	8.8	0.15
6	P., Oh. 130	0 32	−25	5.6	⊙	0.36	2.8	9.1	0.063
7	τ Ceti	1 39	−16	3.7	⊙	0.36	2.8	9.1	0.36
8	Σ 2398	18 42	+59	8.2	⊙	0.33	3.0	9.9	0.0069
9	Gonld's Z.C., V.243	5 8	−45	8.5	S	0.32	3.1	10.2	0.005
10	Gr. 34	0 12	+43	7.9	R	0.31	3.2	10.5	0.010
11	Ll. 26481	14 26	−15	8.0	—	0.31	3.2	10.5	0.0093
12	W. B. IV. 1189	4 56	−6	6.3	⊙	0.30	3.3	10.9	0.048
13	Procyon	7 34	+5	0.7	S	0.30	3.3	10.9	8.3
14	61 Cygni	21 2	+38	6.1	⊙	0.30	3.3	10.9	0.057
15	Luc, 9352	22 59	−36	7.1	R	0.29	3.4	11.2	0.024
16	A. Oe, 17415–16	17 37	+68	9.0	—	0.28	3.6	11.6	0.0046
17	ε Indi	21 56	−57	4.8	⊙	0.28	3.6	11.6	0.022
18	Ll. 25372	13 41	+15	8.5	⊙	0.27	3.7	12.1	0.0078
19	97 Monocerotis	6 45	0	6.7	—	0.26	3.8	12.5	0.043
20	Ll. 25224	13 34	+11	5.6	S	0.26	3.8	12.5	0.12
21	Ll. 21258	11 1	+44	8.5	⊙	0.24	4.2	13.6	0.0098
22	Br. 2179	17 10	−26	6.8	—	0.24	4.2	13.6	0.039
23	α Aquilae	19 46	+9	1.1	S	0.24	4.2	13.6	8.7
24	η Cassiop.	0 43	+57	3.8	⊙	0.23	4.3	14.2	0.81
25	Ll. 46650	23 44	+2	8.7	⊙	0.22	4.5	14.8	0.010
26	Br. 1584	11 29	−32	6.2	⊙	0.21	4.8	15.5	0.11
27	5 Serpentis	15 14	+2	5.1	⊙	0.21	4.8	15.5	0.30
28	A. Oe, 11677	11 15	+66	9.0	—	0.20	5.0	16.3	0.0089
29	σ Draconis	19 33	+69	4.7	⊙	0.20	5.0	16.3	0.47
30	ξ Urs. maj.	11 13	+32	3.8	⊙	0.18	5.6	18.1	1.35

此表の星のスペクトル型は

⊙(曩に述べたＦＧＫ等を含む、所謂太陽星 Solar star)

S(A型星 Sirian star)

R(赤色星 Red star)

等であるが就中太陽星が最夥しい。之は太陽の近傍にある星は矢張太陽に似たものが多いからであらう。

なほ二三特異の天體の視差を左に揭ぐ。

昴宿(すばる)	(Pleiades)	0.″018	(Kapteyn)
瓦斯狀星雲	(Gaseous nebulae)の平均	0.″005	(Kapteyn)
ペルセウス座の星團	(h and χ Persei Cluster)	0.″0007	(Kapteyn)
アルゴール式變光星の一(遠きもの)		0.″0002	(Russell)
小マゼラン星雲	(Small Magellanic Cloud)	0.″00004	(Kapteyn)

太陽系の運動　これは觀測者の位置の變更であるけれども其爲めに我等の認めるのは恒星の位置の變化であるから運動視察法の部に入れてもよいのである。

恒星の位置が少しではあるが變はることを始めて明かに認めたのはハレー(Halley)で彼の一七一八年發表せる論文に明に之を指摘してゐる。即ちトレミー(Ptolemy)の Almagest (幾何及天文を記せる書)にトレミー自身の觀測並にそれより三百年前のヒッパルクス(Hipparchus)の多くの觀測に基く 1030 程の星の位置を擧げてあるがこれは丁度西暦紀元頃の星の位置である。ハレーは之を當時の値と比較して二千年間に

畢(Aldebaran 又は α Tauri)といふ星は月の視半徑の五分の一ほど

天狼(Sirius 又 α Canis Majoris)は月の視半徑の一倍半程

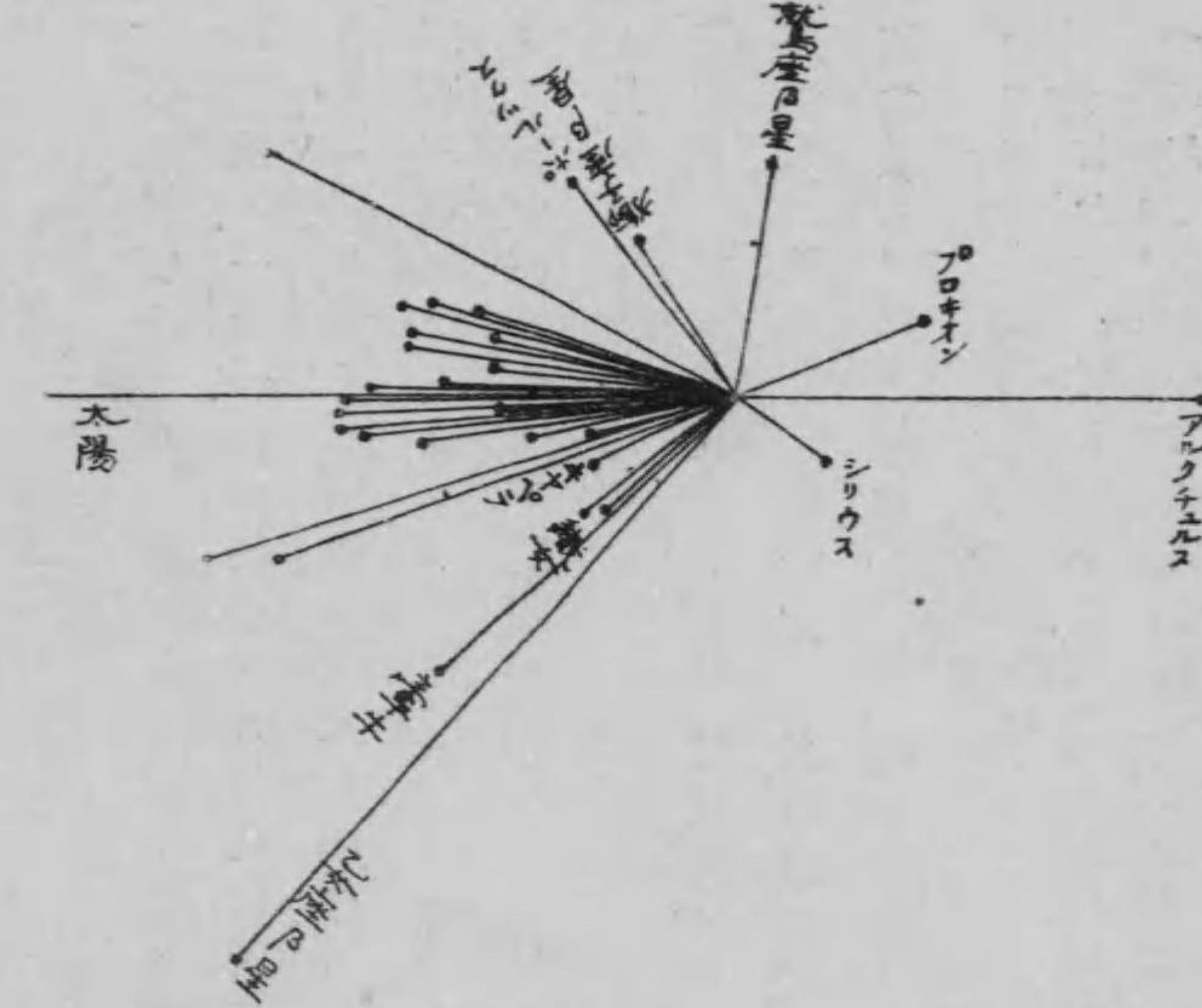
大角(Arcturus 又 α Bootis)は月の視半徑の二倍半程

ちがつて居ることを認めた。

かやうに星の位置の變更することが分明したが既に星が動くならば太陽も亦一つの星であるから定めし動く筈と思はれる。偖太陽が動けばそれだけ總ての星に逆に影響するであらう。星は右に左に勝手色々に動いてゐようが太

陽のみに關係せるものは皆一樣に同じ向きに動く筈である。トビアス・マイエル(Tobias Mayer, 1760)は此事實に始めて氣付いたのであるが併し思はしい結果を得なかつた。其後ウキリアム・ハーシェル(1783)は三十六程の星の固有運動を研究して各々種々の方向に動いてゐるけれども先づ大勢は一定の方向に向つて居ることを見出した。第四圖は是等の星の運動の大さ及び方向を示す。大勢の向ふ方向は太陽の眞の運動の逆なるもので其向つてをる點の反對の方向即ち

第四圖



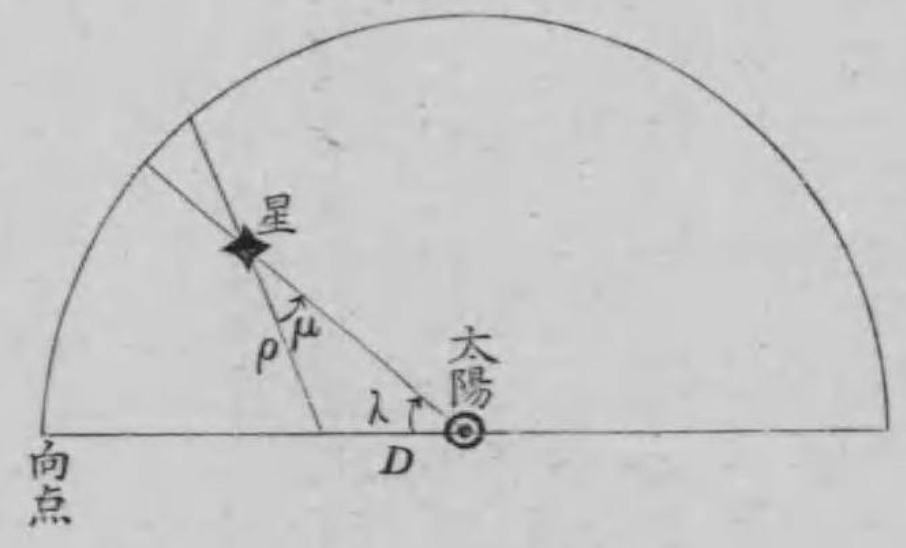
太陽の向へる方向所謂**向點**の位置は

赤經　$\alpha = 245^\circ.9$　赤緯　$\delta = +49^\circ.6$

となる。併し之はあまりに材料が僅少であるし、加之近い星の影響が甚しくて遠い星はあまり勘定にとらぬといふことゝなつて居るから之では十分な結果とはいはれぬ。

近時ボッス(Boss)のPGC(前出)に6188個の星の材料を集めたものから太陽の運動を出したものがある。今一年間に太陽がDだけ其向點に向つて動き星は假りに動かないものと考へよう。星の方向と向點の方向とのなす角をλ、星の距離をρ、其前後に於ける方向の變化即ち謂ふ所の固有運動をμとすれば圖から明かなる樣に

第五圖



$$\sin\mu = \frac{D}{\rho}\sin\lambda$$

或はμは小さい角であるから$\sin\mu$の代りにμをとり

$$\mu = \frac{D}{\rho}\sin\lambda$$

Dは總ての星に共通なもの、ρは視差πに關するものであるが$\frac{D}{\rho} = M$とおくと

$$\mu = M\sin\lambda$$

λの小なるものにありてはμが小さく、λの$90°$に近いものにありてはμが大きい。走者を其走る方向から見るのと側面から見るのとの相違と同樣である。距離のほゞ同樣なる多くの星のμ、λからMを定め、從つて太陽の速度が知れる筈である。

ボッスは(1910)μが$0.''20$より小なる星5413程を凡そ50程宛108個の群に分ち其各々に就きμ、λ等を見出し更に其平均$\mu_0 = 0.''0538$及平均光度$m_0 = 5.^m7$といふ材料から向點の位置の赤經A、赤緯D、及上記のMの値として

$$\alpha = 270.°5$$

$$\delta = +34.°3$$

$$M = 0.''0385$$

と見出した。更に又μが$0.''17$乃至$0.''80$なる如き星559を凡そ8宛71の群に分ち、平均$\mu_0 = 0.''319$, $m_0 = 5.^m3$といふ材料から

$$\alpha = 272.°0$$

$$\delta = +34.°5$$

$$M = 0.''2158$$

と見出した。尙太陽の速度Vを見出す爲に$\mu > 0.''17$, $m > 7^m$といふ著しい視差の知れた九十一個の星の平均

$$\pi_0 = 0.''056 \qquad \mu_0 = 0.''486$$

といふ塲合に前の二樣の結果を補足し(Extrapolate)

$$M = 0.''320$$

と得た。よつて

$$\frac{M}{\pi} = 5.71$$

然るに一方に於て$M = \frac{D}{\rho}$。從つて太陽の速度を每秒V粁とし、地球公轉の軌道の半徑をaとすると

$$\frac{M}{\pi}=\frac{D}{\pi\rho}=\frac{V\times60\times60\times24\times365}{a}$$

$$=\frac{V\times3.15\times10^7}{15\times10^7}$$

之を前の値と等しとおきVを求めると

$$V=27{\cdot}0\,\frac{km}{sec}$$

なほ色々の吟味を遂げて最後に

$$\alpha=270.^\circ7$$

$$\delta=+34.^\circ3$$

$$V=24\,\frac{km}{sec}$$

と斷定したのであるが此向點の位置はほゞ織女星(Vega)の近傍でヘルクレス座(Hercules)のあたりに相當し、今日一般の學者に是認されて居る。

リック天文臺長キャメル(Campbell)は1193個の星の視線速度を實測し、是等の星を天球の部位に應じて80の群に分ちて吟味し

$$\alpha=268.^\circ5$$

$$\delta=+25.^\circ3$$

$$V=19.5\,\frac{km}{sec}$$

といふ結果を得たがVは此方が正しいと認められてゐる。

即ち大凡次の結果が一般に採用せられて居る。

$$\alpha=270^\circ$$

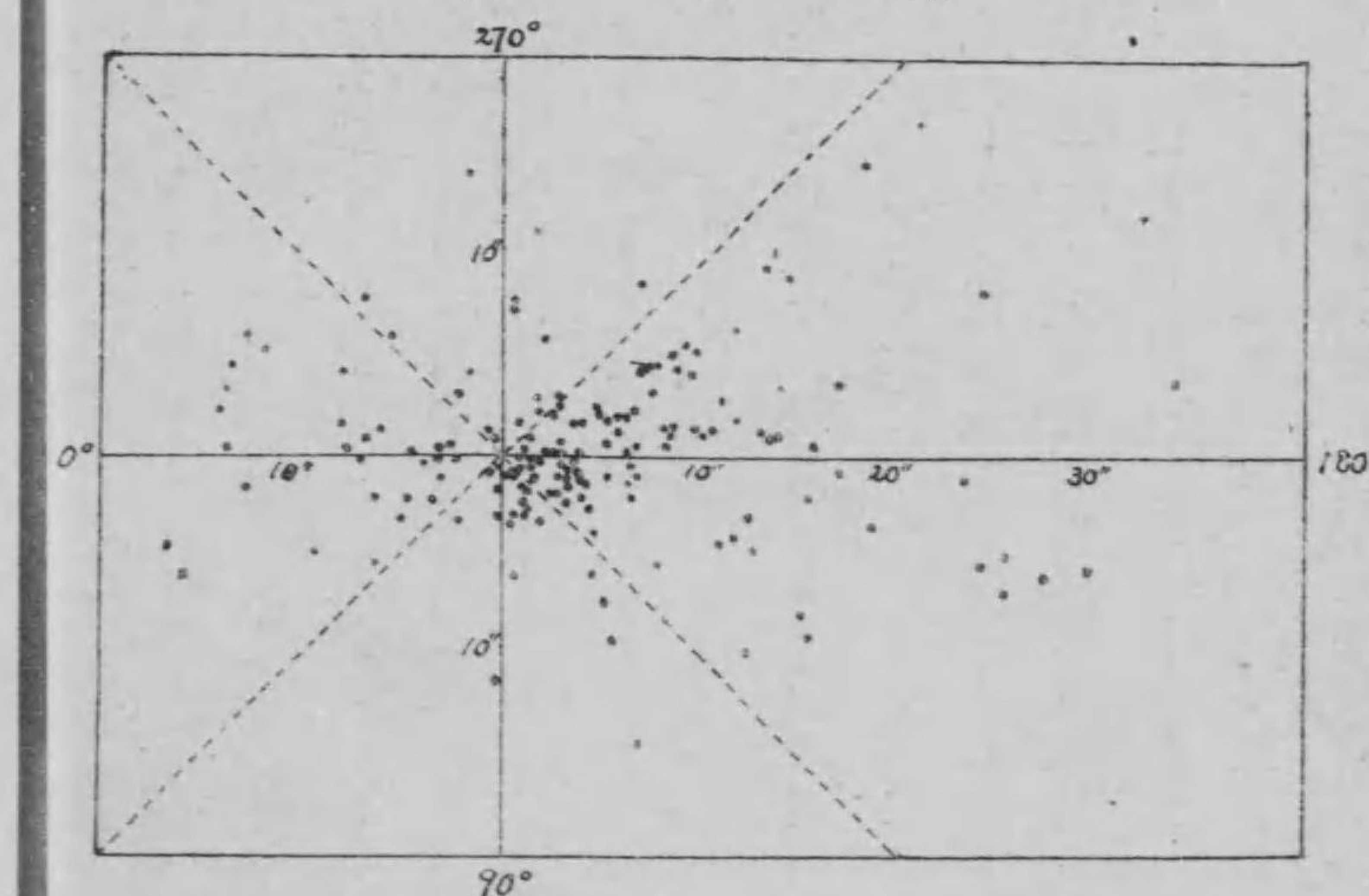
$$\delta=+34^\circ$$

$$V=19.5\,\frac{km}{sec}$$

以上では第一次近似として太陽系の運動によるものゝ外星の運動は無茶苦茶(at random)と假定したのであるが果して然るや否や、これは尙後章に論ずる。

ジョーンス(H. S. Jones, 1914)は北極方面の星の固有運動を研究し、これを夫れ夫れのスペクトル型に分けて吟味して居るが第六圖はA_5乃至F_9型の星に就き凡ての星が最初同一原點にありしものと假定して後、百年を經た時の星の分布のさまを示したものである。全體の重心が原點から右の方にうつつてゐるのは即ち太陽の運動の影響である。同一原點に在つたものが廣く散ばつたのは

第六圖



A_5-F_9 群の固有運動　(Jones, 1914)

夫れ〳〵の星の自己運動のためである。圖に於て上下よりは左右の方に餘計に散らばつてゐるのはこれは二大星流と稱する現象の爲めなのでこのことは後にくわしく述べる。

平均距離　太陽系の運動を見出した方法を逆に應用すれば夫れ〳〵の部類の星の平均距離が分る。即ち太陽の運動の爲めに生ずるその部類の星の平均視差運動(Parallactic motion)が知れて居るならば

$$\frac{\mu}{\sin\lambda} = M$$

からしてMが分り更にキャメルの結果

スペクトル型による平均距離

ボッス($5.^m0$)					キャメル($4.^m3$)				
スペクトル	數	μ	M	π	スペクトル	數	π	U	π
O_e5−B5	(490)	0.0240	0.0273	0.0066	B0−B5	(312)	0.0078	6.2	0.0060
B8−A4	(1647)	.0456	.0408	.0100	B8, B9	(90)	.0182	6.7	.0129
A5−F8	(656)	.0771	.0499	.0121	A	(172)	.0388	10.5	.0166
G	(414)	.0524	.0312	.0076	F	(180)	.1075	14.4	.0354
K	(1227)	.0574	.0403	.0098	G	(118)	.0747	15.9	.0323
M	(222)	0.0499	0.0329	0.0080	K	(346)	.0516	16.8	.0146
					M	(71)	0.0384	17.1	0.0106

$$\frac{M}{\pi}=4.1$$

からしてπ従つて平均距離が知れる。例へばスペクトルの型によつて種々の部類に分ちその平均距離を算出したボッスとキャメルとの結果を前表に掲げた。表中πは太陽の運動の方向と直角なる方向の角速度をあらはしUは視線の方向に於ける速度(毎秒粁)をあらはす。括弧内の數字は統計に採用せる星の平均光度である。

F、Gなど太陽に類似した星は比較的π大きく即ち太陽に近いのは注意すべきことである。

尙ほ光度小なる星に對し同様なる方法を應用したる結果平均光度一〇・五なる星の平均距離は

カプタインによれば　$0.''0039$

コムストック(Comstock)によれば　$0.''0045$

と算定されてゐる。

宇宙の構造　宇宙の構造を論じそれが何處まで擴がつて居るかを吟味しようとするには成るべく絶對光度の大なるもの即ち光の遠きに達するものをとりて論じなければならぬ。さて絶對光度は星のスペクトル型及其物理的狀態によるものである。先づスペクトル型の所謂若い星O、B等は大なる光度を有しA、F、G、K、Mの順序に次第に光が弱くなつてゐる。尙詳しくは第八講の第二十七圖に見る樣に左の端のB、Aの方には光度の大なるもの多くF、G以下のは二種に分れて一部分は大きい光度を有つて居るのもあるが大體は次第に光度が弱くなり、凡そ型一つ毎に二等程づゝ光が低下してゐる。F、G、K等の黄色星即ちわが太陽に似た星の絶對光度は零等附近である。實際わが太陽の見掛けの光度は$-26.^{m}1$であるが之を視差$1''$の距離に遠ざけると光の强さは

$$\frac{1}{206265^2} \doteqdot \frac{1}{4\times10^{10}}$$

に減ずる。百倍(10^2)毎に五等ちがふのであるから10^{10}では五等の五倍即ち二十五等相違し更に約四倍の光の差は一・六等程の差に當るから、わが太陽が$1''$の視差の距離におかれた時の光度即ち絶對光度は現にみる光度よりも二六・六等ほど小さくなる。結局$26.^{m}6-26.^{m}1=0.^{m}5$まづ凡そ零等星と一等との中間に位す

る譯である。星の絶對光度は又星の物理的狀態にもよるもので例へばデルタ・ケフアイ式の變光星(δ Cephei Variables)はスペクトルは太陽型であつて餘り若くはない型の方であるが其絶對光度は非常に大きく、恐らく太陽よりは七等も明るからうとのことである。

ヘルツスプルングはデルタ・ケフアイ式變光星及び O.5 型の星が其視線速度の大なるに比して固有運動(角速度)は非常に小さいことに注目し運動視察法から其距離の大なるべきを推察し、三角法及び寸馬豆人法を併用して其距離と平均絶對光度とを算出した。其方法の大體は假りに同一種類のもの全體に對して絶對光度を同一と看做し、夫等を零等星に見ゆる距離に近づけた時の向點に向へる方向の固有運動を算出し、又各々の星の方向と向點の方向との間の角度λを知れば曩に述べた如く D/p 即ちMは

$$M = \frac{\nu_0}{\sin\lambda}$$

よりて是等數多の星から得たMの平均をとるのに各々の値の効率 (Weight) を $\sin^2\lambda$ に比例するととれば、平均の視差運動 M_0 は

従つて

$$M_0 = \frac{\Sigma\nu_0 \sin\lambda}{\Sigma \sin^2\lambda}$$

$$\pi_0'' = \frac{M_0}{4.1}$$

此距離にありては零等星に見ゆるのであるから、もし $\pi = 1''$ にありとした時の絶對光度は平均

$$m = 5\log\frac{\pi_n''}{1''} = 5\log\pi_0''$$

である譯である。實際の數を次の表に示す

同様に十七個の O.5 型星から

$$M_0 = +0.''181 \pm 0.''047$$

$$\pi_0'' = +0.''013 \pm 0.''011$$

$\pi = 1''$ なる時の絶對光度 $= -6.8^m \pm 0.6^m$

尤も尚此上に絶對光度の必しも同一ならざる分布則によりて修正を要する。かくして求めたる平均の絶對光度から一つ々々の星の大凡の距離を定めることが出來(寸馬豆人法)よりて空間に於けるδケフアイ式變光星及 O.5 型星の分

δ-ケフアイ式變光星

名稱	週期	光度		ν_0	λ	$\nu_0 \sin\lambda$	$\frac{\nu_0}{\sin\lambda}$
α Urs. min.	$3^{\mathrm{d}}.97$	$2^{\mathrm{m}}.09-$	$2^{\mathrm{m}}.15$	$+0''.11$	60°	$+0''.09$	$+0''.13$
SU Cassiop.	1.95	6.06	6.40	+ .25	75	+ .24	+ .26
RT Aurigae	3.75	5.0	5.6	.28	118	.25	.32
ζ Geminor.	10.15	3.72	4.28	.06	126	.05	.07
l Carinae	35.52	3.6	5.0	.20	133	.15	.27
X Sagittarii	7.01	4.35	5.02	.20	59	.17	.23
W 〃	7.59	4.29	5.14	.11	61	.10	.13
Y 〃	5.77	5.44	6.18	+ .17	50	+ .13	+ .22
κ Pavonis	9.09	3.8	5.2	− .13	98	− .13	− .13
η Aquilae	7.18	3.66	4.45	+ .08	39	+ .05	+ .13
S Sagittae	8.38	5.46	6.09	.06	30	.03	.12
T Vulpec.	4.44	5.53	6.13	.15	36	.09	.26
δ Cephei	$5^{\mathrm{d}}.37$	$3^{\mathrm{m}}.70-$	$4^{\mathrm{m}}.58$	$+0''.10$	52°	$+0''.08$	$+0''.11$

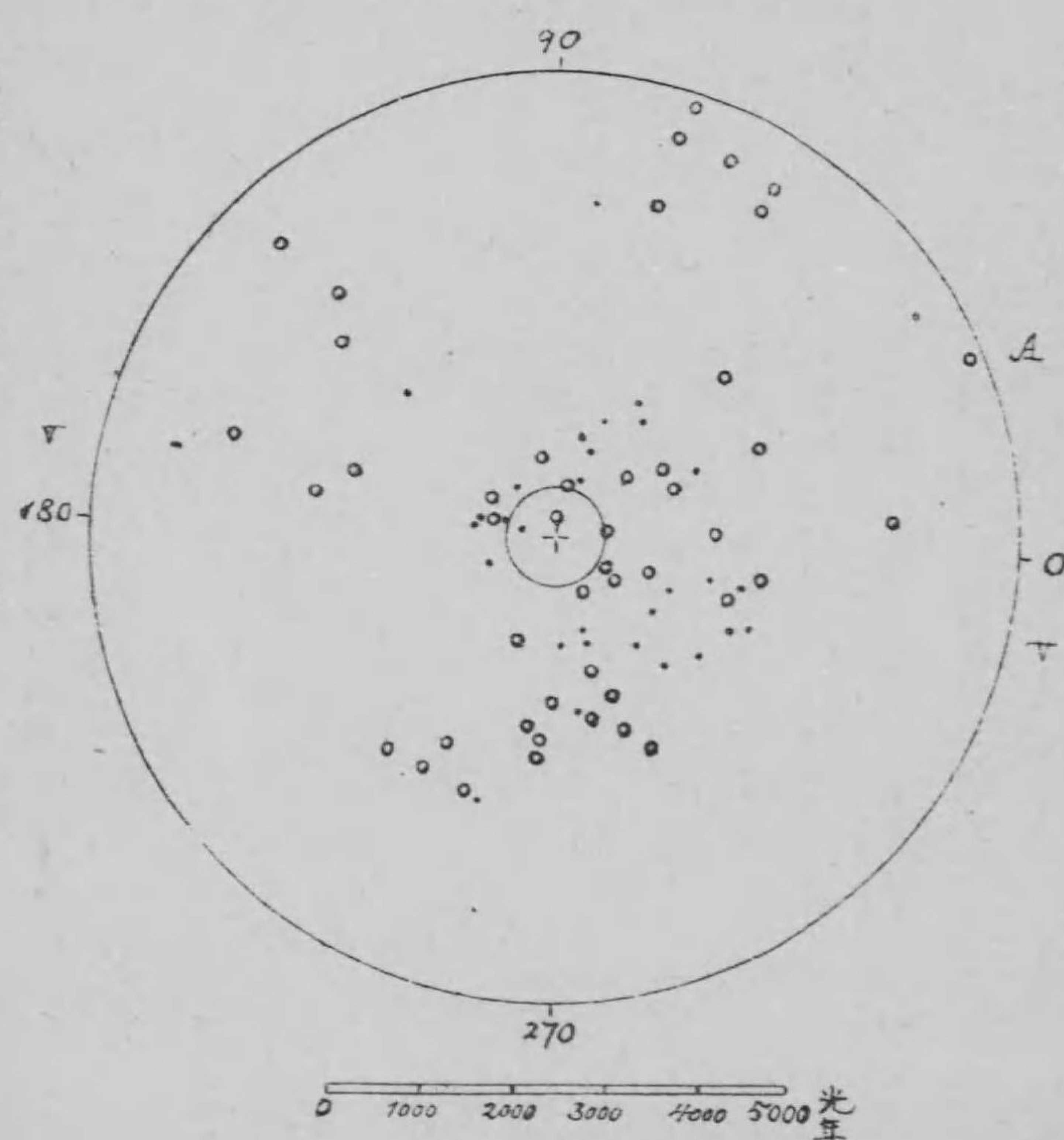
$$M_0 = 0.''156 \pm 0.''037$$

$$\pi_0'' = +0.''037 \pm 0.''009$$

$\pi = 1''$ なる時の絕對光度 $= -7^{\mathrm{m}}.15 \pm 0^{\mathrm{m}}.5$

第七圖

ケフアイ式變光星及び O_e5 星の分布



○ δ ケフアイ式變光星

● O_e5 型の星

(Hertzsprung, 1912)

布を明かにすることが出來る譯である。第七圖は上の結果を銀河の平面に射影し之をほゞ10^{13}分の一に縮小したもので此圖上ではわが太陽系全體も漸く分子の大さに過ぎない。圖の圓の直徑を行くのには光の速さを以てしても壹萬年、太陽の運動の速度一秒二十粁といふのを以てすれば實に一億五千萬年を要する譯である。

δケファイ式變光星は六十八程あるが之が銀河面の南北の分布は±296光年に跨り平均距離は南方123光年である。之から見ればδケファイ式變光星の分布の範圍は短徑と長徑との比が約1/7なる扁平楕圓體であつてわが太陽系は其の中心から北の方百二十三光年ずれた所に在る譯である、加之横ざまにも稍ふれて居て決してわが太陽系が此世界の中心に居らぬことがわかる。同様に八十四個のO,5型星の世界は扁平率1/14なる楕圓形である。

ボッスの星表中B型星752ある中655即ち此種類の星全體の87%は銀河の南北±30°に在り、更に其中の48.7%即ちB型の星全體の42.4%に當る319だけは銀河經度217°乃至360°の間に偏在して居る。カプタインは最近に(Kapteyn, 1914)此楔狀の部分に分布せるB型の星を取つて其運動により其分布の狀態を研究した。それによればB型の星の自己運動は甚小であつて銀河面に平行なるものがあり、これに大部分視差運動が加はれるものである。その運動の正反對の方向、即ち發散點は

$$\alpha = 18^{h}\,18^{m} \qquad \delta = +42^{\circ}$$

而して速度Vは發散點から正反對の方向に向つて

18.3 粁(毎秒)

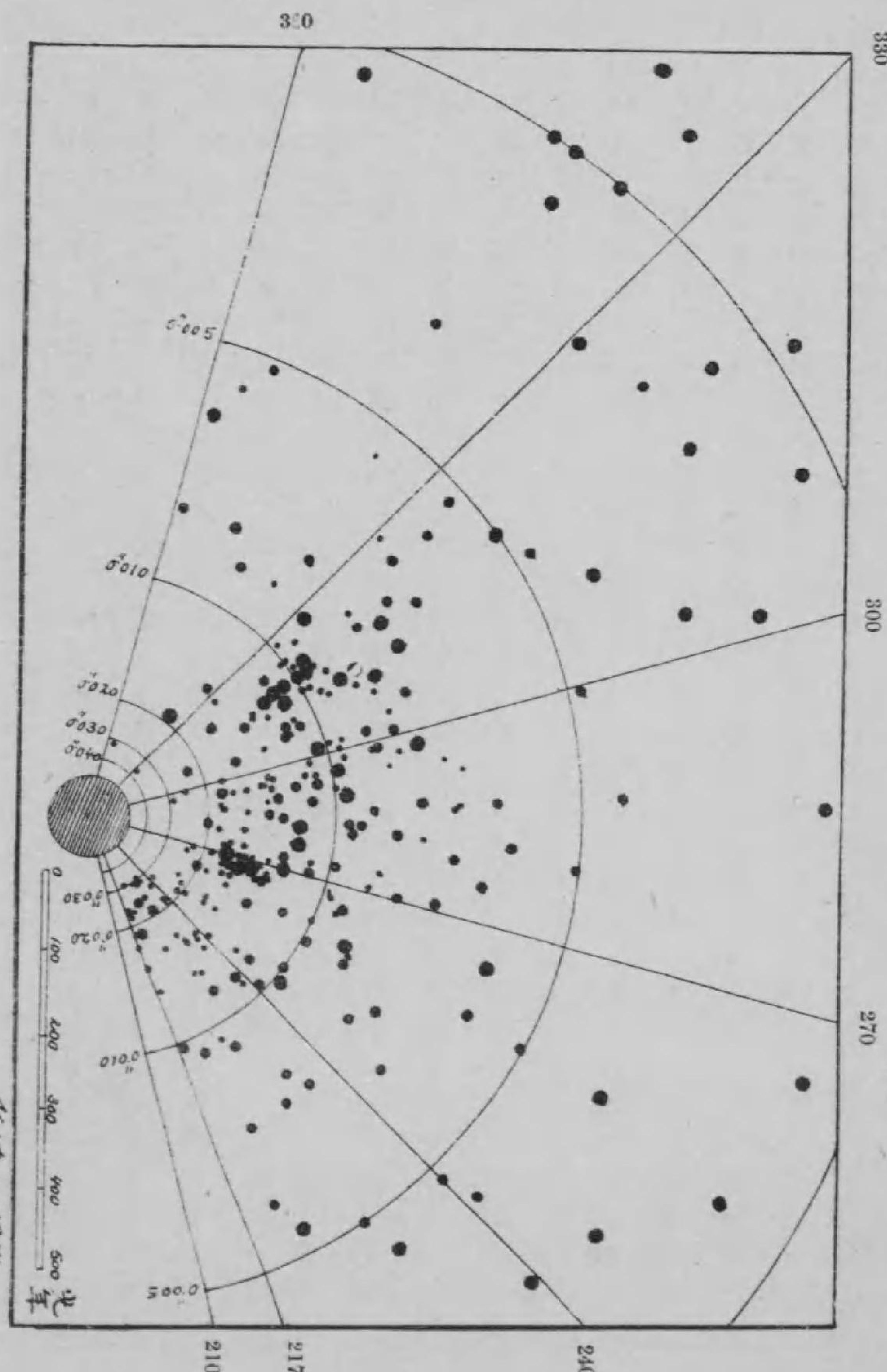
であると算出せらる。前に計算した太陽系の運動の向き及大さ

$$\alpha = 18^{h} \qquad \delta = +34^{\circ} \qquad V = 19.5\ 粁(毎秒)$$

の値と多少異つて居るのは夫だけB型星の固有運動があるからである。倘此總體の運動が分明すればゞ各個の星の固有運動の大さと比較して其距離を算出することが出來る。これから次圖の様な分布を明かにすることが出來た。

圖中丸の大小は絕對光度の强弱をあらはす。

尙注意すべきことはB型星の分布は比較的宇宙の一部分に限られて居てあ



まり散漫して居ないことである。即ち距離は太陽から0.″04乃至0.″004の間に跨り、銀河經度217°乃至330°銀河緯度±30°の間に分布し而かも幾らか揃つた運動をなせるものであるから、いはゞB型の星は一の集團をして居るものと思はれる。カプタインはこれに物理的集團(Physical Group)の名を與へてゐる。

既に距離が分明すればこれと見掛けの光度とから其絶對光度も知らるゝ譯でカプタインの研究によればB_0乃至B_5に就いては平均$M=-4^{m}.1$の上下に跨り、なほ其配布範圍の模様は誤差論の平均誤差(Mean error)に當るものであらはせば$\pm 1^{m}.2$であらはさるゝ。同様にB_8乃至B_9に就いては$M=-3^{m}.0$範圍は$\pm 1^{m}.4$に亘る。尙比較のため凡ての型、あらゆる星に就いて云へば平均の絶對光度は$M=+4^{m}.5$範圍は$\pm 2^{m}.9$ (Kapteyn, 1904)となると云ふ。但しこのあらゆる星全體の平均絶對光度はヘルツスプルング(Hertzsprung, 1910)の研究によれば$M=+7^{m}.7$範圍は$\pm 3^{m}.0$である(本講後段第十一圖參照)。兩者の差は餘り大きくはないが比較的後者の方がよく事實に合ふ樣に思はれる。

B型星の分布の密度を表にしてあらはせば

距離(單位光年)	密度
0 — 80	1.00
80　100	0.93
100　130	0.56
130　160	0.21
160　200	0.07
200　320	0.06
320　410	0.04

統計星學　以上は主に絶對光度の大なるもの即ち光の遠くに達するものに就いて其分布を吟味し我が宇宙の大體の骨組を拵らへたのであるが、さて多數の星は其間にどう分布されてあるか、前上の骨格に附すべき筋肉は如何。これは統計的大數計算法によらなければならぬ。

星に關する或る性質例へば其光度であれ其速度であれ、これが異る星に應じて異なる大さを有するとする。之をEとあらはす。此Eを我等が地球から觀測して見掛けの大さeを得たとするとeは一般にE並に地球から星までの距離rの函數である

$$e = e(\mathrm{E}, r)\quad 或は\quad \mathrm{E} = \mathrm{E}(e, r)$$

地球を中心としr及び$r + dr$なる二つの半徑を有する同心球をとると此二球の間にある空間の體積は$4\pi r^2 dr$で、これを中心に於けるωなる立體角を有する錐で截る時は其部分の體積は

$$\omega r^2 dr$$

である。Dを以て星の分布の密度、即ち單位體積內の星の數をあらはす、之は一般にrの函數、尙又天球上の方向によりても異なるものであるがω及drを小さくとれば其部分だけでは一樣と考へ得るとする。該體積內の星の數は

$$\mathrm{D}\,\omega r^2 dr$$

だけである。其中E乃至E＋dEなる如き星の步合(Proportion)又は比較數(Relative frequency)を$p d\mathrm{E}$とする、從つて

$$\int_{(あらゆる位相)} p\,d\mathrm{E} = 1$$

Pは啻にEのみならず一般にはrをも含む函數である。而かも之を連續函數と考えよう。該體積内の絕對數(Absolute frequency)は

$$D\omega r^2 dr\,\chi(E,r)\,dE$$

或はEをeであらはせば

$$D\omega r^2 dr\,\chi(E,r)\frac{dE}{de}de$$

仍てωなる錐體內にあつてe乃至$e+de$なる見掛けの大さを有する星の總數は

$$a(e)de=\int_0^\infty D\omega r^2 dr\,\chi(E,r)\frac{dE}{de}de$$

故に

$$a(e)=\omega\int_0^\infty D(r)\,p(E,r)\frac{dE}{de}r^2dr$$

例へばEを星の光の强さLとすればeは見掛けの光の强さlとなる。假りに空間に光の吸收が無いものとすれば

$$l=\frac{L}{r^2}=10^{-0.4m}$$　(mは光度)

である。光の强さLの分布が空間至る所一様であるとし之を$\varphi(L)$とすれば

$p(E,r)$の代りにφをとればよい。

$$\int_0^\infty \varphi(L)dL=1$$

ωに等しき視野を有する望遠鏡內にあらはるゝ見掛けの光の强さl乃至$l+dl$なる如き星の總數を$\Gamma(l)dl$とすれば

$$E(l)=\omega\int_0^\infty \Gamma(r)\varphi(lr^2)r^4dr$$

次にEを星の視線方向に直角なる方向の速度vとするとeは所謂固有運動τに相當する。而して

$$v=\rho\tau$$

仍てv乃至$v+dv$なる速度を有る星の歩合を$\psi(v)$とすれば

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\psi(v)dv=1$$

$$\Gamma(\tau)=\omega\int_0^\infty D(r)\psi(\tau r)r^3dr$$

其他例へばEを連星の二星間の距離の視線方向に直角なる方向の射影とすればeは見掛けの角距離に相當し又上と同様の積分方程式が得らるゝ。

$a(e)$ は我等が地上の觀測から之を知り得るものであるが尚此外に觀測から知れるものは所謂視差である。ω 内にあつて見掛けの光の强さが l 乃至 $l+dl$ なる如き星の平均の視差を $\pi(l)$ とすれば視差は $\frac{1}{r}$ であらはさるゝから

$$\pi(l)=\frac{\omega\int_0^\infty \frac{1}{r}\mathrm{D}(r)\varphi(lr^2)r^4dr}{\omega\int_0^\infty \mathrm{D}(r)\varphi(lr^2)r^4dr}$$

或は

$$\pi(l).\ \mathrm{B}(l)=\omega\int_0^\infty \mathrm{D}(r)\varphi(lr^2)r^3dr$$

以上一括して再記すれば

$$\mathrm{I}(l)=\omega\int_0^\infty \mathrm{D}(r)\varphi(lr^2)r^4dr \qquad (1)$$

$$\pi(l).\ \mathrm{B}(l)=\omega\int_0^\infty \mathrm{D}(r)\varphi(lr^2)r^3dr \qquad (2)$$

$$\mathrm{F}(\tau)=\omega\int_0^\infty \mathrm{D}(r)\psi(r\tau)r^3dr \qquad (3)$$

これ所謂聯立積分方程式 (Simultaneous integral equations) である。茲にB、π、Fは直接觀測から知れるものであるから數學的にいへば是等既知函數を含める積分方程式を解いて未知函數D、φ、ψを求むればよい譯である。併し乍ら現在では$\pi(l)$は爾かくよく定め得ないのであるから單に(1)又は(3)のみからφやψを假定してDを定める。又は姑息ではあるがψ及びDを假定してFが事實とあふ樣に盲探しにすることすらある。

是等の研究はゼーリガー (Seeliger) シュワルツシルド (Schwarzschild) シャーリェー (Charlier) 等の理論家、カプタイン (Kapteyn) コムストック (Comstock) 等の統計天文家の啓發による所が多い。

數學的の極一般の解法はシュワルツシルドが極めて巧みに解いてある。一般に適合するものであるから梗概を次に掲げる。

先づ簡單の爲に次の如くおく

$$r=e^{-\rho} \qquad l=e^{2x}$$

$$\omega\,\mathrm{D}(r)r^5=\omega\,\mathrm{D}(e^{-\rho})e^{-5\rho}=\Delta(\rho)$$

$$\varphi(lr^2)=\varphi(e^{-2(x+\rho)})=\Psi(x+\rho)$$

$$\Gamma(l) = \mathrm{B}(e^{-2x}) = b(x)$$

$$\pi(l)\mathrm{B}(l) = \pi(e^{-2x})\,\mathrm{B}(e^{-2x}) = c(x)$$

仍て積分方程式(1)(2)は

$$b(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Lambda(\rho)\,\Phi(x+\rho)\,d\rho \qquad (\mathrm{I})$$

$$c(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Lambda(\rho)\,\Phi(x+\rho)\,e^{\rho}\,d\rho \qquad (\mathrm{II})$$

先づ次の豫備定理を證しておかう。

$$\mathrm{I}(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,e^{xyi}\,dx \qquad i = \sqrt{-1}$$

が收斂なる時は又

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{I}(y)\,e^{-xyi}\,dy$$

である。

其故は前者が收斂であるから無限級數

$$\mathrm{F}(y) = \alpha\sum_{m=-\infty}^{+\infty} f(m\alpha)\,e^{m\alpha yi}$$

も亦收斂する。此兩邊に $e^{-r\alpha yi}dy$ を乘じ且つ $-\frac{\pi}{\alpha}$ より $+\frac{\pi}{\alpha}$ まで積分すると

$$\int_{-\frac{\pi}{\alpha}}^{+\frac{\pi}{\alpha}} \mathrm{F}(y)\,e^{-r\alpha yi}\,dy = 2\pi f(r\alpha)$$

或は $r\alpha = x$ とおけば

$$f(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\frac{\pi}{\alpha}}^{+\frac{\pi}{\alpha}} \mathrm{F}(y)\,e^{-xyi}\,dy$$

然るに α の無限小なる極限の場合には

$$\lim_{\alpha=0} \frac{\mathrm{F}(y)}{\sqrt{2\pi}} = \mathrm{I}(y)$$

となるから結局

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{I}(y)\,e^{-xyi}\,dy$$

二個フーリエー函數(Fourier's functions) $\mathrm{I}(y)$ と $f(x)$ とは互に共軛(Conjugate)であるといふ。Iを便宜上 $f^{-1}(y)$ とあらはせば上の結果は

$$f^{-1}(y)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}f(x)e^{xyi}dx$$

$$f(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}f^{-1}(y)e^{-xyi}dy$$

さて本問題に立戻る、

（第一）　先づ b と Φ とを既知と看做して Δ を求めよう。(I)の兩邊に $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{xyi}dx$ を乘じて積分すると

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}b(x)e^{xyi}dx=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}dx\int_{-\infty}^{+\infty}\Delta(\rho)\Phi(x+\rho)e^{xyi}d\rho$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\Delta(\rho)e^{-\rho yi}d\rho\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi(x+\rho)e^{(x+\rho)yi}dx$$

豫備定理によつて

$$b^{-1}(y)=\sqrt{2\pi}\;\Delta^{-1}(-y).\,\Phi^{-1}(y)$$

從つて

$$\Delta^{-1}(y)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,\frac{b^{-1}(-y)}{\Phi^{-1}(-y)}$$

b、Φ が既知なれば b^{-1} Φ^{-1} も既知、從つて Δ^{-1} が與へられ結局 Δ も分明する。

（第二）　$b(x)$ 及び $c(x)$ が既知として Δ 及 Φ を求めよう。先づ前の手續きで

$$b^{-1}(y)=\sqrt{2\pi}\;\Delta^{-1}(-y)\,\Phi^{-1}(y)$$

次に之を得たと同じ手續きを(II)に施せば

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}c(x)e^{xyi}dx=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\Delta(\rho)e^{-\rho yi+\rho}d\rho\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi(x+\rho)e^{(x+\rho)yi}dx$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\Delta(\rho)e^{-\rho i(y+i)}d\rho\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi(x)e^{xyi}dx$$

共軛フーリエー函數の定理は虛變數を含む函數にも適用出來るから上式から

$$c^{-1}(y)=\sqrt{2\pi}\;\Delta^{-1}(-(i+y)).\,\Phi^{-1}(y)$$

此結果と前の結果とから $\Phi^{-1}(y)$ を消去すると

$$\frac{b^{-1}(y)}{c^{-1}(y)}=\frac{\Delta^{-1}(-y)}{\Delta^{-1}(-(i+y))}$$

$$i y = \eta$$

とおくと

$$y = -i\eta$$

$$-y = i\eta$$

$$-y - i = i(\eta - 1)$$

尚ほ

$$\Delta^{-1}(i\eta) = e^{\psi(\eta)}$$

及び

$$\frac{b^{-1}(-i\eta)}{c^{-1}(-i\eta)} = e^{c(\eta)}$$

とおけば結局

$$c(\eta) = \psi(\eta) - \psi(\eta - \ )$$

これ所謂有限差方程式(Equation of finite difference)で既知の c から ψ を求めることが出來、從つて Δ が求め得られる。

實際上には光の强さよりも光度をとつて考ふる方が便宜であるから、之に直してをかう。先づ

$$m = +2.5 \log \frac{l_0}{l}$$

$2.5 \log l_0 = \mu$ (人によつてとり方が異るが兎に角常數である)とすれば

$$m = \mu - 2.5 \log l$$

之にならつて眞の光度に就ても

$$M = \mu - 2.5 \log L$$

とおく時は $L = l r^2$ であるから

$$M = \mu - 2.5 \log l - 5 \log r$$

$$= m - 5 \log r$$

となる。仍て冐頭の公式中に $E = M$, $e = m$ とおけば

$$a(m) = \omega \int_0^\infty D(r)\varphi_s(m - 5\log r) r^2 dr$$

となる。爰に $\varphi_s(M)dM$ は M 乃至 $M + dM$ なる如き星の步合をあらはす。

今右の式を前の一般の積分方程式の形に齎らすために

$$-5 log r = \rho$$

即ち

$$r = 10^{-\frac{\rho}{5}} = e^{-0.4605\cdots\rho} = e^{-b\rho}$$

及び

$$-\omega D(r) r^2 dr = \omega D(e^{-b\rho}) e^{-3b\rho} b d\rho = \varDelta_0(\rho) d\rho$$

とおくと

$$a(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varDelta_0(\rho) \cdot \varphi_0(m+\rho) d\rho$$

これ前の(I)と同じである。

シャーリエー(Chalier)は

$$a(m) = ce^{-\frac{(m-m_0)^2}{2k^2}}$$

$$\varphi_0(M) = Ce^{-\frac{(M-M_0)^2}{2K^2}}$$

と假定して$\varDelta_0$従つてDを求めてみた。第一の解により

$$a^{-1}(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} ce^{-\frac{(x-m_0)^2}{2k_\infty}} (cos yx + i sin yx) dx$$

$$= cke^{-\frac{k^2 y^2}{2} + i m_0 y}$$

及び

$$\varphi_0^{-1}(y) = CKe^{-\frac{K^2 y^2}{2} + i M_0 y}$$

従つて

$$\varDelta_0^{-1}(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{a^{-1}(-y)}{\varphi_0^{-1}(-y)} = \frac{ck}{\sqrt{2\pi}\, CK} e^{\frac{(k^2-K^2)y^2}{2} - i(m_0 - M_0) y}$$

共軛フーリエー函數をとり

$$\varDelta(x) = C_1 e^{-\frac{(x-\overline{M_0-m_0})^2}{2\sigma^2}}$$

爰に

$$\sigma^2 = k^2 - K^2 \qquad C_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{ck}{CK\sigma}$$

結局

$$D(e^{-bx}) = \frac{1}{\omega b} \varDelta(x) e^{3bx}$$

$$= C_2 e^{-\frac{(x-\overline{M_0-m_0})^2}{2\sigma^2} + 3bx}$$

シャーリエーはこゝにあらはれる常數は天の所々によりて値を異にするから別々に定めねばならぬとし天球を四十八箇の等面積の部分に區劃して吟味してゐる。

なほ上に(I)の變形を得たる如く(II)の變形は

$$a(m)\mathrm{M}_m(\pi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varDelta_0(\rho)\,\varphi_0(m+\rho)e^{b\rho}\,d\rho$$

こゝに$\mathrm{M}_m(\pi)$は見掛けの光度がm乃至$m+dm$なるものゝ平均視差をあらはす。

若し固有運動の分布從つて視線に直角なる方向に於ける其射影Pの分布が距離rに關せぬものとすれば

$$\tau = \frac{\mathrm{P}}{r} = \mathrm{P}\pi$$

から直に

$$\mathrm{M}_m(\tau) = \mathrm{M(P)}\,\mathrm{M}_m(\pi)$$

即ち

$$\mathrm{M}_m(\pi) = \frac{\mathrm{M}_m(\tau)}{\mathrm{M(P)}}$$

之を上式に入れると

$$a(m)\mathrm{M}_m(\tau) = \mathrm{M(P)}\int_{-\infty}^{+\infty} \varDelta_0(\rho)\,\varphi_0(m+\rho)e^{-b\rho}\,d\rho$$

若し假りに

$$\varDelta_0(y) = \frac{\mathrm{C}}{\sigma_1\sqrt{2\pi}}\,e^{-\frac{(y-m_0)^2}{2\sigma_1^2}} \qquad \varphi_0(y) = \frac{1}{\sigma_2\sqrt{2\pi}}\,e^{-\frac{(y-m_0)^2}{2\sigma_2^2}}$$

として見ると前上の積分式から

$$a(m) = \frac{\mathrm{C}}{\sqrt{2\pi(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}}\,e^{-\frac{(m-(m_2-m_1))^2}{2(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}}$$

$$\mathrm{M}_m(\tau) = \mathrm{M(P)}\,e^{b\frac{m_1\sigma_2^2+(m_2-m_1)\sigma_1^2}{\sigma_1^2+\sigma_2^2}+b^2\frac{\sigma_1^2\sigma_2^2}{2(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}}$$

なる結果を得る。されば逆に觀測上

$$a(m) = \frac{\mathrm{C}_1}{k\sqrt{2\pi}}\,e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2k^2}}$$

$$\mathrm{M}_m(\tau) = \mathrm{K}\,e^{-\lambda m}$$

なることが知れてゐるならば前の積分方程式を解くまでもなく$\varDelta_0$及φ_0即ち密度及光度の分布律は右に掲げた樣なものなるべき筈である。（積分方程式の解

の唯一性(Uniqueness of solution)を假定すれば

實際シュワルツシルドの解は美は美なりと雖も共軛フーリエー函數の其積分を求めるのに極めて困難なる觀がある。之に反して(1)(2)(3)の積分方程式の積分符號の下の函數を假定するときには其積分が容易である。但これは其計算の結果をして觀測と一致せしめるといふのであるから勿論姑息なることは免れぬ、又未知二函數を假定するのであるから、たとひ結果が觀測と一致するからとて原二函數は之でなければならぬと主張し難い。唯如何せん、右いふ數式上の困難のみならず(1)(2)(3)を聯立と見んにも其平均視差などは前述べた樣に現在なほ數學の解析にかける程精確には觀測されて居らぬのであるから、旁止むを得ず姑息の方法をとるのである。尤も姑息とはいへ事實ありさうな分布を假定するのであるから是等の研究も勿論尊重すべきものである。

一例としてグリーニッチ天文臺長ダイソン(Dyson)の星の固有運動の研究を次に掲げる。

既に前に見た通り固有運動に關して

$$F(\tau) = \omega \int_0^\infty D(r)\psi(r\tau) r^3 dr$$

なる關係がある。ダイソンは密度を

$$D(r) = A r^{\lambda-2} e^{-k^2 r^2} \qquad \lambda \doteqdot 1$$

とし固有運動の分布律を

$$\varphi(v) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 v^2}$$

とした。此後者は實際エッヂンドン(Eddington)も研究した樣に眞らしいのである。試みにキャメルの得たA型星の視線の方向の速度の分布を誤差の法則と比較して見た。尤も發散點に向へる速度は除き、これと直角の方向即ち何等一定の流れ(Systematic streaming)のなき方向に於ける速度を吟味して見たのに

速度(粁每秒)	誤差の法則による分布	觀測の結果
0 — 4.95	53.4	55
4.95 — 9.95	46.2	47
9.95 — 15.95	38.3	30
15.95 — 25.5	27.4	30

25.5−40	6.7	10
>40	0	0

の如く甚だよく一致してゐる。よつて是等の函數を前の(3)式

$$F(\tau)=\omega\int_0^\infty D(r)\varphi(r\tau)r^3dr$$

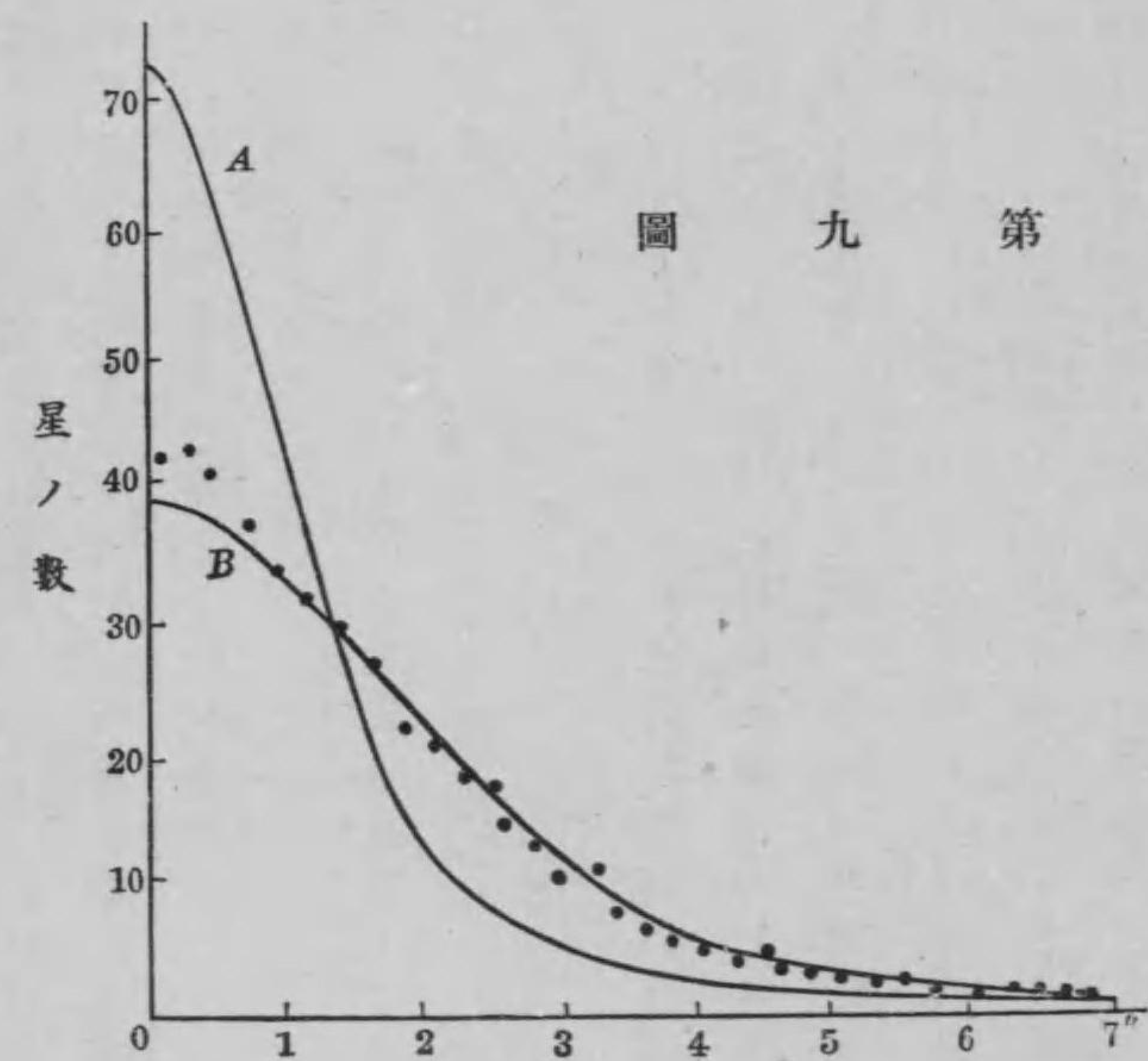
に入れて見ると

$$F(\tau)=\frac{Ah}{\sqrt{\pi}}\,d\tau\int_0^\infty r^{\lambda+1}e^{-(h^2\tau^2+k^2)r^2}dr$$

$$=C\frac{d\tau}{\alpha}\left(1+\frac{\tau^2}{\alpha^2}\right)^{-\frac{\lambda}{2}-1}$$

爰に$\alpha=\frac{k}{h}$でCは常數である。之は本來の分布律であるが實際之を觀測するときには觀測の誤差の爲に異なる數を得るであらう。今觀測の誤差を普通の誤差の法則によるものとし其等分誤差(Probable error)を百年毎に1.″0といふ速度とする。從つてτがある範圍τ_0乃至$\tau_0+d\tau_0$にある割合は前上の法則で與へらるゝけれども更に此誤差の爲にτ_0の若干はτ_1、若干はτ_2若干はτ_3といふ風に誤測せらるゝであらう。其究局の分布律を求め、之を實際の觀測の結果と比較して見ると第九圖の如く甚よく一致する。

第九圖



圖の橫線は百年間の固有運動を秒であらはしたもの、縱線は星の數である。Aは前上の法則に於て$\alpha=1.''4$, $\lambda=1$としたもの即ち

$$d\tau\left(1+\frac{\tau^2}{\alpha^2}\right)^{-1.5}$$

の分布を示し、Bは前述の觀測の誤差を見込んでの分布を示す。點々は即ち觀測の結果である。ダイソンは材料としてキャリングトン(Carrington)が一八五五・〇年の時における、北極を中心として9°の距離までた結る3735個の星に就いて觀測し

果にあとタイソン自身が一九〇〇年にグリーニッチで是等の星の位置を精確に觀測した結果とを比較し此間の變動を研究したのである。但しこれは前にのべた如く太陽の動く方向には直角なる方向の運動所謂横運動　(Cross proper motion) である。

若し考ふる方向にVなる速度の星流(太陽の運動の影響にまれ)ありとすれば分布律は

$$\varphi(v)=\frac{h}{\sqrt{\pi}}e^{-h^2(v-V)^2}$$

とすべきで此場合には前記固有運動の分布律は更に複雜となるけれども結局は矢張り前圖と同樣に極めて觀測の結果と一致することを認める。

さて密度を前述べた如くとれば平均視差 $\overline{\pi}$ は

$$\overline{\pi}=\int_0^\infty r^{\lambda-1}e^{-k^2r^2}dr:\int_0^\infty r^{\lambda}e^{-k^2r^2}dr=\frac{\Gamma\left(\frac{\lambda}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\lambda+1}{2}\right)}k$$

$\lambda=1$ とすれば

$$\overline{\pi}=\sqrt{\pi}k$$

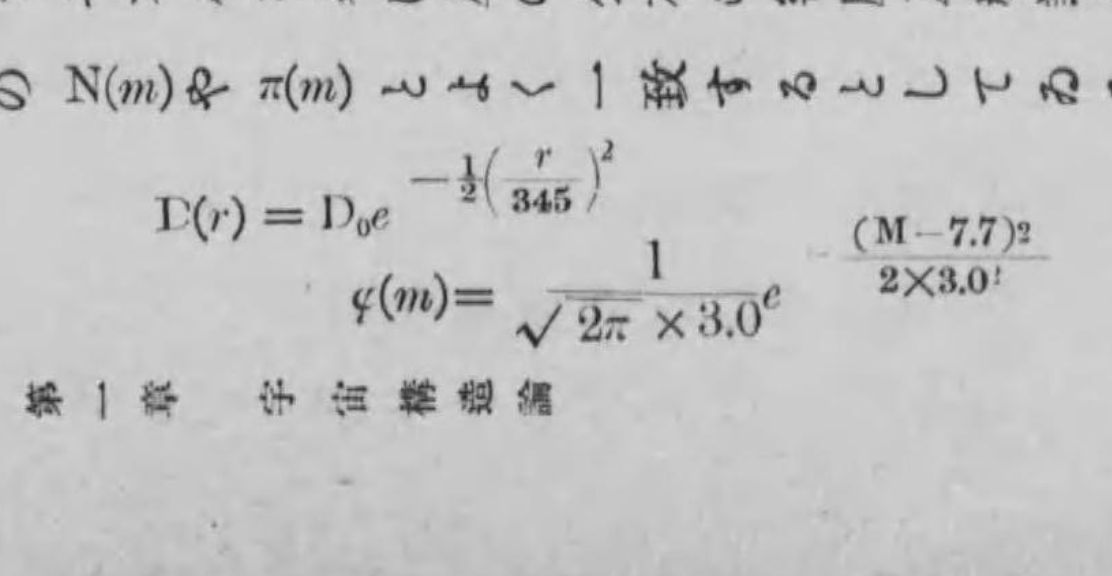
之を前に述べた視差運動から平均の視差を求めた値と等しとおけば k の値が出てくる。

$$\omega D(r)r^2dr \propto r^{\lambda}e^{-k^2r^2}dr$$

であるからかやうに λ 及び k が定まれば r 乃至 $r+dr$ の間にある星の數夫自身が定まる譯である。かくてダイソンはキャリングトンの星の分布に就き

$re^{-(0.00236)^2r^2}dr$ 及び

$r^{0.8}e^{-(0.00203)^2r^2}dr$ なる式を得た第十圖に之を示す。



第拾圖

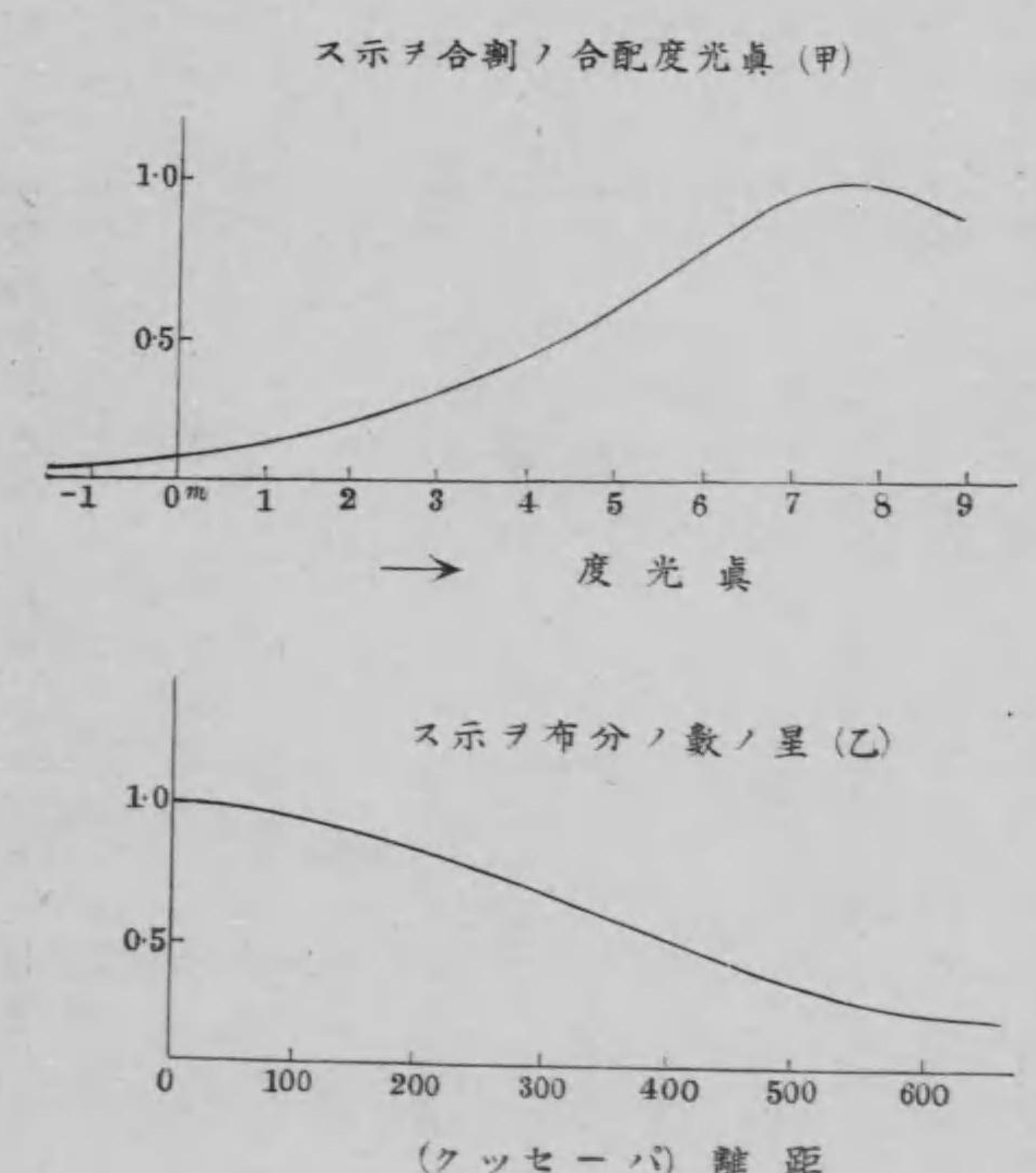
ヘルツスプルングは星の分布の密度及絶對光度の分布を次の如く假定し之で實測の N(m) や $\overline{\pi}(m)$ とよく一致するとしてゐる。

$$D(r)=D_0e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{345}\right)^2}\qquad (r:\text{パーセク})$$

$$\varphi(m)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\times3.0}e^{-\frac{(M-7.7)^2}{2\times3.0^2}}$$

之を圖にあらはせば第拾壹圖の如くになる

第拾壹圖



(Herzsprung. 1910)

十等星までの星の總數を五十七萬とし、空間に於ける光の吸收はないとして、右の假定を用ひて計算すれば其結果は次の如く觀測の値とよく一致する。

見掛けの光度	平均の視差		見掛けの光度	logNm	
	觀測値 (Kapteyn)	計算値		觀測値 (Seeliger)	計算値
0.7^m	0.″0977	0.″0841	1.5^m	1.31	1.09
2.7	.0385	.0357	2.5	1.83	1.69
4.0	.0205	.0219	3.75	2.45	2.42
5.0	.0147	.0158	4.75	2.96	3.00
6.0	.0129	.0117	5.75	3.50	3.56
7.0	.0089	.0090	6.75	4.01	4.11
8.5	.0063	.0064	7.5	4.39	4.51
10.5	.0045	.0046	9.2	5.27	5.37
12.4		.0035	11.16	6.22	6.27
14.4		.0030	13.90	7.43	7.33
16.4^m		0.″0025	14.84^m	7.69	7.64

以上の研究にはすはすべて星の絶對光度の無限大なるものまで假定して論じてゐる。實際分布律函數(否殆んどすべての自然科學に考ふる函數)を觀測に基いて定めようとする時には勿論絶對的の精密を期する譯にはゆかぬ。何等かの理想化を施さねばならぬ。普通には分布律函數は其考ふる數量(Argument)のある値のときに極大となり其兩側又は一方の側には次第に小さくなる。之を實際からいへば其等の材料(Specimen)が其處らには唯稀に生ずる。實に、ある限界以上を超えては一方又は兩方に於て全く材料の無いこともある。分布律函數は此限界以上にては全く零と定めてもよし或は極めて微小なる値をとるとしてもよい。

唯數學にかける上からいへば後の方がより簡單であるから此方が實際に多く用ひらるるのである。例へば誤差の法則にしても事實非常に大なる誤差は絕對的に無いのであるが之を理想化して

$$\frac{h}{\sqrt{\pi}}e^{-h^2x^2}dx$$

の如く無限の範圍に擴がれるものとする。併し乍ら此種の方法は常に必しも實際に適合してゐる譯では無く、ある性質は之でよくあらはされてゐても他のある性質は却て隱蔽さるゝ事がある。却てある限界以外には全然零なりと看做せばある性質がよくあらはさるゝこともある。

ゼーリガー(Seeliger)は此點に留意し絕對光度の分布律函數を前上の人々の如く爾かく無限大なる光度までも擴がれるものとせず、ある限界を考へ其以上の光度の分布は全然零とした。これは少くとも此點だけでは確かに事實とよく一致したものであらう。此種の例として次に之を示す。

ゼーリガーは問題をなるたけ一般にして論じてゐるが爰にはわざと其一二實際接近し得べき特別の場合を捉へよう。まづ星の絕對光度の分布從つて其最强光度も距離の函數であり得るが第一近似として之を距離に關せずとし最明るい星の光の强さをL_1(常數)とする。從つて見掛けの光の强さがl乃至$l+dl$なる星の數を考へるのには距離rが

$$\frac{L_1}{r^2}<l$$

なる如き處は考ふる必要が無い。つまり前に得た(1)(2)(3)の積分の上限を∞とする代りに

$$\sqrt{\frac{L_1}{l}}$$

とすればよい譯である。即ち(1)(2)は

$$B(l)=\omega\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}}D(r)\varphi(lr^2)r^4dr \qquad (1)'$$

$$\pi(l)B(l)=\omega\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}}D(r)\varphi(lr^2)r^3dr \qquad (2)'$$

となる。尙簡單にせん爲に

$$\sqrt{\frac{\mathrm{L}_1}{l}} = \zeta \qquad r = \sqrt{\frac{\mathrm{L}_1}{l}}\, x = \zeta x$$

$$\omega\, \mathrm{D}(r) r^4 = \chi(\zeta x)$$

$$\varphi(l r^2) = \varphi(\mathrm{L}_1 x^2) = \Phi_1(x)$$

$$\mathrm{B}(l) = \mathrm{B}\left(\frac{\mathrm{L}_1}{\zeta^2}\right) = \zeta f_1(\zeta)$$

とおくと前者は

$$f_1(\zeta) = \int_0^1 \chi(\zeta x)\, \Phi_1(x) dx \qquad (\mathrm{I})'$$

となる。同様に後者は

$$f_2(\zeta) = \int_0^1 \chi(\zeta x) \Phi_1(x) x^{-1} dx \qquad (\mathrm{II})'$$

となる。これもf_2の方はよく分らぬから結局(I)′のf_1とΦ_1とからχ即ち密度を定むべきである。

(I)′に於て

$$\chi(x) = c x^{\nu}$$

とおけば

$$f_1(\zeta) = c\zeta^{\nu} \int_0^1 x^{\nu}\, \Phi_1(x) dx = \gamma \zeta^{\nu}$$

逆に$f_1(\zeta) = \gamma\zeta^{\nu}$なるときは

$$\gamma \zeta^{\nu} = \int_0^1 \chi(\zeta x)\, \Phi_1(x) dx$$

ζにつき微分し

$$\nu\gamma\zeta^{\nu-1} = \int_0^1 \chi'(\zeta x)\, x \Phi_1(x) dx$$

前者にνを乗じ後者にζを乗じて相加すれば

$$0 = \int_0^1 [\, \nu\chi(\zeta x) - \zeta x \chi'(\zeta x)\,]\, \Phi_1(x) dx$$

今函数σを

$$\sigma(\xi) = \nu\chi(\xi) - \xi\, \frac{d\chi(\xi)}{d\xi}$$

とすれば

$$0 = \int_0^1 \sigma(\zeta x)\, \Phi_1(x) dx$$

Φ_1は恒に正なる函數である。故にσは全く零に等しきか、又はある範圍毎に交正となり負となるものであらう。例へば$\sigma(\xi)$が

$$0 \leqq \xi \leqq \lambda_1 \qquad \lambda_1 \leqq \xi \leqq \lambda_2 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots$$

等の區域にて交々正となり負となるとしよう。よつて $\nu = \lambda_1$ とおけば

$$\int_0^1 \sigma(\lambda_1 x)\Phi_1(x)dx = 0$$

$\sigma(\lambda_1 x)$ は常に同符號であるから此式の成立せないこと明かである。故に必や

$\sigma(\xi)=0$, 之を解いて

$$\frac{d\chi}{\chi} = \nu\frac{d\xi}{\xi}$$

$$\therefore \quad \chi(\xi) = c\xi^{\nu}$$

以上より $f_1(\xi) = c\xi^{\nu}$ なりせば屹と $\chi(\xi) = c\xi^{\nu}$ でなければならぬこととなる。或は此條件を前のに飜つていへば若し

$$P(l) \propto l^{\frac{-(1+\nu)}{2}}$$

とすれば必ずや

$$D(r) \propto r^{\nu-4}$$

ゼーリガーは實際九等星位までは

$$B(l) = cl^{\frac{\lambda-5}{2}} \qquad (\lambda \doteqdot 0.43)$$

が成立する様であるから星の密度も

$$D(r) = \gamma r^{-\lambda}$$

であらうと主張してゐる。尚之が眞なれば(2)′から

$$\pi(l) = \frac{\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}} r^{3-\lambda}\varphi(lr^2)dr}{\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}} r^{4-\lambda}\varphi(lr^2)dr} = \frac{\sqrt{l}\int_0^{\sqrt{L_1}} x^{3-\lambda}\varphi(x^2)dx}{\int_0^{\sqrt{L_1}} x^{4-\lambda}\varphi(x^2)dx} = \Gamma'\sqrt{l}.$$

即ち平均視差は光度の平方根に比例する筈である。上には所謂光の吸收も無く又宇宙の果ても考へなかつた。尚又空間至る所絶對光度の分布は同じさまと假定した。故に平均視差が右の公式に反するならばそれは前の $P(l)=Cl^{\frac{\lambda-5}{2}}$ が成立せぬのか、光の吸收があるのか、宇宙有限の爲めか、是等の何れか又は何れもの爲めである。

第四講　空間に於ける光の吸收

天體より我々に達する光がその通過する途中にて距離の自乘に逆比例する度合以上にその强さを弱はめらるゝことなきか。或は大、或は小、光を遮る物體

が空間に瀰漫して居て光を反射し、ちらかすならば勿論のこと、よしさなくとも何等かの源因によりて空間を通過する光は次第にその强さを減ずることはなきか。果又光を遮る如き物體が著しき作用を呈するほど多量に且つ廣く空間に瀰漫して居ると云ふことは有り得べきことなりや。要するに空間には著しき程度の光の吸收ありや否や。此問題は宇宙構造論又は宇宙有限無限論と密接の關係がある。何となれば若し著しい光の吸收があるものならば、たとひ宇宙には無數の星辰が無限に散布して居るにせよ、我等の見得る星辰從つて宇宙は有限なるかの如く見ゆる譯である。然らずとすれば宇宙はまづ我等の見得る星辰と同樣に有限といふことになるからである。

一般吸收　若し空間があらゆる光を一樣に吸收するならば見掛けの星の密度は眞の密度と著しく異なるべき筈である。ターナー(Turner, 1908)は吸收有るべきことを主張し、若し空間に星が一樣に分布してゐるものとすれば第二節に述べた樣に光度の一等下る每に總數は四倍とならねばならぬ筈である。然るに事實は三倍半程であるのは全く光の吸收のあるが爲である。且又太陽は宇宙の中心にあるとするはあまりに自己中心の考へであつて、太陽は大宇宙の群集中の一者にすぎぬものと考へなければならぬ。然るに見掛け上我等の太陽がほゞ宇宙の中心にあるかの如く見ゆるのは全く遠くが光の吸收の爲に見えないからである。又光度が五等異なれば光が百倍ちがふのであるから露出時間を百倍とすれば五等低い星まで寫る筈である。然るに事實は四等低い星までしか寫らぬ。これは光の吸收あるが爲である。尙又我等に見ゆる星の光全體はあまりに小に失する。すべて以上の事は $\pi = 0.''1$ の距離每に視光度で $0.^{m}015$ 寫眞光度で $0.^{m}030$ の吸收あるものと假定すればよく說明が出來ると論じてゐる。カプタインもほゞ同樣の程度の吸收があると考へて居る。

之に對してゼーリガー(Seeliger, 1909)は反對の意見を有しよし吸收ありともそれは論ずるに足らぬ程である。若し爾かく著しい吸收ありとして星の統計を吟味すれば宇宙は其限界のあたりで極めて大なる密度を有し一種の環狀の配布をしてゐなければならぬことゝなるが、それは信じにくいと。

更に星雲の明るさの研究から光の吸收があることを主張してゐるのは例へ

ばヴェリー(Very, 1911)は統計上大きな星雲は割合に明るいといふ結果を得、之を說明して曰く之は實際の星雲は大小種々であらうが平均に於て大なるものは近いものとすべきである、又固有の明るさも種々あらうが平均に於て同じいとする。　然れば星雲の大さも光の全量も共に距離の自乘に逆比例して小さくなるが、其比即ち單位表面の光の强さは遠近に拘はらず同じくあるべき筈である。然るに事實近いものが明るいと云ふのは是れ即ち光の吸收あるが爲めで、遠いものは吸收のため暗くなるのであると。　但しヴェリーは是等の星雲を以て凡て我が銀河系以外のもの即ち他の宇宙系であると考へ(次節參照)從つて光の吸收も一の宇宙から他の宇宙に至るほどの距離にて始めて何等か認め得べき程の度合に達するものと考へて居る。　反之ブラウン(Brown, 1912)は星雲の明るさに就てはほゞ同樣の研究をなしたが尙ほ加ふるに明るき星雲の多い方面にては星の數も多く、明るい星雲の少い方面にては星の數も少いと云ふ事實を認め、これに依て是等の星雲も、從つて光の吸收も共に我が銀河系内のことであると考へて居る。　是等の事實は何れも面白い事柄で尙ほ細密なる研究を要するが、現今にてはヴェリーの論定の方が寧ろ當を得て居る樣に思はれる。

特殊吸收　光の吸收が瓦斯體による吸收樣のものであるか、又は微塵體のためのちらかり(Scattering)樣のものであるならば、吸收は一般吸收ではなく、光波の異なるに從つて異なる特殊吸收であらう。　又從つて同樣なる星にて近いものと遠いものとを比較したならば、遠くなるに從つて次第に其色は變つて見え、其スペクトルは短くなるであらう。

スライファー(Slipher, 1911)は蝎座ベータ星(β Scorpii)のスペクトルを吟味して其黑線中に此星の運動と共にずれない黑線のあることを發見し、これは空間に此黑線に相當する光波を吸收する瓦斯體がある證據だと云ふて居るが、思ふに事實其者が未だ確かとは云へない。　よし又類似の事實があるとしても、其解釋には種々議論の餘地があるから、輕々しく論定することは出來ない。

カプタイン(Kapteyn, 1910—1914)は早くより特殊吸收の研究に着手し、その重要なる意義を有することを力說して居るが、一九一四年に至るまでの自己及其他の人々の研究の結果は要するに左の如しと概括して居る。

多くの星を吟味した結果

(イ) 平均に於て見掛けの光度小なる星は明るい星よりも赤みがゝつて居ること。

(ロ) 見掛けの光度もスペクトル型も共に同じいものにあつては距離の遠いものほど赤みがかつて居ること。

以上二つの事實は確かに認めらるゝが是等は

(ハ) 絕對光度の大なる星はそれ自身始めから赤みがゝつて居るか

(ニ) 空間に於ける光の特殊吸收に依るか

二者何れかで說明が出來る。尙ほ研究を加ふるに非ればどちらが主もなる源因であるかを判斷することが出來ないと。

然るにカプタインの此論文より僅か二ヶ月後れて一九一四年の暮にアダムス及コールシュッター兩氏 (Adams and Kohlschütter, 1914) の發表せる論文によれば(ハ)の事實は疑ふべくもない樣である。從つて(ニ)空間に於ける光の特殊吸收が著しき程度に存在すると云ふことに就ては今日まだ確證がないと云ふことになる。

以上は直接に空間に於ける光の吸收を考へたものであるが其他間接に之を論じたものもある。

光學的論證　バーナード (Barnard, 1910, 1913) は星雲の或るものは一部分暗くて二つに切斷せられた如くに見ゆるものがある。これはその部分に暗黑なる星雲の存在せることを示すものだらうと云ふて居る。

ノルドマン (Nordmann, 1908) チコッフ (Tikhoff, 1908) レベデフ (Lebedew) 等は光の分散 (Dispersion) から、クールヴォアジェー (Courvoisier) は光の屈折 (Refraction) から、ゼーリガー (Seeliger) は光の反射 (Reflection) から、孰れも何か空間に光學的に作用する物質の存在して居ることを論證して居るが、思ふに孰れも確かとは云へない。かゝる物質が廣く瀰漫して居ると云ふことは寧ろ大に疑はしい。

力學的論證　天體の運動に何等かの妨害若くは抵抗を及ぼす如き微塵體、流星群若くは暗黑星雲等が廣く空間に散在して居るならば、それ等は又必ずや多少光の通過を遮ぎるであらうから、前者の存在は間接に空間に光の吸收がある

ことの證據となる筈である。バックルンド(Backlund)は多年エンケ彗星(Encke's Comet)の運動を吟味し、この彗星はその軌道の所々にて流星群に遭遇して妨害を受けて居ることを論斷した。モーアハウス(Morehouse)は彗星の尾の一部が停滯して動かず、恰も何等かの抵抗に遭ふて引掛つて居る如く見ゆる寫眞を得たことがある。ピッケリング(Pickering 1912)は太陽系に屬する週期的彗星の遠日點が、太陽系の運動に對し後方に當る方向に多く集つて居ると云ふことを指摘し、これは太陽系の通過する空間に抵抗があるためだらうと論じた。ゼーリガーは黄道光を以て太陽の周圍に地球軌道の邊まで瀰漫せる流星團の反射であるとし、この流星團の引力で水星及金星の運行に見ゆる不規則の運動を說明して居る。尚ほノヴア、ペルサイ(Nova Persei)の如き新星の出現は大なる流星團又は暗黑星雲の中へ暗い星が突入したために生じたものであるとし、之を以て空間に廣く流星團若くは暗黑星雲が存在することの一證として居る。

假說的論證　理論上から空間に於ける光の吸收はあるべき筈と考へて居る人も少くない。例へばヴェリー(Very, 1910)は宇宙に瀰漫せるエーテル自身が旣に光を吸收するものであらうと考へ。トムソン(J. J. Thomson, 1902)は多くの太陽から放射されたる電子が光を吸收するであらうと論じ。アレニウス(Arrhenius, 1904)は多くの太陽から輻射壓によつて斥けられたる帶電微分子が光を吸收するであらうと考へて居る。又普通には砂粒若くは塵埃の如き大さの微塵體(Cosmical dnst)が虛空に廣く瀰漫して居ると考へられて居るので、カプタイン、サレー(Salet)等は是等の微塵體が可なりの程度に光を散らかすであらうと考へて居る。併しながら廣く空間に瀰漫して居るものはそんな小さな微塵體ではない、平均少くとも何瓩と云ふ程度以上の大さの流星體(Meteoric particles)であらうと考ふべき理由がある。是等の流星體も無論光の通過を妨げ又光を散らかすには相違ないが、其作用はそれ等を凡て微塵體に碎いて散布した場合よりは遙に小さい。

上來述べたるが如く直接又は間接の觀測又は理論上の研究から見れば空間に光の吸收あることは疑ふべくもないが、その吸收の大さは殆ど認め難き程度のものと思はれる。概言して云へば吸收はないと看做して差支ない。

光の吸收の大さは凡そどれ位であらうかと云ふことを星の數の統計から算出しようと試みたゼーリガーの研究を揭げる。光の吸收ある塲合には

$$l = \frac{L}{r^2}$$

なる關係はもはや成立しない。例へば

$$l = \frac{L\psi}{r^2}.$$

とすればψは1より小なる正數で之はrの函數でr大なる程小となるものである。

見掛けの光の强さl乃至$l+dl$なる星の數は前の如く簡單にあらはすことは出來ぬ。併し最明るいものからl(m等星の光の强さとす)なるものまでを數へた總數N_mは

$$N_m = \omega\int_0^{\sigma} D(r)r^2dr\int_{\frac{lr^2}{\psi(r)}}^{L_1}\varphi(L)dL$$

であらはさるること明かである。但爰にσは

$$l = \frac{L_1\psi(\sigma)}{\sigma^2}$$

から定めらるべきものである。更に

$$\frac{r^2}{\psi(r)} = \rho^2$$

從つて

$$r = f(\rho)$$

とおき又

$$D[f(\rho)]\left\{\frac{f(\rho)}{\rho}\right\}^2 f'(\rho) = \Delta(\rho)$$

とおけば

$$N_m = \omega\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}}\Delta(\rho)\rho^2d\rho\int_{l\rho^2}^{L_1}\varphi(L)dL$$

これ恰かも光の吸收の無き塲合星の密度をΔであらはした積分方程式に相當する。よつて前節述べた樣に

$$N_m = cl^{\frac{\lambda-3}{2}} \quad 或は \quad \frac{dN_m}{dl} = B(l) = c_1l^{\frac{\lambda-5}{2}}$$

とすれば必ずや

$$\Delta(\rho) \propto \rho^{-\lambda}$$

となる筈である。前のD、⊿の關係は書き直せば

$$D(r)\psi(r)\frac{\psi^{\frac{3}{2}}(r)}{\psi(r)-\frac{1}{2}r\psi'(r)}=\varDelta\left(\frac{r}{\sqrt{\psi(r)}}\right)$$

となるから⊿$=\rho^{-\lambda}$なる場合には

$$D(r)=r^{-\lambda}\frac{\psi(r)-\frac{1}{2}r\psi'(r)}{\psi^{\frac{5-\lambda}{2}}(r)}$$

となる。よつてψが定まればDも定まる。

(甲)　例へば光の吸收が其點に於ける星の分布の密度Dに比例するとすれば

$$\psi(r)=e^{-\nu\int_0^r D(r)dr}$$

從つて

$$\psi'(r)=-\nu D(r)\psi(r)$$

或は

$$D(r)=-\frac{\psi'(r)}{\nu\psi(r)}$$

之を前のDの値と等しとおけばψに關する微分方程式を得る。之を解けば結局

$$\psi(r)=\left(\frac{z+a}{aZ}\right)^{\frac{2}{3-\lambda}}$$

よつて

$$D=\left(\frac{2z}{\nu aZ}\right)^{\frac{-\lambda}{1-\lambda}}Z$$

但し

$$r=\left(\frac{2z}{\nu aZ}\right)^{\frac{1}{1-\lambda}}$$

$$Z=\frac{(1+az)^{2-\lambda}}{(1+bz+z^2)^{\frac{1-\lambda}{2}}}$$

尙爰に

$$\lambda=0.43\qquad a=\sqrt{\frac{3-\lambda}{1-\lambda}}\qquad b=a+\frac{1}{a}$$

で何れも既知の常數である。νこそは之より定むべき吸收常數である。zはrの代りに用ひた變數である。今$z=0$から始めて逐次zの各値に對しZを算出しておき尙νを種々にとり夫等に對應するr及Dの値を算出しておく。

さて

$$D.\left(\frac{1}{\nu}\right)^{\frac{\lambda}{1-\lambda}}$$

なるものを考ふるに之は ν に關せぬものである。今 $z=0$ から z を次第に增せば此式の値は次第に減じ $z=0.25$ に於て極小となり後は次第に增し忽に劇增する。Dが遠くで爾かく增大することを眞ならずとすれば此 $z=0.25$ に應ずる r の値(r_1)を以て宇宙の半徑と看做すべきである。

r_1 即ち世界の果てから來る最明るい星の見掛けの光の强さを l_n とし其絶對光度Nの光の强さを L_1 とすれば

$$\frac{\varsigma(r_1)}{r_1^2}=\frac{l_n}{L_1}$$

左邊は前の勘定から出てくる。右邊を知らんには l_n 及Nを知るを要する。

まづ l_n の求め方を述べよう。元來今まで單に

$$N_m=\omega\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}}\Delta(\rho)\rho^2d\rho\int_{l\rho^2}^{L_1}\varphi(L)dL$$

等としてきたが若し劣等の星までも數へた時にはつまり宇宙の底を淩へることになるから積分の上限は $\sqrt{\frac{L_1}{l}}$ ならで $\sqrt{\frac{L_1}{l}}$ とせなければならぬ譯である。即ち

$l>l_n$ なれば　$N_m=\omega\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}}\cdots\cdots\cdots\cdots$

$l<l_n$ なれば　$N_m=\omega\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l_n}}}\cdots\cdots\cdots\cdots$

とすべきである。從つて $\Delta=\rho^{-\lambda}$ とすれば前者は $N_m\propto l^{\frac{\lambda-3}{2}}$ を與へるけれども後者は其結果を與へない。故に觀測からの結果の式

$$N_m=cl^{\frac{\lambda-3}{2}}$$

が成立せぬ樣になる境目を以て l_n と目すべきであるとしてゐる。尤も之には疑點も無いではないが兎に角ゼーリガーはかくて此光度を

$$n=10.5^m$$

としてゐる。

次に L_1 即ち絶對光度の最明るい星の光の强さを求めよう。前と同樣に

$$\omega(l)=\frac{\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}}\Delta(\rho)\rho^3\varphi(l\rho^2)d\rho}{\int_0^{\sqrt{\frac{L_1}{l}}}\Delta(\rho)\rho^4\varphi(l\rho^2)d\rho}$$

分子のρ^3は$\frac{\rho^4}{f(\rho)}$とすべきであるがlの大なるもの即ち近い星に就いては第一近似として右の如くいへよう。特別に$\Delta=\gamma\rho^{-\lambda}$なる場合には$l\rho^2=L_1x$とおけば

$$\omega(l)=\frac{\int_0^1 x^{\frac{2-\lambda}{2}}\varphi(L_1x)dx}{\int_0^1 x^{\frac{3-\lambda}{2}}\varphi(L_1x)dx}\cdot\sqrt{\frac{l}{L_1}}$$

積分の中は實はL_1に關せぬものであること明かである。尤も絶對光度の分布律φを知るを要するが之は補入式から定めることが出來る。仍て$\omega(l)$を觀測すれば右の式からL_1を定め得て之を光度であらはせば

$$N=-7^{m}.8$$

となる

以上により$\frac{l_n}{L_1}$分明し從て

$$\frac{\varphi(r_1)}{r_1^{\nu}}=\frac{l_n}{L_1}$$

はνを含んだ方程式となる。前に述べた樣に左邊は$\nu=0.25$に相當する時の値である。前にνの各値に就き計算しておいた表から此方程式に適するものを求めて

$$\nu=\frac{1}{775}=0.0013$$

を得、從つて又r_1も分明し

$$r_1=3900\text{（パーセック）}$$

である。之から

$$\log\varphi(r_1)=-0.1364$$

或は光度でいへば

$$\frac{0.1364}{0.4}=0^{m}.34$$

即ち世界の果から來るものですらも吸收の爲に之ばかりしか光度が落ちるに過ぎない。

（乙）次に空間の光の吸收が何處も同樣であるとすれば

$$\psi(r) = e^{-ar}$$

$log\psi(r) = -ar \times 0.4343$ 之を光度であらはせば凡そ ar に等しい。故に a はほゞ單位距離毎の吸收を光度であらはしたものである。

前式に入るれば

$$D_1(r) = r^{-\lambda}\left(1+\frac{a}{2}r\right)e^{\frac{3-\lambda}{2}ar}$$

D_1 の極小値を求めん爲に之を r に就き微分して零とおけば

$$s^2 + \frac{2(2-\lambda)}{3-\lambda}s - \frac{\lambda}{3-\lambda} = o$$

但し

$$s = \tfrac{1}{2}ar$$

此二次方程式の正根をとれば

$$s = \frac{1}{3-\lambda}\left\{-(2-\lambda)+\sqrt{4-\lambda}\right\}$$

之に相當する r_1 を世界の果てと看做すべきである。然らずば再び D_1 は增加して遠くほど密となり受取れ難いから。よつて

$$log\ ar_1 = 9.3954 - 10$$

前と同樣に

$$\frac{\psi(r_1)}{r_1^2} = \frac{l_n}{L_1}$$

とおき右邊から左邊を計算すれば

$$r_1 = 4025 \quad (パーセック)$$

從つて

$$a = \frac{1}{16200} = 0.0006$$

前よりも一層吸收少くなり世界の果からの星ですら漸く $\overset{m}{0.27}$ の光度の低落あるに過ぎぬ。此場合星の密度は

$$D_1 = r^{-0.43}\left(1+\frac{r}{32400}\right)e^{0.00008r}$$

であらはされる。

以上の結果を次に表記する。D は(甲)の如き吸收を假定したもの、D_1 は(乙)一樣の吸收と假定したもの、D_0 は吸收なしとし單に $r^{0.43}$ から計算したもので、何れも中心から一パーセックでの密度を1としてである。併せて二樣の吸收の場合に於ける光度の低落 A A_1 をあらはす。ゼーリガーは距離の單位として

$\pi=0.''2$ に相當する距離をとつてゐるが之をパーセックに換算したもので示す。

r(パーセック)	D	D_0	D_1	A	A_1
1	1.00	1.00	1.00	0^{m}	$0^{m}(=0.^{m}0006)$
32.5	0.23	0.225	0.225	0.02	0.00
105	0.14	0.135	0.135	0.04	0.00
325	0.09	0.085	0.085	0.07	0.02
610	0.075	0.065	0.07	0.10	0.04
935	0.065	0.055	0.06	0.13	0.07
1280	0.055	0.045	0.055	0.16	0.09
2000	0.05	0.04	0.05	0.21	0.14
3060	0.05	0.03	0.045	0.29	0.21
3900	0.05	0.03	0.045	0.34	0.26
4010	——	0.03	0.045	——	0.27

ゼーリガーはかやうに光の吸收を假定しても星の分布觀はあまりかはらぬから光の吸收はさのみ重要のものでは無いと主張してゐる。

之に對してカプタイン、コムストック等はもつと著しいとし前者は一パーセック毎に$0.^{m}016$の低落、後者は實に$0.^{m}018$の低落を主張してゐる。何れも光の一樣なる吸收を假定し即ちe^{-ar}なる因數で光が弱まるとしてである。なほカプタインによれば種々なる度合の吸收を假定し、aに種々なる値を與へて星の數の統計を吟味すれば星の分布の密度は次の表の如くでなければならぬ。

π	r(パーセック)	$a=0.000$	$a=0.001$	$a=0.0016$	$a=0.003$
∞	0	1.00	1.00	1.00	1.0
0.0 469	218	0.684	0.91	1.08	1.6
0.00296	338	0.465	0.73	0.96	1.8
0.00187	535	0.292	0.60	0.92	2.4
0 00118	843	0.162	0.50	0.99	4.8

$a=0.000$としても$a=0.003$としても事實らしからぬから$a=0.001$乃至$a=0.0016$程の吸收說を採らうといふのである。

ストルーヴェ(W. Struve)は一等星の距離では1% 六等星のでは8% 九等星のでは30% ハーシェル星 (Herschel star) のでは88% 吸收せらるゝといつてゐる。こんな大なる吸收は今日では到底容るゝことは出來ない。

第五講　宇宙限界論

宇宙が有限であるか無限であるかといふ問題は蓋し人間の考へ得べき最も大なる問題の一つであらう。世界の果てを見ようとして失敗した話は子供のお伽話にもあつて、識つていへば柄にない大望ともいへるであらうが、熟々考へれば決して閑人の閑事業では無い。若し宇宙が無限であるならば無限の奥底には無限の力があるであらう。我等は大海に浮べる一枚の木の葉の如く起伏定めなき波浪の爲めに飜弄さるゝことはないであらうか。若し又宇宙が有限であるならば何處に其界があるであらうか。壁の外は永久我々の知ることの出來ない暗であらう。暗の夜の礫は防ぎ難し。我等はわが宇宙の因果律に從はぬ亂暴者に襲はれぬであらうか。斯様に考へて見れば此問題は實に大勇猛心を發して懸命に攻究しなければならぬ問題である。

此問題に關してまづ三つの論點がある。

第一　前節光の吸收の有無を說いた中に既に自ら論及したる如く宇宙限界論は空間に於ける光の吸收と密接の關係がある。一八二六年にオルバース(Olbers)は若し宇宙が無限であつて尙又光の吸收が無いものとすれば夜の空全體は太陽の如く輝くべき筈であらうと論じた。此論は後段批評する如く幾分の不完全はあるが一應は尤ものことである。よつて若し空間に光の吸收が無いとすれば世界は有限で無ければならぬのであるが光の吸收に關する斷案が十分に就かずば此斷定は物にならぬ。要するに星の光、星の數の方から見ただけでは宇宙の有限無限は的確に判らぬ。されば吾等は能ふべくんば光以外の眼に見えぬものゝ方法で此問題を解かねばならぬ。

第二　眼に見えぬものを他の方法にて探ると以ふことはいくらも例のあることである。例へば古歌に

春の夜の暗はあやなし梅の花色こそ見えね香やはかくるゝ

これは眼に見えぬ梅の花の所在を花の香にて探るのであるが、この考を我々の場合に飜案して熱の輻射を考へて見よう。若し無限の空間に太陽の如きものが無數にあるならば其空間の中にある物體は皆太陽と同じ溫度にならなければなるまい。而して之は途中の吸收の有無に影響されないであらう。これは第二の論點であるが第一論點と同じく後段に批評するが不充分な點がある。

第三　狂言に隠れ蓑隠れ笠といふのがある。光の吸收によつて人目を晦まして居た太郎冠者は終に酒に食べ醉ふて馬脚を顯はした。つまり慾に引かれて正體を露はしたのである。此慾は一種の偏した慾で一般の引力ではないが

忍ぶれど色に出でけり我戀は物や思ふと人の問ふまで

人の心と心と引く力は必ずや擧止動作に顯はれるものである。之を我等の場合に應用すれば凡そあらゆる物體は必ず相引くといふニウトンの宇宙引力である。若し宇宙が無限であるならば無限の物質の引力の結果非常に大なる運動を有するものが其處此處にあるであらう。それが實際にはさほど大なる速度を有して居るものがないといふのは世界が有限である證左であるといふこれが第三の論點である。

批判　よし星の數が無限に多いとした所で一つ々々の星には壽命があるからそう〳〵永くは光らない、やがては消えて見えなくなるであらうから以上の第一第二の論點は成立せぬ。然らば第三の論點は如何。

ケルヴィン(Lord Kelvin)は一九〇二年に宇宙の大きさに關する次の樣な論文を出してゐる。

まつわが太陽ほどの星が十億($M = 1.983 \times 10^{27} \times 10^{9}$ 瓩)ほどあつてこれが

$R = 1000$ パーセック $= 3.16 \times 10^{16}$ 粁 $= 3300$ 光年

の半徑の球の中に一樣に分布されてゐるとする。然れば(イ)此球の限界に於かれた星は毎秒毎秒 1.37×10^{-13} 粁の加速度を受くる勘定となり從つて一年間には毎秒 4.32×10^{-6} 粁(一般に $\frac{M}{R}$ に比例する)の速度を得五百萬年間には毎秒 21.6 粁の速度を得べき筈である。(ロ)又若し現在の我が宇宙が開闢の始めには無限遠に散らばつて居たのが宇宙引力で右にいへる如きものに出來上がつたものと考へたならば星の平均速度は毎秒 50.4 粁(矢張 $\frac{M}{R}$ に比例する)となる。(ハ)又

前記十億個の星を我等から見た一つ々々の圓形(disk)の立體角をすつかり寄せた面積と空の全面との比は空に輝ける星全體の見掛けの光度とわが太陽の光度との比に等しくてこれは 4×10^{-13} 程(一般には星の數N及一箇の星の半徑 a の二乘に比例し R^2 に反比例する)となると。

之を事實に徵するに今までに知れてゐる所では最も大きな速度の星の一つは Cordoba 5^h.243 で此星は視線の方向にも之と直角の方向にも大なる速度を有つてゐる。即ち

$$\mu = 8.''72 \qquad \pi = 0.''31 \qquad V = +242\ \text{粁(每秒)}$$

之を組合せてそれから太陽の運動を差引きすれば此星の自己運動は每秒 260 粁となる。今一つは 1830 Groombridge なる星でこれも大なる速度を有し

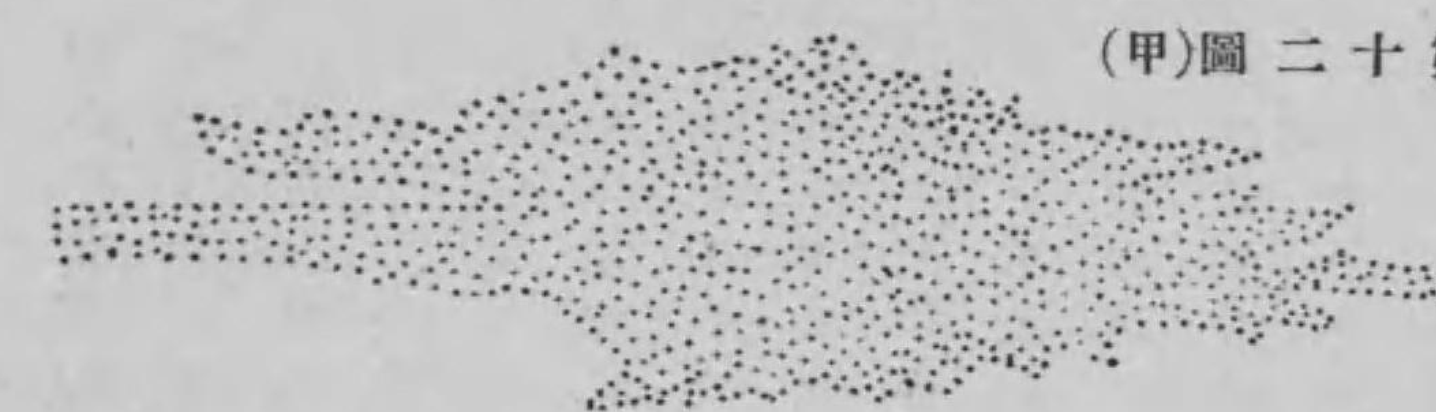
$$\mu = 7.''05 \qquad \pi = 0.''13 \qquad V = -98\ \text{粁(每秒)}$$

之を組合はせて尙太陽の運動を引去れば自己運動は每秒 300 粁となる。多くの星の運動は勿論每秒 100 粁以下で平均すれば每秒 20 粁又はそれ以下となる。

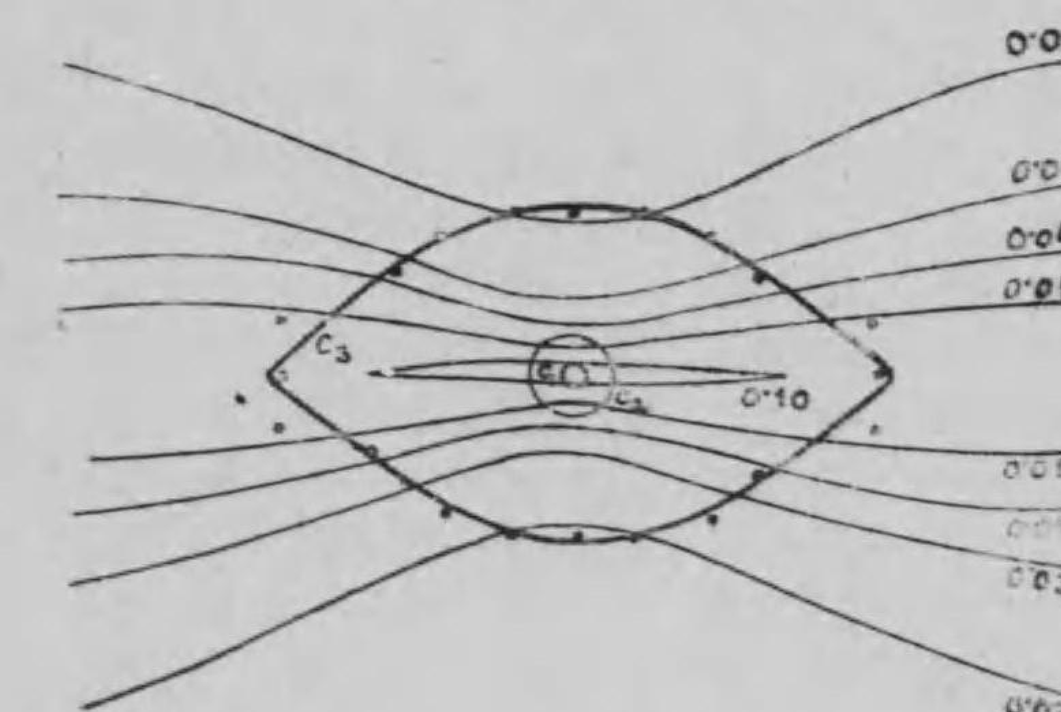
是等の事實を上述ケルヴィンの假定した宇宙に於ける星の速度と比較すれば我等の宇宙の半徑や質量も大凡ケルヴィンの假定せる宇宙の大さとさほど異ならぬものと思はる。なほ無限遠に靜止してゐた星が我が宇宙に引かれて近傍まで來れば每秒95粁の速度を得る。逆にいへば每秒95粁なる速度を有する星は辛うじて我が宇宙の引力範圍を脫出することが出來る。此速度以下のものはたとひ少しく飛び出しても引力のために遂に再び復歸するのである。多くの星の運動は凡てこの限界の速度以下であるから是等は互に相關聯せるもので永劫離れざる一の集團をなせるものといはねばならぬ。要するに我が宇宙は測り得べき有限の大さを有し其各部互に相關聯せる一の集團である。因みにわが太陽系にありては地球の距離では每秒42粁が丁度上記の臨界速度に相當し地球表面にありては每秒二粁が地球引力に對する臨界速度に相當する。

宇宙の形　ウキリアム・ハーシエルは一七八五年既に宇宙の形體を想像して第十二圖甲の樣なものと考へた。後に多少訂正を加へたがよく引用さるゝ圖である。同圖乙は一九〇四年コボルドの提出した宇宙の斷面圖である。數字は星の分布の密度で圖には等密度面の斷り口をあらはす。六等星迄の星は C_1

第十二圖(甲)



第十二圖(乙)



第十二圖(丙)

(Easton, 1913)

圈内に限られ、九等星迄のはC_2圈内に限らる。我等の宇宙は凡そ閉線C_3以内に限られてゐる。同圖丙はイーストン(Easton)の提出した銀河系の渦狀說を示す。

南極に近き空に銀河とはずつとかけ離れた部分に丁度銀河位の明るさの大きな星雲が二つある。之は發見者の名に因んでマゼラン星雲(Magellanic Clouds)と稱せられ、其中に澤山の星や星雲や變光星等種々のものを包含してゐる。ある人は之を以て銀河系以外の一個の獨立の宇宙系であらうといふけれどもそれにしてはあまりに距離が近い樣で多くの人は之を銀河系の突出した部分と考へる。之は强ち無稽の想像ではないので現にMessier 51といふ獵犬座にある渦狀星雲の如きは口繪に示す如き形狀を呈し其一部分が突出してゐる。思ふに渦狀星雲なるものは我が銀河系以外の他の宇宙系であり、我が銀河系も亦要するに一の渦狀星雲に過ぎないので、我が銀河系とMessier 51なる渦狀星雲とは偶然甚だよく相類似する形狀を有して居るのではあるまいか。

大宇宙　以上ケルヴィンの計算其他から我が宇宙は有限でなければならぬことが知られたが、さて然らばこれ以外には全然宇宙は虛無虛空であるであらう

か。空間は無限に擴がつてゐるが其中に我が宇宙だけが存在してゐて其他は何物も存在せぬと考ふるのは恰かも昔の人が地球を以て世界の中心と考へたと同樣に自己中心說に失せるものではなからうか。數學的に抽象しては種々の空間を考ふることも出來ようが物理的には頗る困難である。又精神的に考ふれば外部の現象を認むるものは即ち自分の心であるから宇宙を小に限るといふことは畢竟己れを小にすることではあるまいか。一千パーセック又は五千光年の宇宙大ならざるにあらねども數學者の無限大より見れば物の數ならず。思うてこゝに到れば我等は世界の果を見んとし幾分其目的を達しかけて却つて轉た悲哀の感なき能はずである。思案の際思ひ出づるのは佛敎の三千世界の考へである。

立世阿毗曇論地動品第一

上略佛告阿難。若一日月所圍繞處。名一世界。從一至千。此中有千日月。千須彌山王。千四大天王。千忉利天中略。千梵衆天。此處大梵王。爲一千世界主。王領自在。不係屬他中略。是梵領處。有四千大洲。四千大樹中略。一千閻羅王地獄。二千大海。十六千地獄園。是名小千世界。又更千倍。是名中千世界。又更千倍。是名大千世界下略。

倶舍論頌分別世品

四大洲日月。蘇迷盧欲天。梵世各一千。名一小千界。此小千千倍。說名一中千。此千倍大千。皆同一成壞。

妙法蓮華經如來壽量品第十六

上略譬如五百千萬億。那由佗。阿僧祇。三千大千世界。假使有人。抹爲微塵。過於東方五百千萬億。那由佗。阿僧祇國。乃下一塵。如是東行。盡是微塵下略。

是等の經文に見ゆる三千世界と云ふ考は二千餘年の昔しに印度人の想像した宇宙觀で、今日から見ても實に其想像の偉大なるのに驚くのであるが、この中で特に注意すべきは段階的宇宙系統の考である。我が太陽系の如きもの千個の集團を小千世界と稱へ、小千世界千個の集團を中千世界と稱へ、中千世界千個の集團を大千世界とすと云ふのである。この段階的系統の考によりて上述

せる宇宙有限無限論の困難を調和することが出來ないであらうか。段階的系統の考が西洋で見え始めたのは漸く二百年以來であるが、しかも始めてそれを唱へた人が北歐の神秘的偉人スウェデンボルグ(Swedenborg, 1721)であり、續いてその考を述べた人が大哲學者カント(Kant, 1755)であることは頗る面白いことゝ思はれる

"The siderial heaven, stupendous as it is, forms perhaps but a single sphere, of which our solar vortex constitutes only a part, in as much as this universe is finited only in the infinite. Possibly there may be innumerable other spheres, and innumerable other heavens similar to those we behold, so many, indeed, and so mighty, that our own may be respectively only a point." Swedenborg, 1721.

『我が星辰界は大は即ち大ながら、恐らく無限の中に有限のたゞ一小球をなすに過ぎないのであらう、更にわが太陽系はなほ其一部分をなすに過ぎない。恐らく我等の看ると同樣なる世界は外にも無數に而かも尙巨大なるものがあり、是等に比すれば我等の世界は唯だ一の點たるにすぎない程であらう。』

"We trace here the first terms of a series of worlds and systems, and these first terms of an infinite series enable us to infer the nature of the rest of the Universe." Kant, 1755.

『我等の世界は無限級數をなせる宇宙系統の第一項であるに過ぎない。併し此第一項によりて宇宙の爾餘を察知することが出來る。』

"Each Sun with its family of planets forms a system of the first order. Our Sun belongs to a vast globular group or cluster of stars, forming a system of the second order. The system of the second order, being ranged one behind the other to a great depth, forms by their concourse the Milky Way. Analogy suggests that there are in the universe many Milky Ways, forming together a system of the forth order; and so on.　Lambert, 1761.

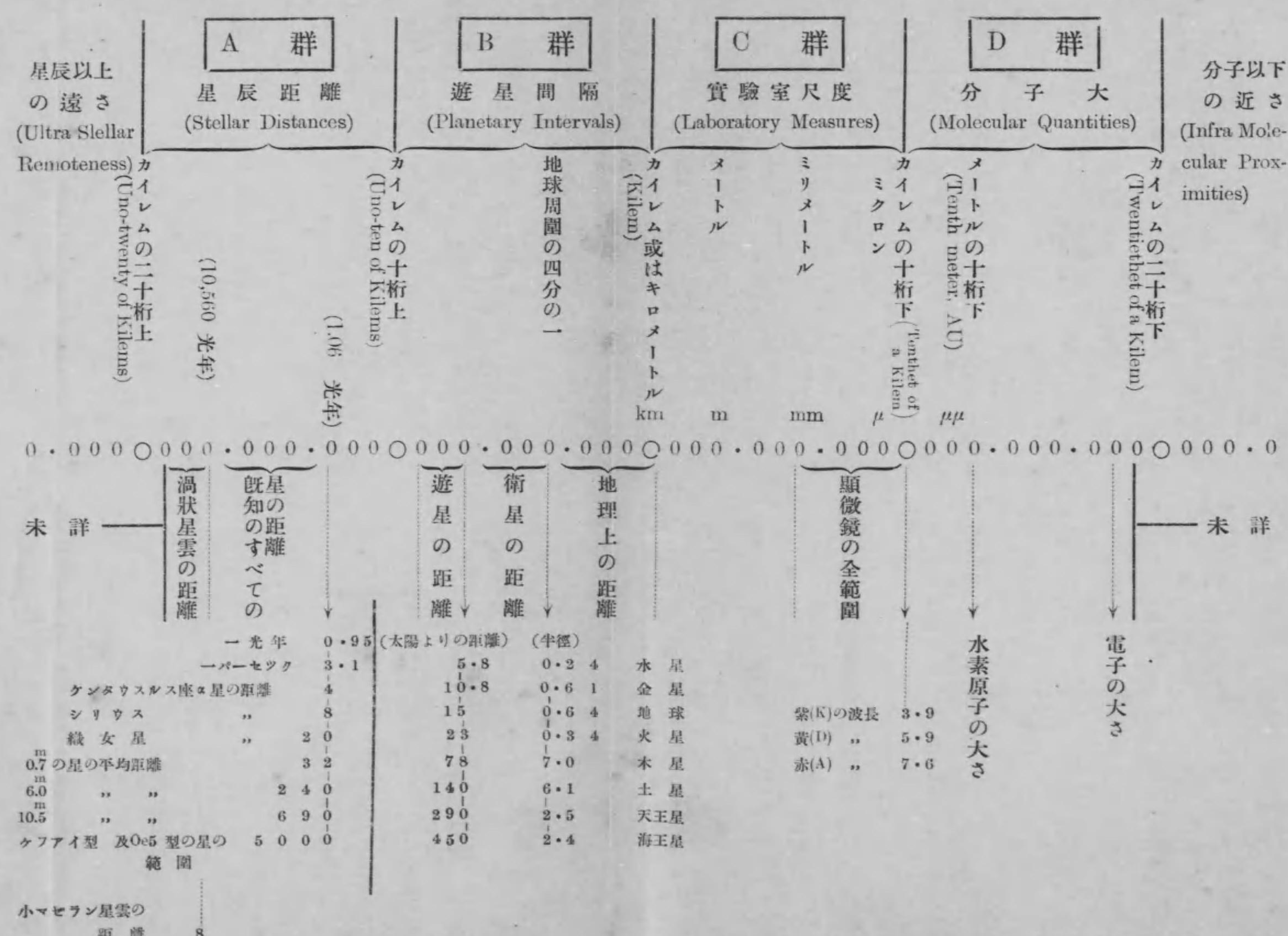
『太陽と遊星との一系は第一次のものである。かゝるものは幾らもあり、是等は更に尨大なる球狀星團に屬する、是即ち第二次系である。第二次系は更に集まつて銀河系をなす。類推すれば宇宙には無數の銀河系があると思はれる、是等の銀河系は相集て共に第四次系をなす。以上同樣にして次第に高次の宇宙系統に至る。』

以下さ 近 Mole- Prox-
星の (Ult Ren
0・・0 詳 未
0.7 6.0 10.5 ケフ 小マ

段階的宇宙系統說を採れば宇宙は無限でありながら前段の三個の論難に差支無くすることが出來る。總質量Mが半徑Rに比例するとすれば、よしMもRも無限大としてもM/Rは有限とすることが出來る。シャーリエー(Charlier, 1908)はかやうな着眼點から眞に無限大なる宇宙の成立を考へ得べきことを論じ且宇宙に異常なる大速度の星の生じないことを條件にとつてかゝる段階的宇宙系統の大さを計算したが、一つの宇宙から他の一つの宇宙を見た時に見ゆる角度は0.″2より小さからうし、又見掛けの光度は三十五等星ほどであらうとの計算上の結果に到達した。三十五等星などは勿論見ることは出來ぬ。

要するに我等に何等かの物理的影響(Physical influence)を及ぼしうる樣な範圍は有限で夫からさきは頭の中で考へてゐるだけで實際我が宇宙とは交渉が無い。物理的宇宙(Physical universe)は有限で想定的宇宙(Hypothetical universe)は無限にしようといふのである。

渦狀星雲は他の銀河系であらうと考へらるゝが觀測上是等星雲の分布のさまや其明るさの變化其他から求めた距離は非常に遼遠なものであることを示



系統の大さを計算したが、一つの宇宙から他の一つの宇宙を見た時に見ゆる角度は0.″2より小さからうし、又見掛けの光度は三十五等星ほどであらうとの計算上の結果に到達した。三十五等星などは勿論見ることは出來ぬ。

要するに我等に何等かの物理的影響(Physical influence)を及ぼしうる樣な範圍は有限で夫からさきは頭の中で考へてゐるだけで實際我が宇宙とは交渉が無い。物理的宇宙(Physical universe)は有限で想定的宇宙(Hypothetical universe)は無限にしようといふのである。

渦狀星雲は他の銀河系であらうと考へらるゝが觀測上是等星雲の分布のさまや其明るさの變化其他から求めた距離は非常に遼遠なものであることを示

す。是等は我等の銀河系以外の大々的高等宇宙の一端を示すものではなからうか

人智の進歩　爰に我等が實際上考へ得る、測り得る最大の距離を云爲したのに因んで一般に自然界の中、人智によりて測り得る範圍の表 (Survey of that part of the Range of Nature's Operations which Man is competent to study)をジョンストン・ストーニー (Johnstone Stoney, 1899)のに基づき尚補つて次に掲げる。

無限に對しては極めて微小ながら、我等の領分は一歩々々進みつゝあるのである。僅に三百年前を顧みれば、ケプレルは太陽から當時太陽系の最外遊星と見做されて居た土星までの距離は太陽半徑の二千倍であるから、同じ理(比例)によりて太陽系から星辰圏までの距離は太陽系の半徑(土星軌道の半徑)の二千倍でなければならぬと論じて居る。ケプレルほどの大家と雖もその時代から餘り超越することは出來ない。今日よりして見れば誠に憐れなる小規模の宇宙觀と云はねばならぬ。之から見れば僅か三百年間に我等の見識が一千パーセックの遠きに達したのは實に大なる進歩と云はねばならない。故南亞天文臺長

ギル(Sir D. Gill)が大英理學奬勵會々長としての演說の末節に曰く

'The hundreds of millions of stars that comprise these streams, are they the sole ponderable occupants of space ? However vast may be the system to which they belong, that system itself is but a speck in illimitable space; may it not be but one of millions of such systems that pervade the infinite ?　We do not know.

'Canst thou by searching find out God ? Canst thou find out the Almighty unto perfection ?'"

—Sir D. Gill, 1907.

『是等の星流の包含せる數百千萬の星――是等のみが空間に於ける唯一の物質であらうか。是等の屬する宇宙系がよし如何程大なりとも限りなき空間に對しては畢竟唯の一小點たるに過ぎまい。無限の空間にはかゝる宇宙系は幾百萬を以て數ふるほど有るのではあるまいか。

我等は之を知らない。

「穿鑿だてゞ神が分るか。人智で全智全能が究はめ得るか。」』

神は形而上のもので、こゝに論ずる限りではない、恐らく想定的宇宙の部に相當するであらうが全智全能と云ふ方は我等に何等かの作用を及ぼすものであるから物理的宇宙に屬するのであらう。從つて我等の努力によつて完全に究はめ得べき筈である。基督いはずや

"Seek and thou shalt find."

『求めよ爾ぢ之を得ん』と。

第一章　宇宙構造論の概括

宇宙は無限であるが我等に物理的影響を及ぼし得べき範圍は有限で銀河の方向に一千乃至一萬パーセックそれに直角の方向に其十分の一の扁平體をなし、其中にある星の總數は十億乃至百億、多分は二十億位であらう。是等は相互の引力によりて未來永劫離れざる一の集團をなす。但これに中心太陽の樣なものはなくいはゞ一の民衆的集團である。大々的宇宙はかやうなる宇宙の集り成せるもので即ち宇宙系統は段階的に出來てゐる。

我等は更に進んで如上の天體は如何なる運動をなしつゝあるか、又如何なる

物理的狀態を有するかを吟味しよう。是等を明にすれば飜つて又宇宙の構造が明かとなるのである。以下まづ天體の運動に就いて說かう。

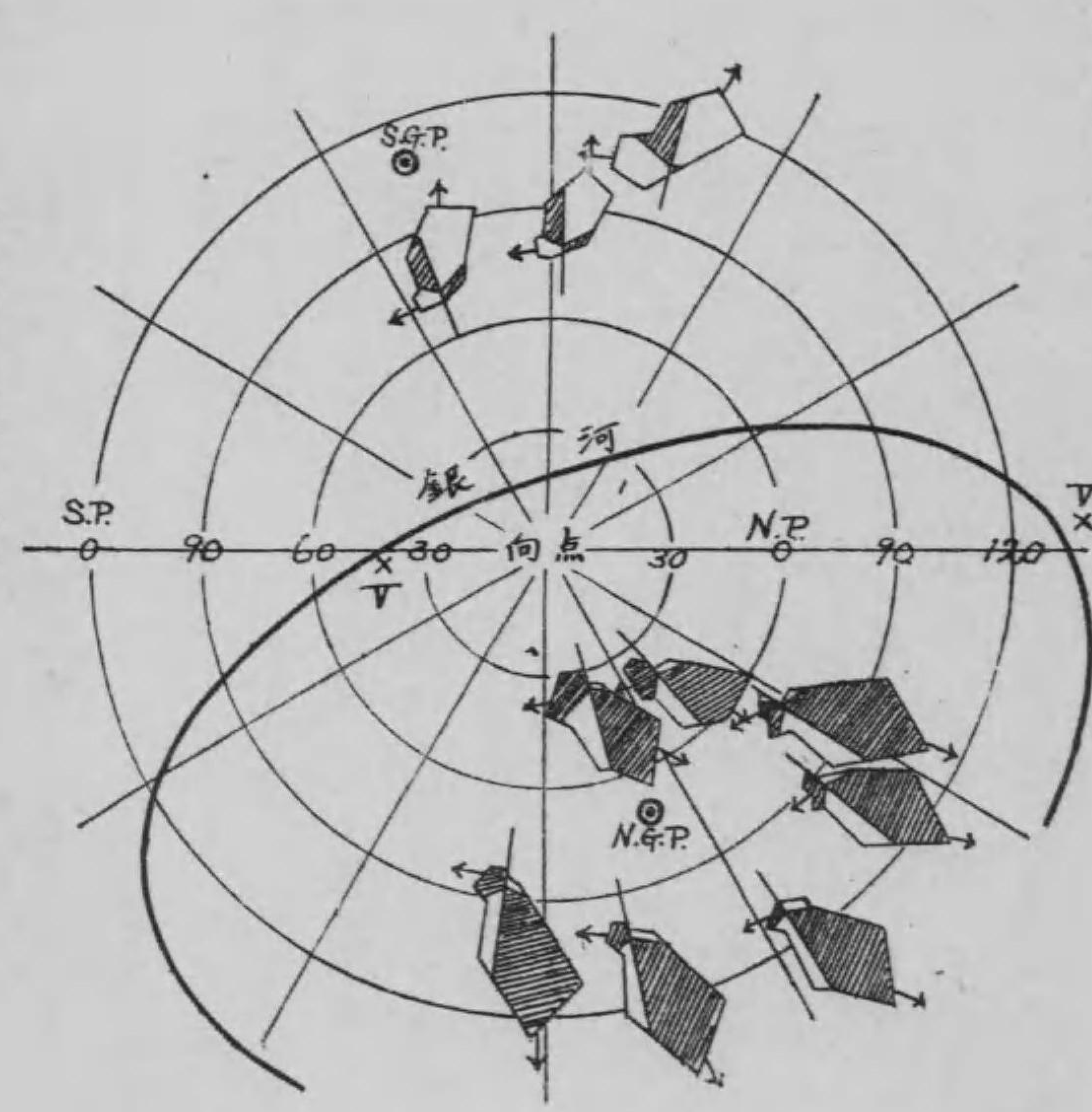
第二章　天體の運動

第六講　二大星流說

天體間に於ける太陽系の運動を吟味し、毎秒二十粁の速度を以て天の一方に向つて動きつゝあることを算出するに當ては各個の星に就いては全然無秩序(at random)の運動をなせるものと假定したが此假定は果して眞であらうか、即ち視差運動を取去りたる後の殘りの運動所謂天體各自の自己運動は全く無秩序偶然的のものであるか否か。此問題に關してコボルドは一八九五年既に其然らざることを指摘して居るが、其眞相はカプタインの研究によつて一九〇五年に二大星流說として發表せられたのである。カプタインは往時ブラッドレーが測定しておいた所謂ブラッドレー星の二千四百餘に就いて其固有運動を吟味し天の約三分の二を二十八個の部分に分ち、各局部にての固有運動の分布を檢らべ其局部にて種々の方向に於ける速度を有せる星の數を數へ圖上一點の

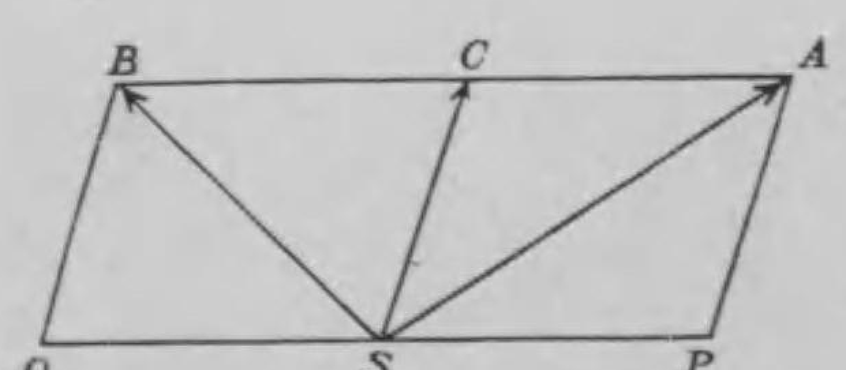
まわりに二十度毎に其星の數の和に等しき長さをとり、かやうにして得た十八の線の端をつらねてみた。若し星自身に特別なる運動がないならば此圖は太陽の運動に基づく視差運動の方向に延びてゐるだけで、其左右には等齊である筈であるのに事實はある二方向に偏あることを認め、但向點から等距離の各部の平均をとれば等齊となつて居ることを認め、前者からこの平均運動を差引きして各局部の偏り方を明にし、それらが天球上の二點即ち第拾參圖のV V'に收斂することを見出した。つまり星の固有運動の方向には視差運動の外になほ二つの特有なる方向があるといふことである。カプタインは之を説明して星は正反對の方向に右にと左にと流るゝものが入り亂れ之に視差運動が加ばつてSAとSBとになつて居るのであるとした。(第拾四圖)つまり太陽に參照した相對運動がSA, SBである。之を二大星流(two star-streams)と稱へ、I IIにて表はす。SCは太陽に參照した全體の星の中心の移動である。或は其逆CSは全體の中心に參照した太陽系の運動をあらはす。若し二星流だけの相互の運動を考ふればCA, CBであらはさる。IとIIとに屬する星の數は凡そ3と2との割合

第十三圖



二大流の向點
V (85,°-11°; 260°,-48°)　(Kapteyn, 1905)

第十四圖



であるから假りに星の各質量を等しいと看做せば其總質量の比も3と2との割である。從つて

$$M_1V_1 = M_2V_2$$

からV_1とV_2との比 CA : CB は2と3との割合になつてゐる。CS の方向は太陽の向點(Apex)。又 SA 及 SB の方向は二大星流の向點。AB 及 BA の方向は二大星流の頂點及反頂點(Vertex, Antivertex)と稱へる。尚其大さは

$$V_1 = \frac{1.516}{h}$$ 秒粁(hの意味は後に説明する)

$$V_2 = \frac{0.855}{h}$$ 秒粁

從つて圖上から

$$SC = \frac{0.91}{h}$$ 秒粁

然るに既に知れる如く太陽の速度は毎秒19.5粁であるから之からhが分り從つてV_1 V_2も求められる。

此カプタインの説は其後他の多くの天文學者によつて認められた。即ちダイソン(Dyson, 1906)は固有運動の大なる星に就き、エッヂントンは(Eddington, 1906)グルーンブリッヂ星に就き、尚又(一九一〇)ボッスの6188個の星に就き、同様に二大星流説を確めた。

是等の研究によれば、星の固有運動から、太陽の運動のための視差運動を差引きたる殘餘即ち星の自己運動の分布狀態は二大星流説によりて説明することが出來ると云ふのであるが、觀測の事實は自己運動の分布が、互に相反せる特有の方向に多く偏して居ると云ふのであるから、若し單にそれだけの事實を説明するのみならば、必ずしも二大星流説でなくともよいかも知れぬ。現にシュワルツシルド(Schwarzschild, 1907)の提出した楕圓體狀分布説(Ellipsoidal hypothesis)は全く別樣の考で此事實を説明するものである。自己運動の分布が全然無秩序偶然的であるならば、是等の速度を一點のまわりの線にて表はせば、その線端の分布は球狀であるのだが、現在の事實の如く自己運動の分布が、相反せる特有の方向に多く偏して居るならば、それは此線端の分布がその方向に延びたる楕圓體狀をなすと云ふに過ぎない。數學的に云へば、無秩序分布律(Law of random distribution)

の常數が方向によつて異なると云ふに過ぎない。 二大星流説は事實以上に言ひ過ぎて居ると云ふのである。

要するに二大星流説及楕圓體狀分布説共に一應の事實は説明することが出來るのである。 どちらが眞に近いかを判定するには、更に詳しく事實に照らし合せて吟味するより外はない。 次に數學的解析の梗概を掲げる。

詳密なる議論には是非速度の大さをも考にとつてきめる方法を必要とするが第一次に大體を論ずるには速度の方向だけをとつて論じた方が捷徑で要を得る、以下まづ此方法をのべ後更に前法を説かう。

二大星流説　天空のある個處に於ける星の速度の分布が全然無秩序偶然的のものであるとし、即ちマクスウエルの法則に從つて分布をなすとする。 仍て視線の方向に直角なる二方向に於ける速度が夫々u乃至$u+du$, v乃至$v+dv$なる如き星の割合を

$$\frac{Nh^2}{\pi}e^{-h^2(u^2+v^2)}dudv$$

であらはさるゝとする。 但此分布律の成立するが爲には單に分布がすべての方向に同樣であるといふことのみならず尚又u vの分布が互に關せない(Independent events)ことを要する、小なるuに對應するvの分布の狀態と大なるuに對應するvの分布の狀態とが毫も異ならぬものでなければならぬ。 今の場合事實は或は最大速度に一定限度があり從つて大なるuに對應するvは小でなければならぬといふ樣な何等かの從屬事情があるのであらうが、先づ第一次近似としては上記マクスウエルの法則で差支なからう。 實際當面の問題は事實の眞相を明にする處の力學的乃至物理的根據をつかうといふのではなく、單に事實みる如き結果を齎らす樣な比較の標準を求めようといふのであるから成るべく簡單なる式を採用する方が便利である。

さて上式のNはその部分の星の數をあらはしhは平均自己運動(Mean peculiar motion)に關係せる常數で既述の如く凡そ

$$\frac{1}{h}=21 \text{ 粁(每秒)}$$

と定めらるゝ。

今Vを以て一の星流(今は姑く太陽を靜止と考へる、されば二大星流ならすと

も太陽の運動と反對の方向にそれだけ星流のあること明かである、之をVとする)の速度としu軸と一致するとする。V u v の合成の結果をrとしu軸とθの角度をなすとすれば明かに

$$u^2+v^2=r^2+V^2-2Vr\cos\theta$$

又た

$$dudv=rdrd\theta$$

仍て合成速度がθ乃至$\theta+d\theta$の方向にあるものゝ數は

$$\frac{N}{\pi}h^2d\theta\int_0^\infty e^{-h^2(r^2+V^2-2Vr\cos\theta)}rdr$$

今

$$x=h(r-V\cos\theta)$$

$$t=hV\cos\theta$$

とおけば其數は

$$\frac{N}{\pi}e^{-h^2V^2}d\theta\, e^{t^2}\int_{-t}^\infty e^{-x^2}(x+t)dx$$

$$=\frac{N}{\pi}e^{-h^2V^2}d\theta\left\{\frac{1}{2}+te^{t^2}\int_{-t}^\infty e^{-x^2}dx\right\}$$

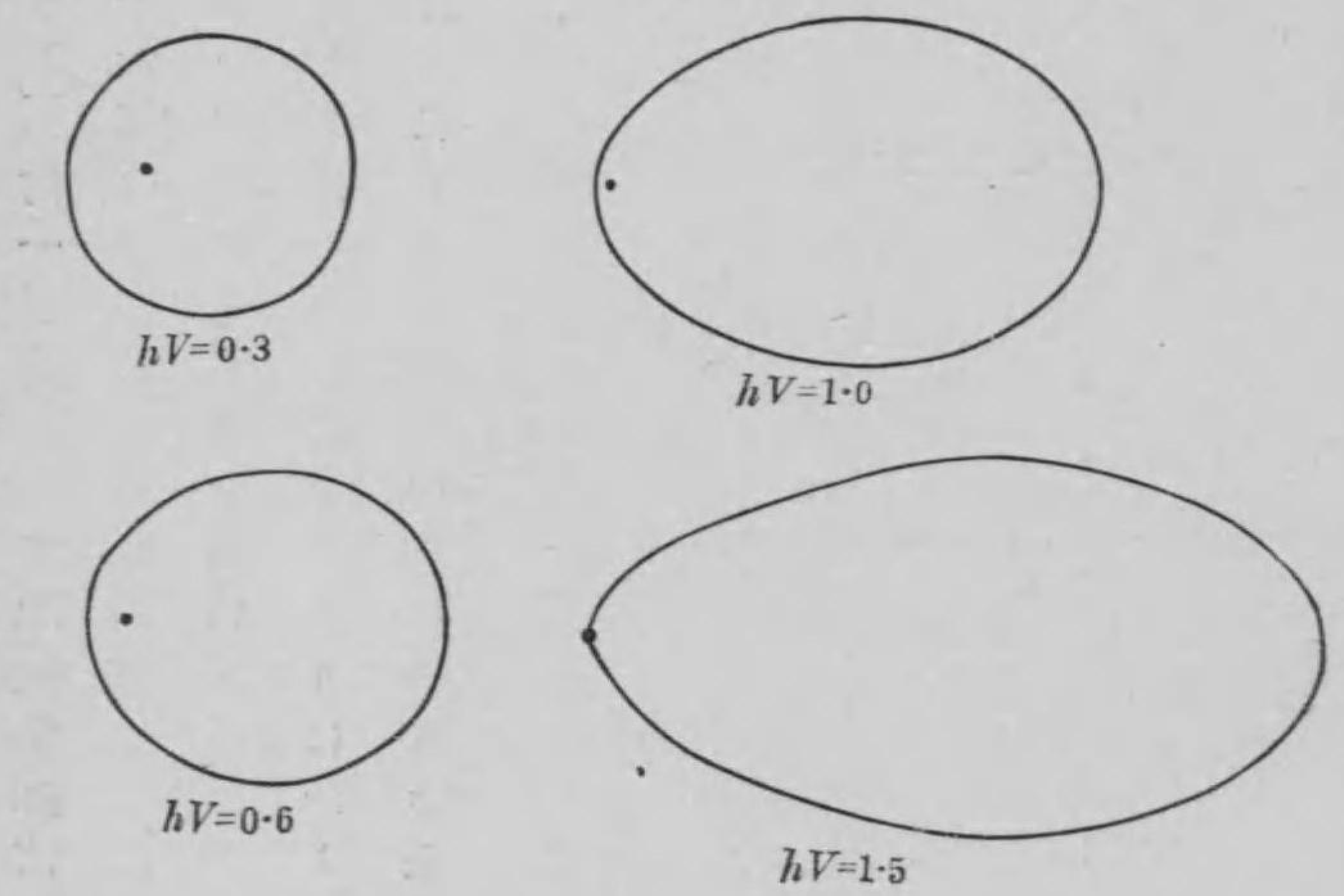
$$=\frac{N}{\pi}e^{-h^2V^2}d\theta f(t)$$

$f(t)$のtの正負各々の値に應ずる値を豫め算出しておけばhVの與へらるる時θの各値に應ずる星の數を求めることが出來る。坐標原點よりθの方向に引きたる動徑の上に$f(hV\cos\theta)$に比例する長さをとれば其曲線の方程式は

$$r=const\times f(hV\cos\theta)$$

となり之を圖に描けば例へば上圖の如き結果を得る。

第十五圖

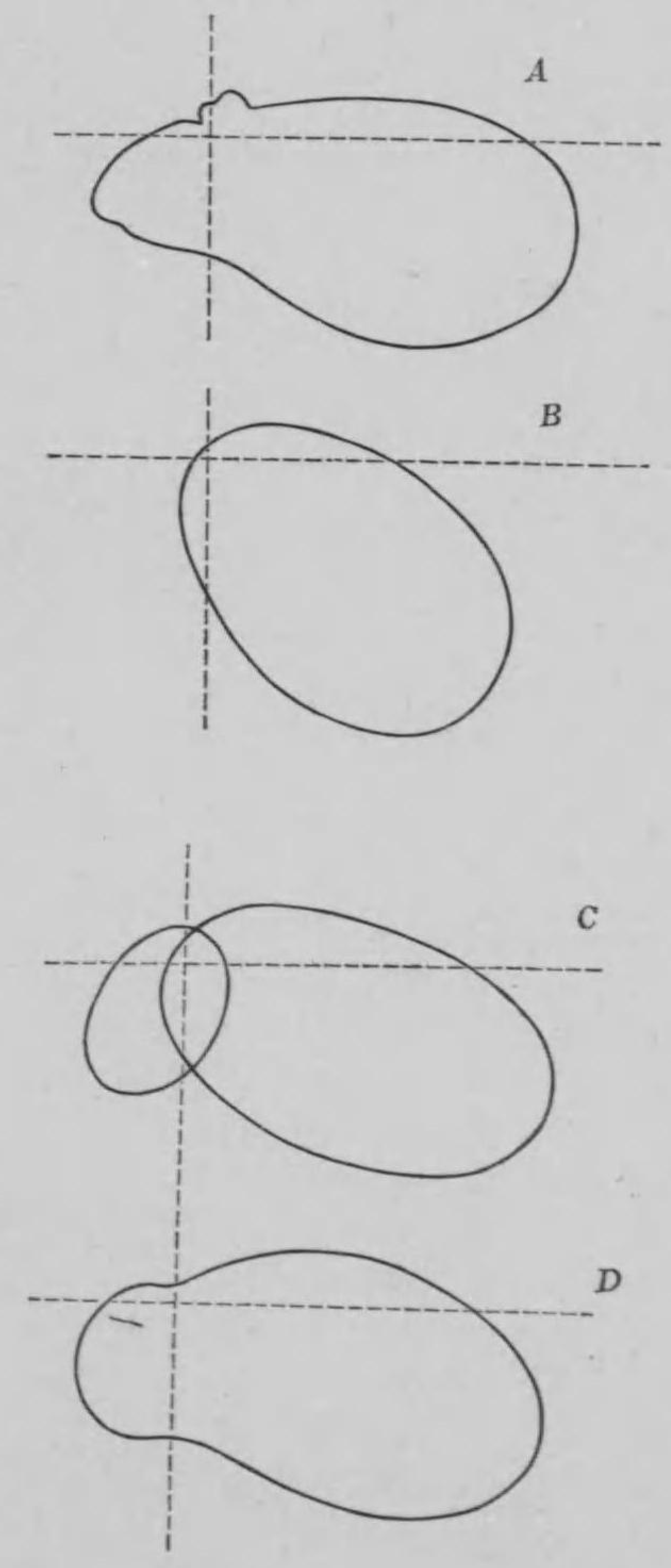


されば カプタイン又エヂントン等が觀測の結果から得た圖形とは大に趣を異

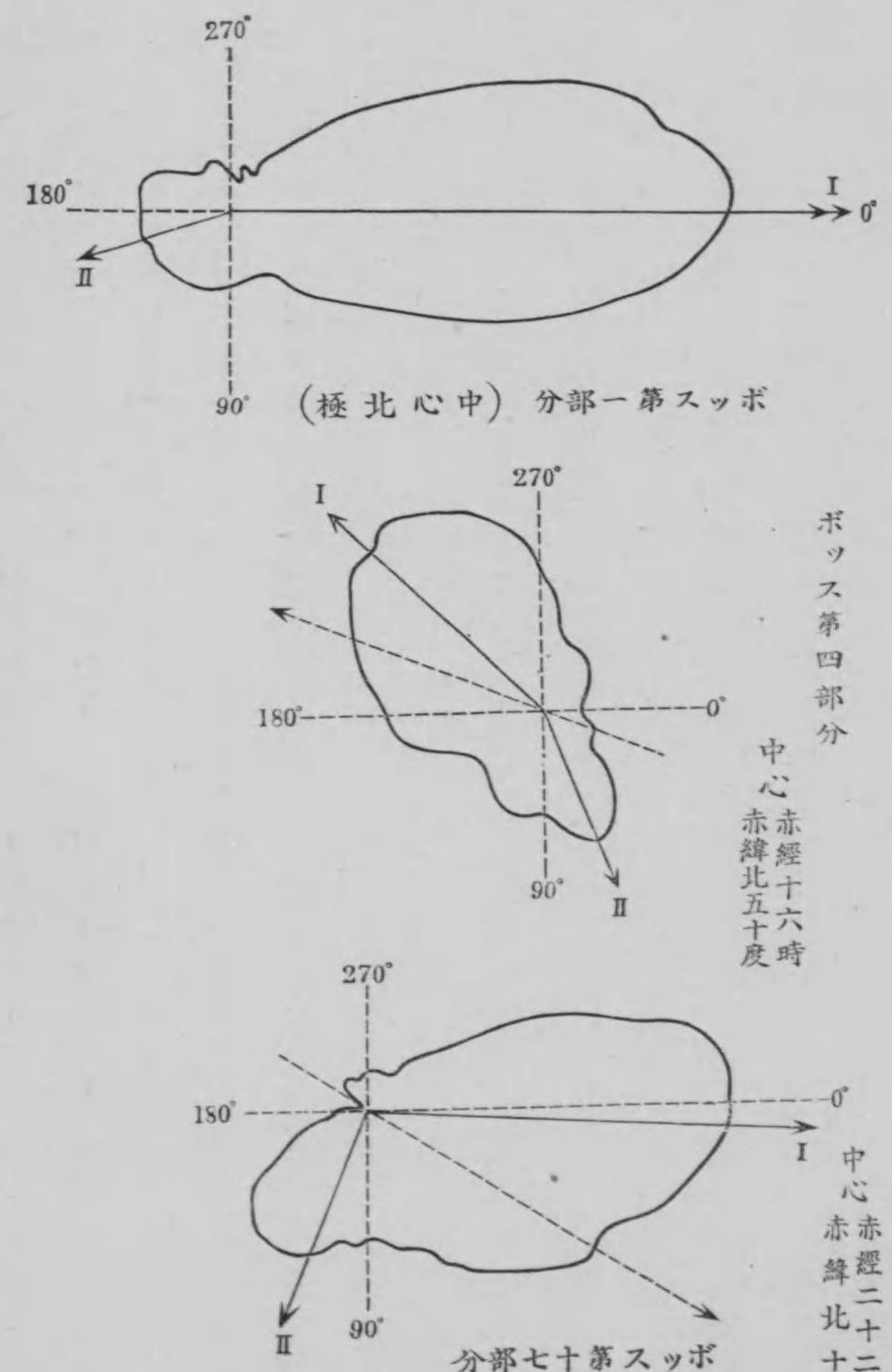
にする。尚一例をとつて比較すればボッスの第八部分から得た實際の結果は第十六圖のAの如くであるのに上記單に太陽の運動のみを假定して得た圖形はBの如くいたく趣を異にする。

仍て思ひつくのはBの代りにかゝる曲線二個を例へばCの如くに組合せて各方向に於ける動徑の和に等しき長さをとつてみやうといふのである、色々と

第十六圖



第十七圖



ボッス第一部分（中心北極）

ボッス第四部分　中心 赤經十六時 赤緯北五十度

ボッス第十七部分　中心 赤經二十二時四十八分 赤緯北十七度

作つてみてなるべくAの形に似せようといふのである。實際かやうにして得たDはたとひAと全然一致とはゆかぬまでも、又其相違が偶然といふ以外多少系統的 (Systematic) にちがつてゐるにしても併しまづは極めて似よつてゐるといふことが出來よう。

尙同樣の手續を以て解析した結果の二三を第十七圖に示す。

さて是等天球の各部分にて得たる二星流の方同を天球上に引のばして見れば是等の大圓は凡そ二點に於て集る。

解析的にいへば各部分に就いて得たる上記の曲線の方程式を

$$\rho=a_1f(hV_1\cos\overline{\theta-\theta_1})+a_2f(hV_2\cos\overline{\theta-\theta_2})$$

とおいて之から $hV_1, hV_2, \theta_1, \theta_2$ を定むべきである。

楕圓體狀假說　兎に角にある特別の方向に於ける星の運動が之に直角なる方向のに比して夥しいといふことである。シュワルツシルドの考は其特別の方向を u 軸にとつた時の星の速度の分布律をマクスウェルの法則を少しく變形した式

$$e^{-l^2u^2-k^2(v^2+w^2)} \qquad k<h$$

の如くとつて此事實をあらはさうといふのである。爰に u の平均値は v 又は w の平均値よりも大である。天球の何處の部分でも視線に直角なる速度の分布は楕圓となる、即ち等回數の速度をひけば楕圓 (Velocity-ellipse) となり、其短軸は $1/h$ で長軸は $1/k$ と $1/h$ との中間にある。特に u の方向所謂頂點 (Vertex) に直角なる天球の大圓に相當する箇處では視線に直角なる速度の分速度は一つは u の方向一つは v の方向である。u 乃至 $u+du$, v 乃至 $v+dv$ なる速度を有する星の數は

$$\frac{Nhk}{\pi}e^{-l^2u^2-h^2v^2}dudv$$

だけである。なほ太陽の運動の爲に u v 二方向に U V なる分速度を生ずるとする。仍て前の如く r θ を以て合速度の大さ及方向をあらはすと

$$l^2u^2+h^2v^2=l^2(r\cos\theta-\mathrm{U})^2+h^2(r\sin\theta-\mathrm{V})^2$$

$$dudv=rdrd\theta$$

θ 乃至 $\theta+d\theta$ なる方向に動ける星の數は

$$\frac{Nhkd\theta}{\pi}\int_0^\infty rdre^{-r^2(k^2\cos^2\theta+h^2\sin^2\theta)+2r(k^2U\cos\theta+h^2V\sin\theta)-k^2U^2-h^2V^2}$$

今

$$p=k^2\cos^2\theta+h^2\sin^2\theta$$

$$\xi=\frac{k^2U\cos\theta+h^2V\sin\theta}{\sqrt{p}}$$

$$x=r\sqrt{p}-\xi$$

とおけばこの星の數は

$$\frac{Nhk}{\pi}d\theta e^{-k^2U^2-h^2V^2}\int_0^\infty e^{-pr^2+2\xi r\sqrt{p}}rdr$$

$$=\frac{Nhk}{\pi}d\theta e^{-k^2U^2-h^2V^2}\frac{e^{\xi^2}}{p}\int_{-\xi}^\infty e^{-x^2}(x+\xi)dx$$

此積分は前と同じ函數fに歸する。唯前と異なるのは尙それをpなるθの函數で割つてあることである。即ち一定方向に於ける星の數は

$$\frac{1}{p}f(\xi)$$

に比例する。少し計算すれば明かなる様にξは(U,V)の方向に於て極大となり其反對の方向に於て極小となる。$f(\xi)$に就いても同様である。從つて此點のみでは單一星流の場合と異ならない。然るに

$$\frac{1}{p}=\rho^2=\frac{1}{k^2\cos^2\theta+h^2\sin^2\theta}$$

は一の楕圓に相當するから之を$f(\xi)$に乘すれば其結果(U,V)の方向に延びたる形を更にu軸の方に引延ばすことゝなり觀測の結果の樣に二方向に延びた形狀の分布を呈する。

以上は頂點の方向に就いてゞあるが、其他の天球の部分では速度楕圓の長軸は多少短縮されて見え、遂に頂點の方を望み見れば速度楕圓は圓となつて見える筈である。天球の各部分に就いて之を檢し其長軸の方向を引のばせば其等の大圓はほゞ一點及其反對の一點で交はり之れ即ち所謂頂點、反頂點である。

かやうに兩說何れにしても觀測の結果をあらはすことが出來る。例へば$\alpha=14^h$乃至18^h, $\delta=+38^\circ$乃至$+70^\circ$なる天球の部分に於ける星の固有運動を其部

分の中心に參照して四方の方向に分類すれば次の如くで、觀測の結果は大體に於て二つの假說の何れとも一致すると云ふて宜しい。

方向	星の數			方向	星の數		
	觀測の結果	楕圓體狀說	二大流星說		觀測の結果	楕圓體狀說	二大流星說
5°	4	5	6	185°	14	16	15
15°	5	6	7	195°	16	19	19
25°	6	7	8	205°	21	22	22
35°	9	9	10	215°	27	25	26
45°	10	11	11	225°	29	26	27
55°	14	12	12	235°	26	27	26
65°	14	13	12	245°	19	23	22
75°	14	14	13	255°	17	18	18
85°	13	13	13	265°	12	14	14
95°	12	13	12	275°	11	10	10
105°	10	12	13	285°	11	8	8
115°	11	11	12	295°	8	6	6
125°	10	10	11	305°	7	5	5
135°	10	10	9	315°	6	5	4
145°	7	10	9	325°	6	4	5
155°	9	11	9	335°	5	4	5
165°	9	12	11	345°	5	5	6
175°	14	14	12	355°	4	5	6

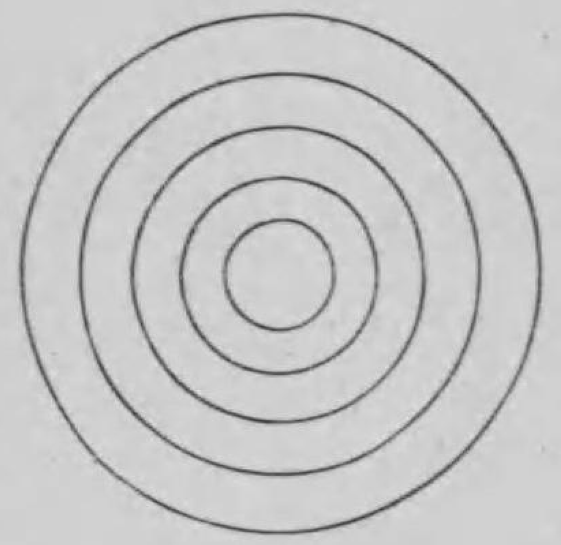
二說果して何れが正しいか、之を決定するには速度の方向のみならず尙其大さの分布をも考へねばならぬ。

天球の一部分に於ける星の種々の速度の分布を明にする爲に一點をよぎつて是等の速度に平行に且長さを其大さに比例してとる。よつて等回數(Equal frequency)の速度の點々をつらねれば所謂等速度表面を得る。之を中心をよぎる平面上に射影すれば等分速度曲線を得る。星の運動が全然無秩序でしかもすべての方向に一樣に分布してゐるならば等速度表面は球狀分布をなす筈で之を平面に射影すれば同心圓の一組となる(第十八圖甲)。楕圓體狀分布說では其代りに等速度表面は回轉長楕圓體となり之を平面に射影すれば一般に同心楕圓となる(乙)。

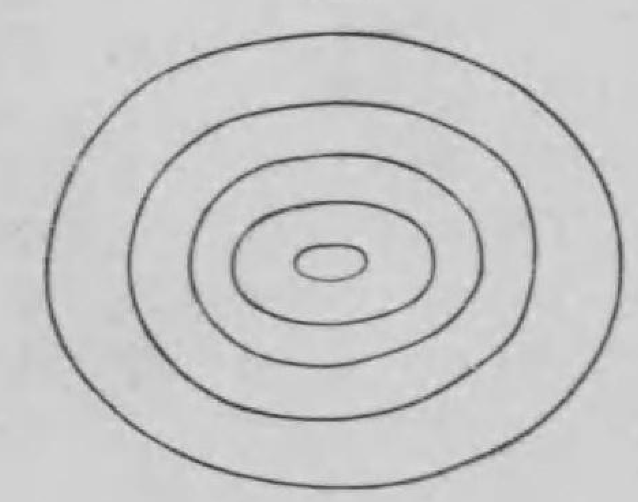
二大星流說即ち二群の球狀分布の各群が異る平均速度を有せる場合には相

第十八圖

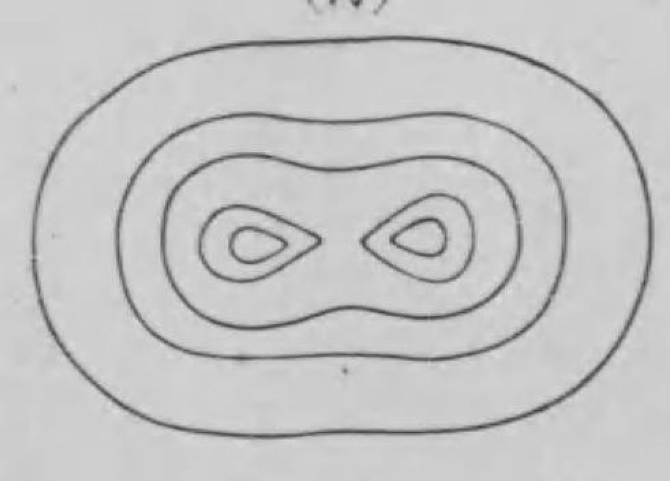
(甲)



(乙)



(丙)



距たれる二個の球狀分布を合成することゝなるから或る場合には乙に似た形にもなるが一般には第十八圖丙の如き形を呈する。

仍て若し觀測上から是等速度の分布を明かにすることが出來たら上圖と比較して二說何れが眞なるかを決定し得る譯である。エッチングトン(1912)は此思ひ付きからして兩說に共通なる假定即約 $\alpha=94°$, $\delta=12°$ といふ偏りの方向(line of polarity)に直角なる方向では速度の分布がマクスウェルの法則に從ふといふ假定を出發點として觀測上の事實を研究し、結局二大星流說に左擔してゐる。

まづ前章統計星學の公式の一つ

$$F(\tau)=\omega\int_0^\infty \Gamma(r)\varphi(v)r^3dr$$

に於て

$$r=e^\rho \qquad \tau=e^\mu \qquad v=r\tau=e^{\rho+\mu}$$

とおけば

$$F(\tau)=f_1(\mu) \qquad \varphi(v)=\Psi(\rho+\mu) \qquad \omega\Gamma(r)r^3=\Delta(\rho)$$

$$f_1(\mu)=\int_{-\infty}^{+\infty}\Delta(\rho)\Psi(\rho+\mu)d\rho$$

既述の如く f_1 Δ Ψ の共軛フーリエー函數を f_1^{-1} Δ^{-1} Ψ^{-1} とすれば

$$f_1^{-1}(q)=2\pi\Delta^{-1}(-q)\Psi^{-1}(q)$$

總べての場合各方向に於けるFは觀測から得べき經驗式(Empirical law)で與へらる。從つて f_1 や f_1^{-1} は既知である。今偏りの方向に直角なる方向の空をのぞめば此部分では偏りの方向に直角なる方向の v の分布に相當する固有運動は在りの儘に目擊することが出來、仍て f_1^{-1} 及 Ψ^{-1} 既知、從つて Δ を求めることが出來る。一度此處に於ける Δ を明かにすればこれと他の各方向の固有運動(Angular velocity)の分布函數とから其等の方向の眞の速度(Linear velocity)の分布を算出することが出來る譯である。仍て材料として天球上 $\alpha=c$ をよぎる子午面の兩側 4^h 48^m ほどの幅 $\delta=\pm36°$ の間に跨れる部分及天球上其反對の箇處にある部分をとりボッスのP. G. C.の星1129箇に就き其固有運動を吟味した。つまり凡そ $\alpha=6^h$ 及 $\alpha=12^h$ なる子午面即ち凡そ偏りの方向及向點を含む子午面に平行なる

固有運動を吟味した譯である。觀測上得たる固有運動をまづ30°づゝ十二の方向に分類し此各に就いて夫々vの分布函數$F(v)$を決定した。就中偏りの方向に直角なる方向には尚之に相當するψが與へられてゐる、尤も太陽の此方向の分速度$V\cos\theta$をも考にとるべきであるからψは

$$e^{-h^2(v-V\cos\theta)^2}=e^{-(hv-hV\cos\theta)^2}$$

に比例する。なほ$hV\cos\theta=t$を定めるには前に述べた樣に分速度がマクスウェルの法則に從ふ場合にθ乃至$\theta+d\theta$の方向の速度を有する星の數は

$$\frac{N}{\pi}e^{-h^2V^2}d\theta f(t) \qquad t=hV\cos\theta$$

之より180°隔たつた方向即ち正反對の方向の速度を有する星の數は

$$\frac{N}{\pi}e^{-h^2V^2}d\theta f(-t)$$

從つて二者の比

$$\frac{f(t)}{f(-t)}$$

はtさへ分明しゐる時は分明する。若し$\frac{f(t)}{f(-t)}$の値を表にしておけば逆に速度の方向が正反對に向へる星の數の比に等しきものを表中に求め相當のtを求めることが出來る。之を前上の場合に適用して

$$hV\cos\theta=0.36$$

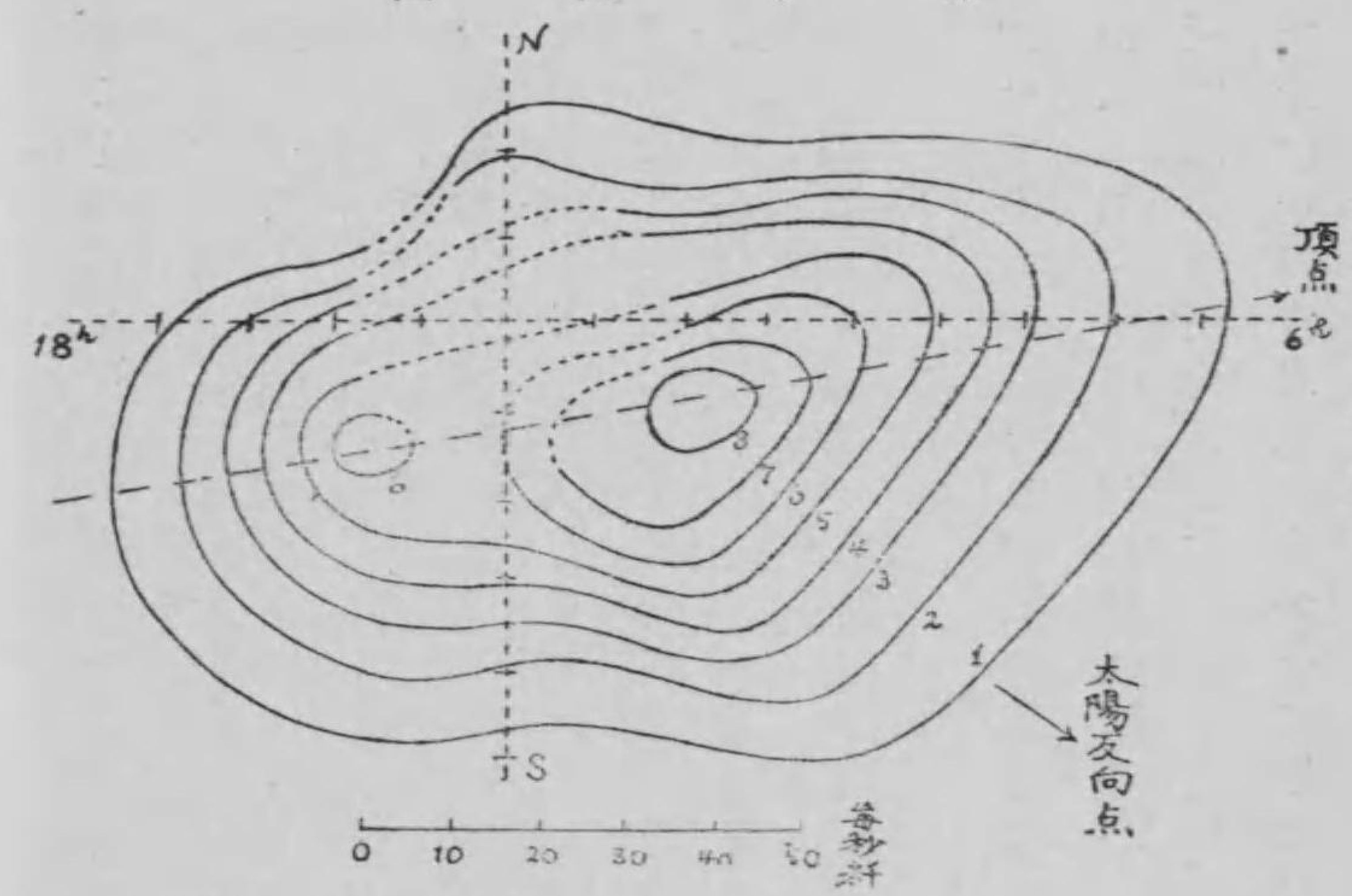
と得た。之は小に失するといふので結局0.43とし、即ち

$$\psi(v)=e^{-(hv-0.43)^2}$$

之を出發點として他の方向のψをも見出した。仍て圖上に原點より各方向に速度の方向をひき尚其長さを速度の大さに比例してとり其端の點に其回數(Frequency)を記入し、その等回數の點々をつらねて等回數曲線を作つたのが第十九圖である。尤も記入した數はたゞ比較的の數である。

なほ圖はわが太陽に參照したもので、實は太陽自身は向點の方向に$\frac{0.43}{h}$粁(毎秒)で動いてゐるからそれだけ原點を移動せねばならぬ。併し全體としての形勢はかはらぬ。然る時圖の原點は太陽の速度をあらはす點となる。尚此原點の附近では前の積分方程式を解く途中、上の經驗式を以てしては到底不定となるので止むを得ず想像にまかせて補つたものである。

第十九圖



(Eddington, 1912)

向點					
星	研究者	星流 I α	δ	星流 II α	δ
ブラドレー星	カプタイン	85°	−11°	260°	−48°
"	フー及ハルム	87	−13	276	−41
固有運動の大なる星	ダイソン	93	−7	246	−64
グルーンブリッヂ星	エッヂントン	90	−19	292	−58
ボッス	エッヂントン	91	−15	288	−64

頂點			
研究者	α	δ	學說
カプタイン	91°	+13°	二大星流說
ルードルフ	96	6	楕圓體狀說
ダイソン	88	21	二大星流說
ベリヤウスキー	86	24	楕圓體狀說
エッヂントン	95	3	二大星流說
シュワルツシルド	93	6	楕圓體狀說
エッヂントン	94	12	二大星流說
フー及ハルム	88	27	二大星流說
コムストック	87	28	楕圓體狀說
シャーリエー	93	+19°	一般楕圓體狀說

以上二種の星流の向點(Apex)及頂點(Vertex)に關し種々の學者の算出せる値を表に示す。

向注意すべきは是等二大星流の運動の方向は大體銀河の平面に平行なることである。

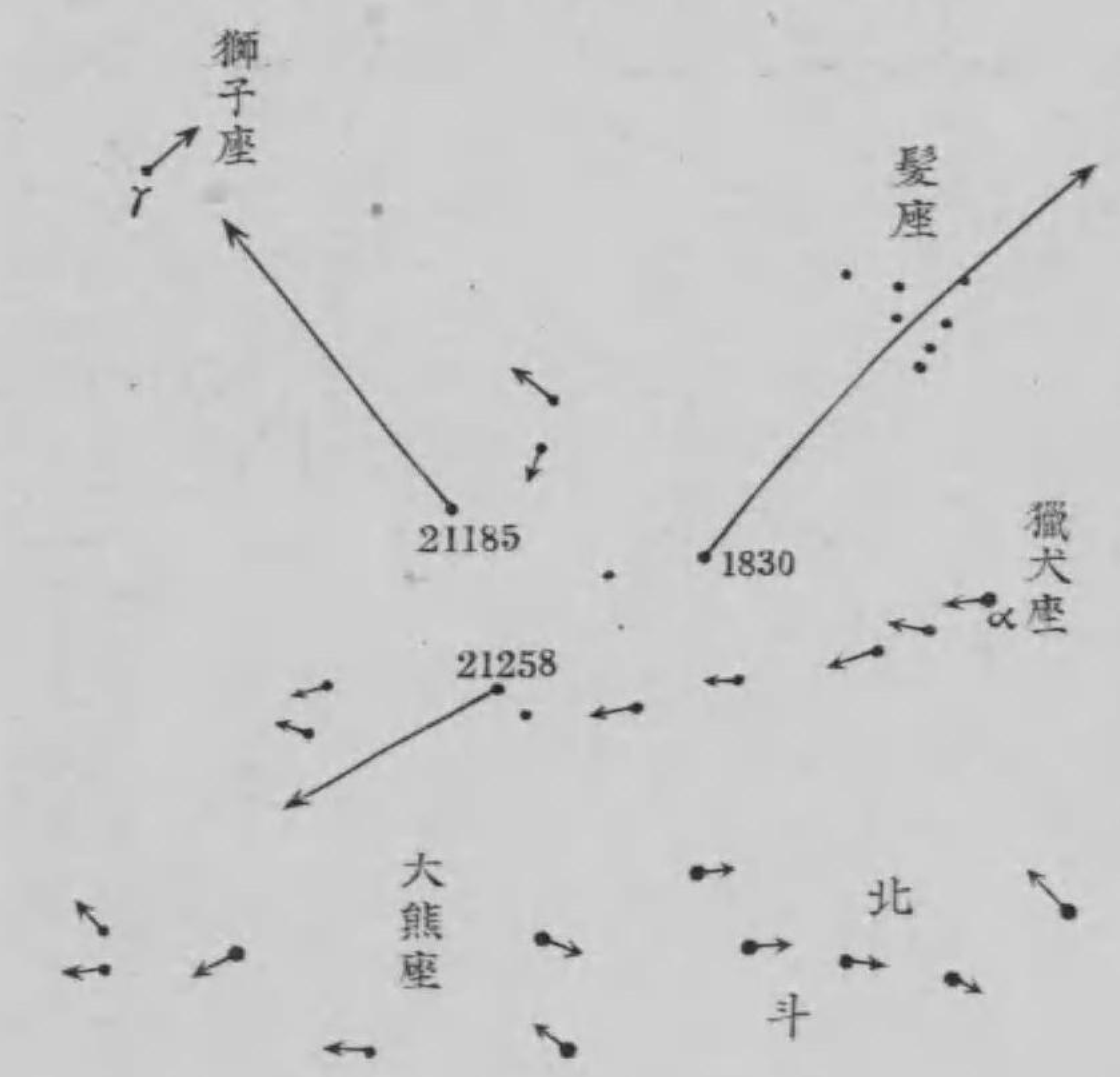
ハルム(Halm)はI IIの外に第三種の星流がありこれは靜止してゐると考へる。スペクトルB型の星之に屬し、之を星流I IIに對し星流Oと稱へる。

第七講　星群の運動。眞運動の增進

多くの星の運動を吟味して見れば、其中に同樣の運動、即ち平行にして等き運

動をなせるもの〻群が少なからず發見さるゝのである。一の密集せる星團に屬せる星が共通せる運動をなすと云ふのみならず打見たる所全く懸け離れて

第二十圖



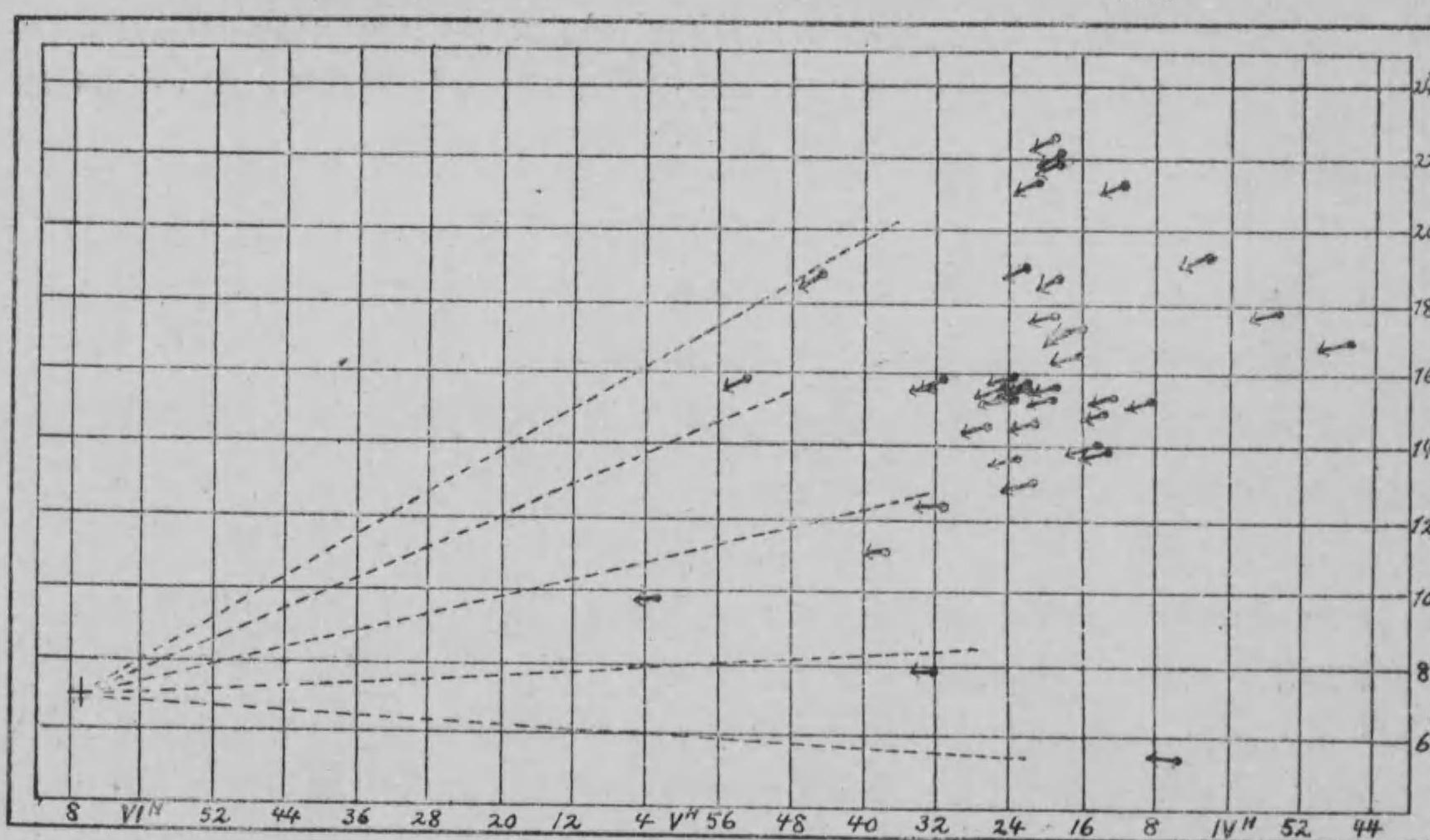
北斗七星及び其の附近の星の眞運動

見ゆる星にして揃つた運動をなして居るものが少なからずある。ルーデンドルフ(Ludendorff, 1909)は北斗七星中の中の五星即ち大熊座βγδεζ星の五つが平行にして等しき運動をなして居ることを發見したがすぐ引續てヘルツスプルング(Hertzsprung, 1909)はこの五つの星と同じ運動をなして居る仲間がなほ外に十三個あることを發見した。この十三の星の中にはシリウス星(Sirius)、馭者座β星(β Aurigae)、北冠座α星(α Coron. B.)などがあつて何れも北斗とは全く別の方の空に位して居る星である。我が太陽から上記北斗の五星に至る平均距離は〇・〇三五秒の視差で即ち約九十光年で地球より太陽に至る距離の約六百萬倍ほどあり、五星の兩端βとζとの間の距離はその三分の一で約二百萬倍ほどである。合計十八個の星は何れも$\alpha=308^{\circ}$, $\delta=-40^{\circ}$の方向に向て毎秒一八・四粁の速度で動いて居る。これを大熊星群(Ursa Major group)と稱へる。

斯の如き星群が現に存して居ると云ふことは著しき事件で大に注目すべきことである。厖大なる廣がりの間に散在して居る多くの星が全く共通の運動をなして居ると云ふことは如何にして可能なるか。是等の群運動は如何にして起りしや。永久なる時の間に是等の運動は如何にして亂れざりしや。是等の問題は孰れも宇宙進化論の根本問題に觸れて居る。

も一つ著しき例はボッス(Boss, 1908)の發見せる牡牛座のヒヤデス星群(Hyades group)である。

圖はこの星群に屬する三十九個の星が五萬年間に動く距離を示す。矢の方向



第二十一圖　牡牛座ヒヤデス星群の運動　(Boss, 1908)

星群	研究者	星の數及内譯	平均距離	收斂點 α	收斂點 δ	星群速度〔太陽に參照せる〕	銀河面に垂直なる分速度
Hyades	ボッス(1908)	39 {(A,26;F,8; G,2;K,3}	0.″025	92°	+ 7°	44	+4.2粁毎秒
Ursa Major	ルーデンドルフ ヘルツスプルング(1909)	18	0.″035	308	−40	18.4	−3.5
Scorp Centaur.	カップタイン(1910)	92(B,76;A,16)		95	−43	18.8	+0.9
Perseus	ボッス, エッヂントン (1910)	16(B)		95	−19	18.0	+3.5
G I	カップタイン(1912)			91	−15	32.6	−0.8
A I	同			96	−19	27.7	+1.6
B I	同			95	−31	22.0	+0.9
G II	同			288	−64	18.4	−0.9
A II	同			288	−47	24.5	−2.7
							+0.35
Pleiades	ボッス(1911)	6(B)	0.″018	82	−39	15.0	(0)
61 Cygni group	同	18(A,1;F,2;G,7; K,8)		100	+ 1	95	
Praesepe	シュワルツシールド (1913)	6(A,5;K,1)	0.″0063	92°	+ 7°	44	

を延長すれば約 $\alpha = 6^{h}7^{m}$, $\delta = +6°56'$ と云ふ點に收斂する。即ち是等の星の運動は皆平行であつてその點の方向に向ふのである。

斯様に共通なる運動をなす星の群がいくらもある。その主なるものを表に示す。

星群の運動に就て特に注意すべき著しき事實は、その運動が大體に於て銀河面に平行して居ることである。これは前掲の表の最後の列に載せたる銀河面に直角なる分速度の小なることを見れば明らかである。更になほ一歩を進めて吟味すれば是等の運動は二大星流の何れかと殆ど平行して居る。表中 GI, AI, BI, GII, AII 等は二大星流I及IIを夫れ〻のスペクトル型に分けて吟味したるものである。第五列の値より明かなる如く著しき星群の收斂點と二大星流との收斂點とは大體に於て接近して居る。例へば

ヒヤデス星群　の運動の方向は星流Iの方向と一五度の角をなし
白鳥星群　〃　〃　I　〃　七度　〃
大熊星群　〃　〃　II　〃　八度　〃

是等の事實によりて見れば是等の星群は要するに二大星流中の分派と見做すべきではなからうか。即ち

ヒヤデス星群、白鳥星群。ペルセウス星群。蝎ケンタウルス星群
プレヤデス星群

等は星流Iに屬し

大熊星群

は星流IIに屬し、孰れも星流中にて比較的運動の揃ひたる純なる分派であり、又斯様なる星群が多く入り亂れて複雜になりたるものが所謂二大星流と云ふ現象を呈するのではあるまいか。更になほ一歩を進めて考ふればこの二大星流の現象が更に發展し、入り亂れて現在見る如き天體の分布を來し、我が銀河系を成立せしむるに至つたのではあるまいか。是等の研究は宇宙進化論の重要なる部分である。

二大星流の現象を夫れ〻のスペクトル型に分けて吟味して見れば、スペクトル型の所謂若い星即ち第一種の星には著しく純粹にあらはれ、第二種第三種

の型の星には次第に入り亂れて居ることはダイソン及キャメルの共に注意した事實である。又二大星流の方向及其星の數の割合も上の表に見ゆる如くスペクトル型と共に次第に變化する。

型	研究者	頂點間の角距離	$\frac{II}{I}$
G	エッヂングトン	100°	$\frac{2}{3}$
A	カップタイン	113°	$\frac{1}{3}$
B	カップタイン	120°	$\frac{1}{15}$

眞運動の増進　夫れ々々のスペクトル型毎に分けて星の自己運動を吟味すれば、第一にB及A型の星の自己運動は大體に於て銀河面に平行なること。第二に星の自己運動の平均の値はB、A、F、Gの順にスペクトル型が進むに伴つて次第に増進することの二つの事實が明らかに認められる。次にキャメルの視線速度測定の結果に基く表を掲げる。

表中(Hypothetical A)とあるのはA型の星が空間に一樣に分布してゐて其運動がすべて銀河の面に平行であると假定した場合に於ける星の數なり星の視線速度なりをあらはす。然るに其速度が實際のそれとほゞ一致することは即ち

自己運動の視線速度

銀河緯度 / 型	±90° − ±60° No	±90° − ±60° km	±60° − ±30° No	±60° − ±30° km	±30° − 0° No	±30° − 0° km
B	7	5.4	27	5.6	191	7.1
(Hypoth. B)	51	2.5	140	5.3	191	7.1
A	18	5.6	61	9.2	98	13.0
Hypoth. A	26	4.6	72	9.7	98	13.0
F	23	12.6	56	12.4	107	15.3
G	11	11.3	46	15.2	71	15.3
K	44	13.8	109	17.4	229	17.1
M	12	17.7	26	19.2	35	15.9
A to M	108	12.4	298	14.8	540	15.7

Campbell, 1911

A型の星の運動が殆ど銀河の面に平行であることを意味する。B型の星に就いても同樣である。但90°――60°の範圍で其然らぬことは材料が少いからであらう。又B型星の數の實際の分布が銀河面の方面に偏せること及び平均の自己運動がスペクトル型の進むと共に増進することも表から明らかである。

プランマー(Plummer, 1912—1913) は第一種の星
(B—B5)180；(B8—B9)45；(A) 234
總計四五九個の星の視線速度を吟味し是等の星の運動は大體に於て銀河面に平行と見做し得べきことを認め、更に進んで是等の星の中に多くの群運動をなすものがあることを發見した。

さて上述二大星流說や星群の運動の意味を考へよう。第一にかゝる運動は如何にして起つたのであらうか、之は宇宙進化論に最も主要なる材料たるべきものである。元來かゝる方向を有せる二つの星流が偶然に出あつたものであらうといふ說は學說としてあまりに不充分である。さらば何等か引力に引かれて運動を起したものとすれば是等の運動を起す原因即ち力が是等の星の各に皆同樣に働いた譯である。一の星が他のものから受くる力は二つに分けて考ふることが出來る。其一つは空間に連續的に物質が分布せるものと看做せる時の其引力であつて今一つはある格段なる星に非常に接近するが爲にうくる格別なる引力若しくは衝突である。氣體などにありては一つの分子が他の分子の勢力範圍に入るまでは殆んど直線運動をなし、ある一の分子に衝突して始めて其方向を變へるもので即ちこれは全體からうくる作用よりも個々の作用が主もなるものである。然るに今天體の場合にありては一の星群の凡ての星が均しく同樣の運動をなして居るのは均しく同樣の力に働かれた結果と見なければならぬといふのであるから、個々の偶然的衝突若しくは近接の影響は極はめて僅かであつて寧ろ全體よりの作用の方が遙に大きいと云ふことを意味する。現に又計算して見ても例へば太陽が之に最も近きケンタウスル座α星に働く力は400×10^6年にして漸く每秒一粁の速度を與ふるに過ぎない。又かりにある星が太陽に非常に接近して例へば海王星の距離に於て通過するものとするも僅かに5°だけ其方向をふれさせるに止まる。しかも二つの星が太陽と海王星との距離程に接近すると云ふ機會は非常に稀れであるから星の運動は主として宇宙全體の引力によつて働かるゝものと考ふべきである。

第二に前述の如く主もな力は宇宙の全體からの引力であつて一の星群の各部に殆ど均しく同樣に作用するものであり、又其星群の運動がよし最初は皆平

行なるものであつたにしても、無限の時の間には他の星又は星群内部相互の引力の爲めに作用されて平行を亂され、運動は次第に散開する筈である。然るに上述現に見る如く未だ平行なる運動が殘存して居ると云ふことは其出發以來尚有限の時が經過せるのみなることを示す。さらば其有限の時の始まりは如何。天地開闢の始まりは如何。引力は常住作用して居らねばならぬと思はるるのに出發せぬ前には引力の作用しない時代があつたのであらう乎。

なほ此事の著しいのはスペクトル型と共に其眞運動(Peculiar or residual velocity)の増進である。

星の眞運動の研究はリック天文臺でキャメルが一九〇〇年までに280(G, K, M)箇の星の視線速度を發表し、平均毎秒十七粁なる値を見出し又一九〇四年フロスト及アダムス(Frost & Adams)は20個のB型星から毎秒七·〇粁なる値を得たので、スペクトル型と共に増進するであらうと疑はれたが一九一〇年カプタインは210箇の種々の型の星の眞運動を吟味し又一九一〇、一九一一年にキャメルが種々の型の星1700箇に就き其視線運動の研究を發表したので、それが型と共に増進することが疑もなく認められた。

生れた時は速度零で爾後次第に速度が増進するのならば其生れたのは何時であらうか、はた又生れる以前には宇宙引力の作用しなかつた時代があつたのであらうか。

なほ又二大星流の現象を仔細に吟味してその運動を星流全體としての速度所謂群速度(Cloud velocity)と其内部相互の速度(Internal velocity)とに分け、スペクトル型毎に吟味して見ると次の如き結果を得る。

眞運動

平均視線速度				
キャメル (1911)			カプタイン (1910)	
型	星の數	V	星の數	V
B — B5	(312)	6.2	(64)	6.5
B8 — B9	(90)	6.7		
A	(172)	10.5	(18)	12.6
F	(1[illegible]0)	14.4	(17)	14.5
G	(118)	15.9	(26)	12.6
K	(346)	16.8	(55)	15.4
M	(71)	17.1	(6)	19.3
Planetary Nebula			(13)	26.8
Orion Nebula			(1)	0.1
N			(8)	13.1
L			(2)	3.7

此表から知れることはスペクトル型の古くなると共に眞運動の増進するのは主として内部の速度の増大であることである。

型	V_0	群速度	平均内速度	
B	20.0	5.8	12.1	Kapteyn 1910
All stars	20.0	25.6	31.2	
A	14.7	14.5	14.3	Weersma 1911
K & M	15.3	12.1	24.7	

眞運動の増進に就いては種々の説明がある。第一説は之を以て全く星の齢によるものとする。第二説はハルムによれば之は年代によるのではなくエネルギー等分律(Equipartition of energy)によるものであると、即ち星の質量の多くは太陽位の大さであるが、尚それを型によりて區分すればB型の星は概して大きく平均他の星に比べて約三倍位になる。ハルムは此事實に着目し大小種々の質量の分子の混合せる氣體に於てエネルギー等分律が行はれ、質量大なるものも小なるものも有せる運動のエネルギーは相等しく、從つて質量の大なるものは小なる速度を有し質量の小なるものは大なる速度を有する事實と同様に、B型の星は質量大、故に速度小である、他の型の星は質量小、故に速度大であると主張してゐる。こは一見面白い説と思はれるけれども今の場合には星相互の距離は相隔たること頗遠く、衝突等の現象は殆ど起らないのであるから瓦斯體に於けるエネルギー等分律を當箝めることは無理である。又ゼーリガーは我等の天體は多くの小さい物が集まつて生じたものである、質量大なるは其集れる箇數の多いもので質量小なるは箇數の少いものである、されば元來速度の方向が八方に無茶苦茶のものとすれば集れるものゝ數の多くなるほど相殺して小なる速度とならねばならぬと論結してゐるが、これも百とか千とか有限のものゝ集りならば兎も角、箇數が幾百千萬の多くとなれば其速度は凡て零とならねばならぬ筈であるから此説も成り立たぬ。第三説には是等速度の差異は全く星の生れた場處によるものとする。若し空間に於ける星の分布密度を一様と假定すれば各の星は宇宙の中心からの距離に比例する力で引かれ從つて單弦運動をなす筈である。宇宙の中央附近にゐたものは永久に其附近だけで動いてゐやうし、遠くから來りしものは大なる振幅を以て周行するであらう。若し宇宙がかゝる組織のものであるならば中央附近にゐるものは速度小で遠くから來りしものは速度大である譯であ

ると。さらば星の出來る前には靜止してゐたのだあらうか、何故に引力のあるのに靜止してゐることが出來るか。

以上第一説第三説共に星の生れた以前を説明しなければ徹底せぬ。是等に關する色々の説は後章に更に之を説明し最後に余の説を述べようと思ふ。

尙ほ次の章にて述ぶることではあるが爰に一言注意して置きたいのは、スペクトル型と星の進化の順序の關係である。今日まで普通に行はれて居る説では最も若い星はO型でそれからBAFGKM型の順に進化して行くと云ふのであるが、之に對しては三十年程前からロッキャー(Sir N. Lockyer, 1888—1915)が反對説を提出して居る。その考によれば星の始りは流星群(Meteoric swarm)であつて、次第に密集するに從つて高溫度となり、MからKGFAの順にてB又はOまで達し、其後は熱の發散のため次第に冷却しAFGKNの順に進化すると云ふので、要するに同じスペクトル型の星の中に溫度の上り坂に屬するものと下り坂に屬するものとの二種類あると云ふのである。この考は近年新しき多くの事實を基礎としてラッセル(Russell, 1913)によりて主張せられ、大體に於て當を得て居るものと思はれる。ラッセルによれば上り坂に屬する星は密度小、從て容積及表面積大なるが故に發する光の量多し、これ即ち巨星(Giant star)である。下り坂に屬する星は密度大、從て容積、及表面積小なるが故に發する光の量少し、これ即ち矮星(Dwarf star)であると云ふのである。この考に從へば星の眞運動の增進を論ずるにも、スペクトル型の內更に巨星と矮星とを分けて別々に吟味することが必要である。今日までまだ充分なる研究を見ないが、多少これに關聯せるものは一つはヘルツスプルング(Hertzsprung, 1909)の研究で、同じスペクトル型の中で黑線の幅の狹い星(Harvard の Miss Maury の分類の c 及 ac)だけを撰べばその平均の自己運動は半分以下になることを見出した。多くの事情から考ふればc 及 ac 星は巨星に當るのである。又他の一つはルーデンドルフ(Ludendorff, 1912)の研究で、多くのB型の星の視線速度を吟味し、これをロッキャーの説の如くに分ければよく分類が出來ると云ふことを見出した。是等は孰れもロッキャー、ラッセルの説に都合よき事實であるが、眞運動の增進は果してよく此説による進化の順序に伴ふや否や、此方面の研究は大に望ましいことである。

第三章　天體の物理的狀態

第八講　天體の雰圍氣

第一章では天體の位置、分布を論じ、第二章では天體の運動を論じたのに對し本章では更に進んで個々の天體に就きて其物理的狀態を明かにしたいと思ふ。前章までのことは大體所謂位置天文學 (Astrometry) といふ方面に屬し、本章に論ずることは天體物理學 (Astrophysics) といふ方面に屬するものである。天體の物理的狀態の比較的よく觀察され得るものはわが太陽であるから、天體物理學の主もなる研究對象は太陽であつて、外の天體のことは單に比較研究の參考に供する位にすぎないのである。太陽は我等に光と熱とを供給するもので實に人生活動の根原であるから其研究は我等人類にとり非常に重要なものであり此次の機會には太陽及太陽系のことに就いて詳しく講究したいと思ふが、爰には宇宙進化論に必要なる部分だけを大體述べる。

天體から我等の受くる所のものは殆ど全く光と熱とだけである。尤も其外に陰陽微粒子が來るかも知れないが其作用は甚だ僅かである。從つて天體の物理學的狀態に關して知り得るものは天體の形、光の分量及種類分析及夫等のものゝ變化であつて是等の材料によつて天體の表面の雰圍氣を研究し得るに過ぎないのである。

先づ第一に形に就いて述べる。之は眼で見、又は寫眞に撮つてみる。一つ々の星はいくら大きな望遠鏡で見ても點としか見えないから論外とし、形の研究の出來るのは二つ以上の星から成れる連星、星團又は星雲などである。

連星に就いては次節に之を述べる。

星雲の形は渦狀なるものが多い。

星團に就いては星の分布の狀態が中心の方に密であつて周圍に至るほど疎らになる。望遠鏡の中でさへも星の數が三四千も見えるのがあるが是等分布の模樣は幾分研究されてゐるのによれば球狀を呈せるものが多く、其中心から周圍に向つて數の減ずる割合が丁度瓦斯體球團內部の密度の分布と同じ法則

に從つてゐる樣である。又かやうに星が密集してゐれば相互引力のために運動してゐる筈であらうからその研究は頗る面白いことゝ思はれるが現今尚材料の不充分の爲是等の點は詳かでない。

次に星より來る**光の分量**であるが之は光度によつて一等星、二等星等と區別してゐる。其上に視差が知れる時は星の眞光度が知れる、星の眞光度は其星の物理的狀態に關する屈强の材料である。

星から來る光の分量は表面の大さ並に面の輝きによるものである。表面の大さは星の質量とその密度とに關係する。若し星の質量は大抵類似の大さであるとすれば表面の大さはその密度によるわけである。さればもし星の距離が知れて眞の光度が分明した上にそのスペクトル型から推定してその面の輝きを察することが出來るならば、これによりてその星の大約の密度を知ることが出來る譯である。

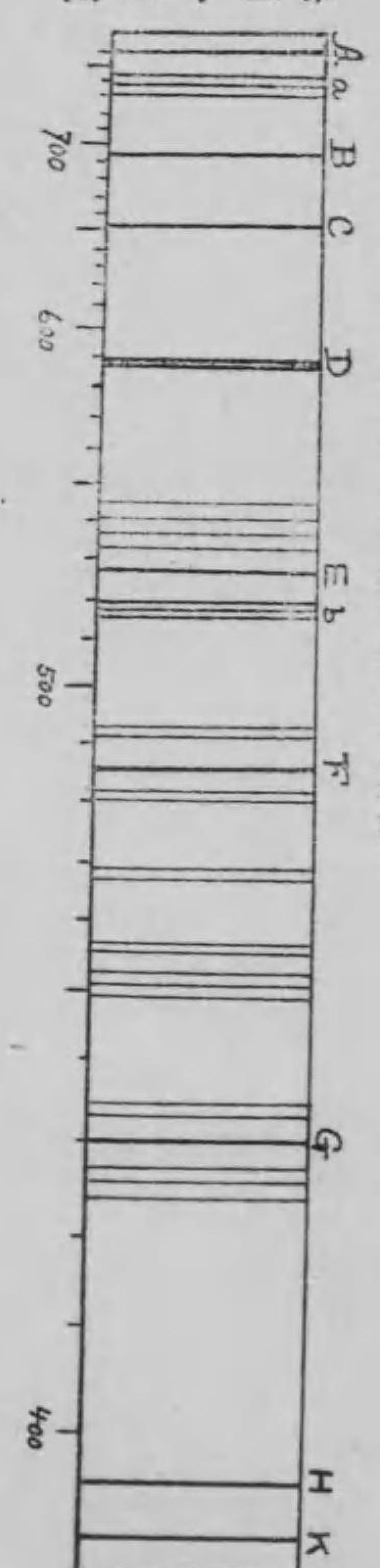
我が太陽は幾何の光熱を發散しつゝあるかと云ふに地球が太陽より受くる熱量は毎分一平方糎に就き2グラムカロリーの割合である。地球程の距離の處でこれだけ受けると云ふことから全太陽の發する總熱量は容易に計算することが出來る。然らば此熱の源は何に因るのであらうか。これは元來散逸してゐた物質が相互引力の爲めに次第に密集し、位置のエネルギー變じて運動のエネルギーとなり熱となつたものである。此事に關しては此外に尚ほ或は化學的といひ、或は元來高溫なりしものといひ、近時は又放射能ある物質(Radioactive substance)による等の說があるが到底夫等では十分の說明は出來ない。無限に瀰漫してゐた物質が現在の太陽に集まつたとするとケルヴィンの計算によれば現在太陽が發せる如き熱輻射を二千萬年間持續することが出來る筈である。我が太陽の過去の壽命が二千萬年以下であるか、以上であるか、これに關しては地球上の地質的變化の度合から立論して種々の說があるが、現在の程度では孰れも確實と云ふことが出來ない。從つて確かなる議論の材料とすることが出來ないのであるが、多くの星の中には我が太陽よりも遙かに多量の光熱を發散して居るものがある。例ば蝎座α星(α Scorpio)は夏の夕、南の空に輝く赤色の大きな星で、支那では心又は火と稱し、紀元前二千三百年の堯典中に其名が揭げて

あるのみならず、尚それ以前より觀測された形跡があるから恐らく少くとも過去五千年も古くから一等星として輝いて居るであらう。此星の見掛けの光度は一・二で視差はよくは分らないが今日知れて居る所では〇・〇三秒として居る。此視差を正しいとすればこの星の光の强さは我が太陽の約五百倍である筈である。その上この星は赤色星でその表面の溫度は約三千度であるべきことや進化の程度から云へば尤も若い星で從つて密度は非常に稀薄であるべきことなどを顧慮して計算すれば、前記集合說だけでは過去五千年の壽命はどうしても說明が出來ない。今後この星の視差が愈々確實に知れたならば、星の進化の徑路に關して有力なる材料を提供するであらうと思はれる。

星の光の量の變化する所謂變光星なるものがあるが之は次の連星の條に述べる。

光の性質の研究にはスペクトル分析をする。太陽の場合をとれば所謂日光の白色でこれをスペクトルに分てば連續スペクトル中に所謂フラウンホーフーの無數の黑線 (Fraunhofer lines) があらはれる。(第二十二圖)之はキルヒホッフ(Kirchhoff) の說明した如く、下層からは連續的のスペクトルを發し上層の比較的低溫度の瓦斯體が己が發すると同じ線のスペクトルを吸收するために生ずるのである。

第二十二圖

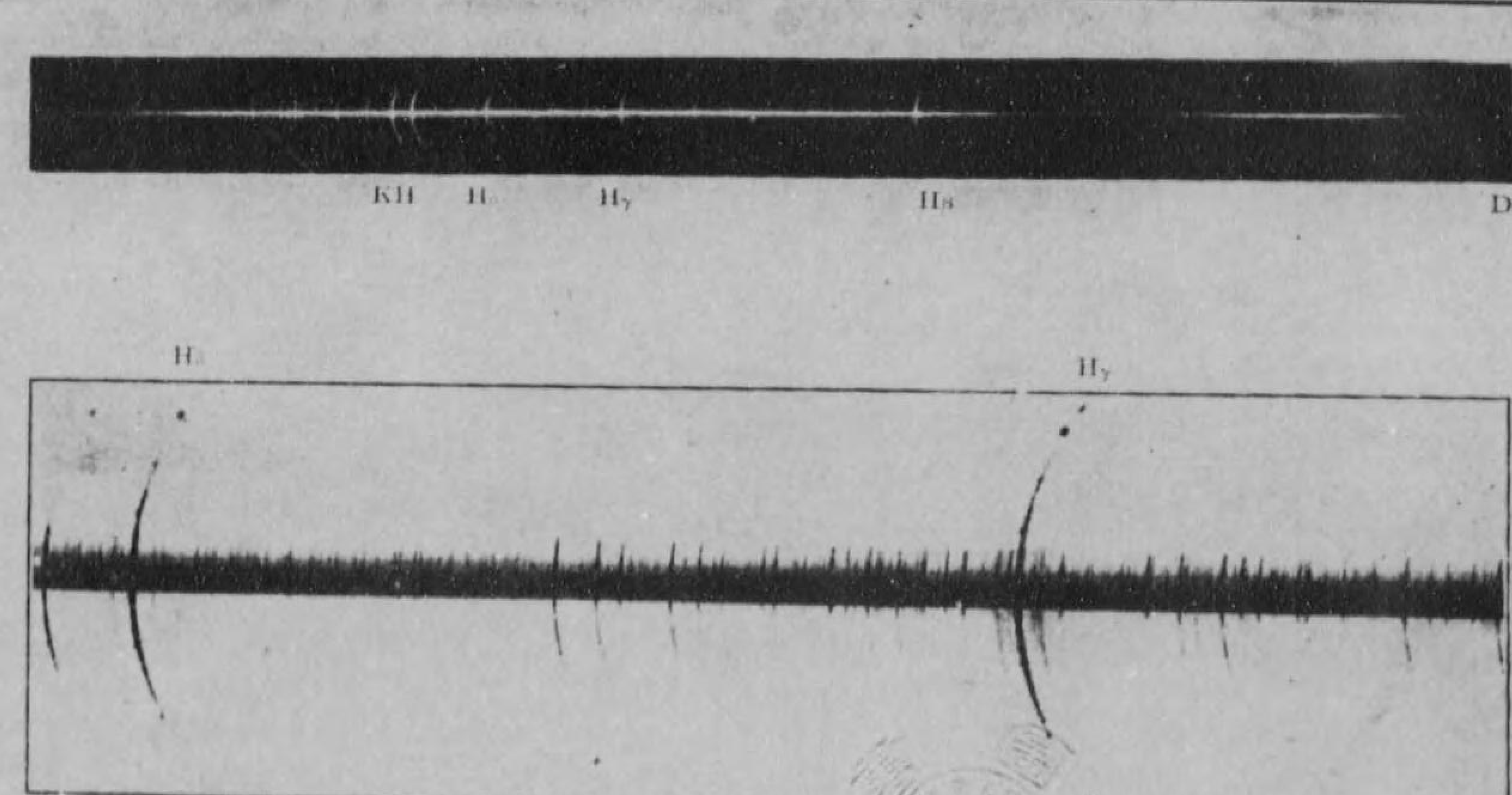


太陽のスペクトル。フラウンホーフアー線の主なるものを示す

此連續スペクトルを發する所を光球 (Photosphere) と稱する。それを包んで比較的溫度の低き瓦斯體のうすい層があり此部分では反對に光を吸收するから之を吸收層 (Reversing layer) と名づくる。日蝕皆既の際に光球の部が月に覆はれた時にその周圍に赤色の部分が見ゆる之を彩球 (Chromosphere) といひ、其處々から或は炎の如く或は尾の如く噴出する樣に見ゆるものを紅焰 (Protuberance, or red flames)と名づける。之には太陽の直徑の五分の一即ち地球直徑の二十倍位にも及ぶものがある。日蝕にて光球が覆はれた時その上の瓦斯體からの光をプリズムにかけてスペクトル分析をしてみると極めて短い時間丁度普通の黑線のあらはるゝ部分に輝線があらはれる。之は五秒乃至十秒程瞬く間うつるから瞬間スペクトル(Flash spectrum)と名つける。第二十三圖は一九〇五年の皆既日蝕の際ミッチェルの撮つた瞬間スペクトルの寫眞で輝線が三日月形に長く曲がつて見ゆるのは光球の部が覆はれて、上層の吸收層が三日月形に殘つて居るからである。三日月形の短いのは比較的下層で消滅する元素三日月形の長いのは比較的上層まで存在して居る元素に相當する輝線である。從つて此三日月形の線の長さからして夫れ々々の高さに於ける元素の分布を推定することが出來る筈である。

日光スペクトル中の主なる黑線及び夫れに相當する元素の名の表及び瞬間スペクトル中に見えたる元素及その輝線の數を元素の週期律表中に記入せるものを次表に掲げる。太き線にて圍まれたる中が瞬間スペクトル中に見えた元

第二十三圖



Flash Spectrum, 1905 August 30. (S. A. Mitchell.)

主なるフラウンホーフヘー線

黒線	波徑	元素	黒線	波徑	元素
A	7594.1	O (Terrest)	L	3820.6	Fe
B	6867.5	O (Terrest)	M	3727.8	Fe
C	6563.1	H		3727.1	Fe
D_1	5896.2	Na	N	3581.3	Fe
D_2	5890.2	Na	O	3441.1	Fe
E_1	5270.5	Fe	P	3361.3	?
	5270.4	Ca	Q	3286.9	Fe
E_2	5269.7	Fe	R	3181.4	Ca
b_1	5183.8	Mg		3179.5	Ca
b_2	5172.9	Mg	r	3144.6	Fe
b_3	5169.2	Fe	S_1 S_2	3100.8	Fe
	5169.7	Fe		3100.4	Fe
b_4	5167.7	Fe		3100.1	Fe
	5167.5	Mg	s	3047.7	Fe
F	4861.5	H	T	3021.2	Fe
G	4308.1	Fe		3020.8	Fe
	4307.9	Ca	t	2994.5	Fe
h	4101.8	H	U	2948.0	Fe
H	3968.6	Ca			
K	3933.8	Ca			