

目 次

論 叢

萩原雄祐：理論天文學序(Ⅲ).....	1
---------------------	---

綜 合 報 告

虎尾正久：時刻測定と保時の現況(Ⅱ).....	9
-------------------------	---

新 著 紹 介

P. W. Merrill: Spectra of Long-Period Variable Stars.....	19
---	----

抄 録 及 資 料

無線報時修正値.....	20
X月に於ける太陽黒點概況.....	20
Jeffreys の緯度變化に關する研究.....	21
微細な Fraunhofer 線の變化.....	21
天文學談話會記事.....	22

天 象 欄

流星群.....	22
變光星.....	22
長週期變光星 1941 年の推算極大.....	23
東京(三鷹)に於ける星の掩蔽(Ⅰ月).....	24
太陽・月及び惑星.....	24

理論天文學序 (III)

萩原 雄祐

三. 量子論と恒星構造論

元素は原子から成つてゐる。その原子は原子核と數個の電子から成る。共に電氣の素量の整數倍の電氣量をもつてゐる。その間にはクーロン力といふ靜電氣力が働いてゐる。かくて萬有引力と同様な遠隔作用が再びあらはれてきた。この原子には數個の量子状態がある。電子がその一つの量子状態から他へ移る時に光を吸収し又は發散する。光を伴はないでたゞ遊離電子の速度を變へるやうな場合もあるが、この光を伴ふ場合に、その光のエネルギーは、光量子といつて、いつもプランク常數といふ素量に、光の振動數を乗じたものになつてゐる。一つの原子には種々の量子状態があるから、一つの量子状態から他の數個の量子状態に跳ぶことによつて、振動數の異なる相當するだけのスペクトル線があらはれることになる。これを系スペクトルといふ。量子状態は原子毎に固有であるから、スペクトル系を見てその原子が何であるかを知ることができる。原子が電子を失つた状態を電離するといひその原子をイオンとよぶ。イオンも固有の量子状態を持つから、その系スペクトルから、どんな電離状態にあるかわかる。天體のスペクトルを分析して、天體の表面にある原子が何であるかを知ることができる。中性原子に電子が附加した負の電荷を持つたイオンがあることが近頃知られて來たが、これが星の大氣の構造論にどんな役割を演じるかは注意すべきことである。地球上に無かつたと思はれた元素が天體に發見され、後になつて地球上にもあることが知れた元素もある。ヘリウムがその一例である。まだ天體にあつて地球上のものと判定のできないスペクトル線が多數ある。これ等は後に述べる量子力學的理論と相俟つて將來は判明すべきもので、星の

物理的状态が實驗室では實現し得ない事情に據ることが多からう。殊に化合物の帶スペクトルには判定の困難なのが多く、この點に關しては高溫度化學の發展に期待したい。惑星の大氣や彗星に現はれる不明の帶スペクトルに關しては光化學との協力が望ましい。こゝに注意すべきは波長のみでスペクトル線をどの原子や分子によると速斷するのは危險であつて、その線の生じる場所の物理的状态をも考慮に入れなくてはならないことである。地球大氣の酸素は植物の同化作用によつて炭酸瓦斯と水蒸氣との反應に基くといふ説があるさうだが、その反應の生成物たるフオルムアルデヒド、或はこれがあつてのみ生すべき反應の生成物が、惑星の大氣に發見さるゝならば、地球化學の大問題を天文學的に解決し得るものと云はれやう。

物質の素粒子である電子や陽子、中性子などから原子が成り立つてゐると考へられるが、それ等は個々に區別ができない。光量子もさうである。氣體運動論における分子のやうなものである。こんな場合には統計力學をつかふ。個々のものゝ微視的現象から、統計力學的假設によつて、巨視的な觀測し得べき量を出すのが統計力學で、この考へ方はボルツマン等により創められた前世紀の偉大な理論物理學の進歩の一つであつて、まつたく把握することのできないものから統計力學によつて、例へばブラウン運動などを論じることができた。この微視的から巨視的を出すには統計力學的假設を要する。これは初期條件のまちまちな多くのものゝ運動状態において、時間的平均と空間的平均とが一致するといふのであつて、エルゴードン假設とよぶ。近頃數學によつてこの假設の正しいことが證された。かく統計力學においては確率の理論からエントロピーなる量を出す。ある状

態の確率の對數にボルツマン常數といふ數を乗じたものである。面白いことには、どんな變化があつてもエントロピーは減じはしないといふことである。此確率を通じて溫度が定義される。巨視的にみて、溫度の低いものから高いものへは熱が流れ得ないといふ、所謂熱力學第二法則がこの形で表はされることになる。宇宙はいつも熱力學的にみて活動能力の小さな涅槃に向つてゐると云ふ。熱力學といふのは熱のエネルギーの移動を巨視的に研究する學問である。かくてこのエントロピーから、溫度、壓力、密度等の關係を出すことができる。これはエルゴードン假設に基くために、熱力學的平衡といふ状態に限られてゐる。光量子をも入れると黒體輻射と云つて、振動數に關して連續的な強度をもつ連續スペクトルの輻射があらはれる。この連續的な強度の變化の割合で溫度がきまる、即ち、連續スペクトルの強度分布から溫度がきまる。寒暖計では溫度を液體の膨脹によつて測るのであるが、溫度は寒暖計なしに、氣體の膨脹とか、壓力とか、電離状態とか、種々の量子状態にある原子の數の比とか、或は連續スペクトルの強度分布とか、乃至は氣體運動論から原子又は遊離電子の速度の分布法則から定められる。熱力學的平衡では此等の溫度がすべて同一の値になるので溫度といふ概念が出た譯である。星の溫度はこの原理によつてきまるので、寒暖計をもつて行かなくとも差支へがない。黒體輻射と假定してそのスペクトルを測ると溫度がわかる。或は黒體輻射は溫度が上ると赤色から黄色をとほつて白色に見えるやうになるから、星の色からも溫度がざつときまる。困つたことは、星のスペクトルは黒體輻射の強度の分布とは少し違つてゐるので、正確に溫度をこれからきめる譯にはゆかない。寧ろ溫度なる今のやうに定義された概念は當てはまらない。たゞ近似的のみに云へるのである。

個々の微視的の原子の構造とその量子状態間の移動の確率から、巨視的のスペクトル線のエネルギー強度を出すには、嘗ての量子論ではボーアの相應原理を使つた。古典的に計算した値と量子論的に計算した値とは、統計的には一致するといふ原理である。かくして古典的には出てこない現象を推論して實驗と比べ得べき歸結を出してきた。

これが近頃では、量子力學に基いて波動方程式によつて確率がきまる。我々の觀測し得べきものは確率である。速度と坐標とは互に相補性であつて、一方がきまると他方ははつきりとはきまらない。時間とエネルギーもさうである。これをハイゼンベルグの不確定原理といふ。量子力學はこれに基いてゐるので、電子の干涉の實驗、種々のスペクトルに關する實驗、宇宙線とか、陽電子、重電子等といふ新しい素粒子の發見と共に確められてゐる。こんな原理に適ふやうな數學は普通の代數學ではいけない。交換法則のあてはまらない代數學をつかふ。特にディラックの電子の量子力學には特別相對性理論を取り入れてゐて、陽電子の發見を豫言してその實現をみた。此の量子力學では觀測し得べきものといふことが認識論的の原理であることが注意すべきである。ある状態の確率が波動方程式を解いてきまり、これから計算して觀測し得べき量の數學的豫想値を出す。かくてスペクトル線の絶對強度、即ちその伴ふエネルギー量の數學的豫想値を出すことができた。古來の物理學的因果律は形を換へ、初期條件で唯一義に未來を卜するといふ器械的の物理學的世界觀は影を潜めた。

量子力學によつて、壓力や溫度並びにその原子組成と與へると、そこから出るスペクトル線の状態、即ち各線の比較強度のみならず絶對の強度の數學的豫想値、連續スペクトル線の絶對強度の數學的豫想値の振動數による分布、各スペクトル線の内の強度を振動數に關して畫いたグラフの輪廓等を計算することができる。これ等は量子力學によつて非常に難しい複雑な計算の末はじめて求められるのであるが、それを星のスペクトルと比べて星の大氣中の壓力、密度、溫度、原子の多寡を推定する。スペクトルから、その星が二重星であつてその運動にはニュートンの法則が適用されることが判つたのは論を待たず、星のスペクトル線から星の大氣の電氣の場や磁氣の場の強さをも知ることができる。星の大氣中の渦動の有無もわかる。又星のスペクトル線の種々のものの強度の相互關係から、星が巨星か矮星かわかる、即ち、星の半径の大小が知れる。溫度はさきのやうに定められるから、表面の單位面積から出る輻射量は

黒體輻射の理論によつて知れる。星の面積を乗じると星の單位時間に出すエネルギーの量が出る。これを星の光度といふ。其星の見かけの明るさと星の光度とから距離が知れる。一般に星の大氣の組成と、溫度と壓力がわかると、或は壓力の代りに星の表面の重力、或は星の半徑と質量が知れると星のスペクトル線の状態がすつかり解る。これを星の大氣構造論といふ。どの星の大氣の組成もすべて同一と假定すると、星の出すスペクトル線の状態は溫度と壓力によつて系統的に連續的な系列にならべられる。壓力の方では巨星と矮星との區別になり、溫度の方では所謂星のスペクトル型になる。このことは初期の量子論に基いて、印度のサハの出した著名な理論であつて、太陽の吸収スペクトル線と、日食の時に見られる太陽の非常な高層にある稀薄な氣層の輝線スペクトルの間の關係をも説明することができた。すべての恒星について原子組成が同一であるとは考へられない。炭素、酸素、窒素に関しては、非常に高温の星ではその原子の電離したものに基づくスペクトル線から、低温の星ではその原子の化合物たる分子に基づくスペクトル線から、共にこの原子組成がすべての星では同一でないといふことを示してゐる。高温度の星は炭素星と窒素星とに別たれてゐるが、此頃惑星狀星雲の中心星にその中間のものがあらはれたことは注目に値する。更に詳細に亘るスペクトル線の構造や強度の解釋については、尙ほ量子力學的推論に俟つべきものが夥しい。否、判つたものはごく僅少に過ぎない。又夜毎に不明のものが續々と發見され累積されつゝある。殊に變光星とか、スペクトルのみの變化する星とか、その著しいものとして新星とか超新星とかに於ては、興味津々たる研究の未踏の天地がある。醫學に於て病理學を研究することが生理學の研究に大なる貢獻をなすが如く、この變光星を光度的にも分光學的にも研究することは、常態の星の構造性狀に關する知識に重大な光明を投げるものと思はれる。

一般に微分法則から微分方程式を解いてその演繹の歸結として觀測と比較すべき關係を出すのであるが、嘗て述べたやうに天文學は複雑であるので、觀測された關係から未知の關係を探りあてて必要が起る、例へば星のスペクトル線の強度等か

ら星の大氣の密度分布を知らうとする場合等には、積分方程式、或は微分積分方程式があらはれて來る。微分方程式といふのは未知の函數が微分係數として入るのであるが、微分積分方程式は、未知の函數が微分係數として及び積分として入つてゐるものである。函數といふのは二つの量の關係を數學的に表したもので、積分といふのは微分係數に對するもとの函數を指す關係である。

星の大氣はまだ光を通して把握し易い方であるが、星の内部の構造についても量子力學に基いて理論を造り上げられる。星の原子組成を假定すると、星の質量を與へられて其の星の光度を知ることができる。其の星の中の物質の状態、壓力、溫度及び光の吸収の割合とか、密度とか、電離状態とか、又は原子核と原子核との反應、及びその反應から出るエネルギーの割合等の物理學的状態を推定することができる。星の質量と光度との關係はエッディントンが理論的に出して、例外はあるが觀測の結果で證されたことである。二重星の場合に、分光器的にも觀測され、殊にこの二つの星が食をやる場合には、即ち一つの星が他の星を掩ふ現象の起る食變光星の場合には、其の星の性質、例へば質量、平均密度、半徑等が天體力學をこゝに應用して知ることができるからである。量子力學から星の内部の物理學的状態を演繹して觀測されるべき關係を歸結する分科を恒星内部構造論とよぶ、エッディントンの理論には三つの面白い點がある。

第一に星の内部の物質の光を吸収する割合が、理論から豫期される内部の物理的狀態において量子力學から推算された値と、天文觀測から質量と光度とをもとにして定めた値とが合はない。始めは相應性原理に基いて計算されたのだが、量子力學を使つても合はない。今日は星の内部にある水素の含有量をこの吸収の割合の相違から出すことができ、此の相違の原因を探りあてたと見做されてゐる。しかしこゝに注意すべきは、水素以外の元素の含有の相對量をば、恒星大氣のスペクトル觀測から定めた値と同一と假定してゐるために、水素の含有量を一意的に定めることができたので、然らざる場合には解答はひどく異つてくる。更に星の内部では原子が非常に壓縮されてゐるので、原子のもつ電子が、一つの原子が孤立してあ

る時とは異つた特殊の状態を示すことになる。そこへ次に述べるやうな原子核變換によつて生じた非常に強力な輻射があたるので、内部の吸収の割合は、ディラックの量子力學を使つてその上に金屬の量子力學的理論のやうな行き方をして研究しなければならない。おそらく今のやうにして推算した水素の含有量とは異つてくるものと思はれる。巨星、殊に近頃發見された質量の非常に大きな星では、遊離電子による光の擴散が重要になるのであらう。又星の核部において非常に短波長でエネルギーの大きな光量子が多い時には、ディラックの量子力學から、電子と陽電子が對になつて崩壊したり生じたりする場合における吸収も考へねばならないであらう。

第二に、矮星では完全瓦斯の法則が成り立つかといふ疑問がある。壓力や溫度がますと原子は電子を遊離する。原子の占める容積は減少する。そのために全體として完全瓦斯の法則が成立するらしいといふことは、かくしてできた質量光度法則が矮星にも適用されることでわかる。こゝに電離した以上そこに靜電氣力が働くが、これについては理論電氣化學の強い電解質の理論を應用することはできないので、電子の速度をも考へにとつてこの靜電氣力の影響を考慮に入れるのである。殊に注意すべきことは、水の數千倍乃至數萬倍も密度の大きな星があり得ることが知れた。地球は水の密度の 5.5 倍、太陽は 1.4 倍、金が 19 倍でイリヂウムが 22 倍であるから、如何に比重が大であるかを想像される。これを白色矮星とよぶ。色が白いから、即ち表面の溫度が高いから白色といひ、半径が小だから矮星と云ふ。これ等は二重星である場合には、質量を天體力學から出すことができる。一方表面の溫度と光度から半径を出すことが出來て表面の重力の強さを知る。一般相對性理論によるスペクトル線の赤へのズレを計算すると、觀測値と一致することが判つた。しかし物質がこんな大きな密度をもち得るといふことは量子力學ではじめて證明された。今迄のとは異つた統計力學を使ふので、そんな状態にある素粒子は一つ以上は同一の状態をとり得ないといふ所謂パウリの原理に基づくフェルミ、ディラックの統計力學を行ふ。こんな状態では物質が縮退した状態にあ

ると云ふ。完全瓦斯の法則はもはや成立しない。輻射の吸収の法則も異つてくる。更に縮退して特別相對性理論を入れた縮退状態も考へられてゐる。エッディントンはかゝる状態はあり得ないと論じてゐるが、彼の論據は次節に述べる天文學的宇宙論をも包含せしめた彼の理論に基くもので、普通のディラックの量子力學に従へば存在し得るといふ。エッディントンの此理論の斷定實驗として、例へば近接二重星の如きものゝ内部密度分布を研究しなくてはならないが、この方の觀測にはまだ不十分な點が多い。この過度の縮退状態の理論に従へば、ある質量より大なる星は縮退し得ないで、それより小な質量の星は中心部に縮退した状態があり得るといふ。しかし此の縮退の理論は電子のみを考へ且靜電氣力を無視してゐるのでなほ研究の餘地がある。ことに星の内部の如き強い輻射の場では、さきに述べた金屬の量子力學的理論のやうに進まねばならないであらう。素粒子間の力といふ、今日原子核物理學における大問題がこゝにあらはれて來るであらう。更に一層密度の大きな状態として中性子から成る星を考へ、超新星と云つて急に非常に大なる光度になる星がそれであると云ふ人があるがなほ疑問である。こんなに大きな密度になると一般相對性理論をつかつて内部構造論をやらねばならない。

第三には星の出すエネルギーの源泉である。星、特に太陽の出す光と熱をどうしても説明することができなかつたので、以來物理學者を煩はした難問である。物質が崩壊してその質量が光のエネルギーになると云ふ、相對性理論を適用した考へで、宇宙線と關聯せしめたり、陽電子が發見された時には陽電子と電子が對になつて量子力學に従つて消滅して光のエネルギーが出るとも考へられたりしたが、此等は量に於いてエネルギーが足りない。今日では原子核變換で、少くとも太陽のやうな矮星では、そのエネルギーの源泉を探りあてられた。實驗室内ではできないが、實驗室内の實驗から歸納した原子核變換の理論から推論して、あり得べき核反應を考へ、太陽のエネルギーの源泉を得たのである。これは炭素、窒素及その同素體が觸媒になつて起る反應で、結局は水素原子核がなくなつてヘリウム原子核に變換するといふ核

反應で説明されることになつた。原子核は中性子と陽子とから成ると考へられてゐるが、同素體といふのは、その元素の原子核に中性子が加はつたり或は減じたりして得た原子核である。更に二つの水素原子核が核反應で重水素原子核を作りそれからヘリウムの生じる反應も、或はリチウムを含む核反應も、或は硼素を含む核反應も、巨星では考へられてゐる。後節に述べるケフェウス型變光星もこれを源泉とすると思はれる節もある。かく實驗室内では長年月を要して觀測し得ない核反應も、星の内部構造論からその可能性を證されることになる。

近頃非常に大きな質量をもつ星が発見されて、此にもエッディントンの理論が當てはまるのか、或は内部には對流層があるのではないかとか、或は近接二重星のお互の軌道の最も近い點、即ち近星點が移動する量から星の内部構造論の検討をしようとか云ふ種々の問題が起つて來てゐる。これ等は理論上の困難はもとより、觀測上の困難をも伴つてゐるので、將來を囑望しなければならない。近接二重星は食變光を通して可なり詳しく星の半徑、質量、光度等について知れてゐるが、エッディントンの質量光度の關係は必しも適用されない。二重星の一つが他の星の大氣中を通ると考へられるものもある。變光星の中にはスペクトルが時々不規則な變化を示すものもある。星全體の脈動と考へられるものもあれば、物質の噴出とか爆發とも考へられるものもある。新星はその最過激なものであるが、これ等の現象と星の内部のエネルギー源泉と結び合はせて面白い想像をすることができる。

熱力學的平衡にはない状態は天文學にては顯著である。熱力學的平衡にあるとして、黒體輻射として推算した星の温度と、電離状態から出した温度と、觀測からきまる種々のスペクトル線の比較強度によつて原子の量子状態間の分布から出した温度と、或は原子速度の分布からの温度とが一致しない。非常に大きな稀薄な大氣をもつ星、新星から噴出したと考へられる瓦斯状殻、瓦斯状星雲、或は星と星との間にある稀薄な物質の状態はこれの殊に著しいものである。ある種の星では同じスペクトル線で吸収線と輝線とが波長を少しずらせ

た形で同時にあらはれてゐる。ある時期にそんなになる星もある。星團を取り巻く瓦斯の物理的性質とかその密度分布と星團の星の分布等は星團の發展についての知識を與へることにならうが、こんな場合に星の温度と瓦斯の温度とは著しく異つてゐる。これ等の種々の場合における状態では温度といふ概念がまつたく成り立たない。黒體輻射でもないので連続スペクトルからでも温度が定まらない。普通實驗室で得た法則からは現はれないやうなスペクトル線がこんな天體では觀測されてゐる。これ等も量子力學的推論によつて随かめられさうであつて、實驗室内の物理學では得られない材料を天文學が量子力學に提供してゐるのである。不規則な變光星とか過去に新星であつた星とかでは、變化しつつある状態において考へねばならないので、複雑ではあるが興味が深い。しかし一體こんな状態にある物質の物理法則は何であるか。熱力學的平衡において起ると考へられる種々の機構を別々に切り離して考へて理論を立て、今述べた種々の温度の相違を検討する。例へば遊離電子の速度の分布の法則は、熱力學的平衡にあるのと異つて、所謂マックスウエルの分布にはなつてはゐない。各量子状態にあるべき原子の数が、熱力學的平衡におけるのとは根本的に異つてゐる。かくて熱力學的平衡から遠い状態の量子力學が天文學から證される日が遠くはないであらうと思はれる。

星がどんな發展の道を通るかは、恒星發展論として昔から興味ある問題であつた。單に質點の力學として太陽系が無限の過去未來にどんな形をとるべきかは、天體力學においても未だ解くことはできない。月が地球から飛び出したものか、他界から來て地球に把はれたものか、惑星は太陽から飛び出したのか、太陽が宇宙を旅する間に把へたものかは解らない。ことに週期彗星として數回回歸を觀測されたまゝ行衛不明のものがある。小惑星の週期の分布における間隙の原因についても天體力學は現状では無能であつて、太陽系の成因に關する臆説に耳を籍さねばならない。また大にしては、渦状星雲は何故に現在觀測さるゝ如き形状や分布を持つてゐるのか、又その渦状星雲はどうして生れ、それから太陽等の如きものがどうして

生れたか、何故今日見る如き惑星の配置をしてゐるのか、土星の輪とか衛星の多少は何によるのであるか、二重星とか、二重星團とか、或は渦状星雲團は共通の原因によつて生じたものだらうか、一つのものが分離したものか、或は捕獲されたものか、これ等について今日の見解は未だ想像説を出ないのであつて、臆説と云はなくてはならない。此等の臆説をして理論たらしめむには、天體力學の進歩が最も望ましいものである。

しかしこゝに忘れてはならない研究がある。流體がそれ自身に固定した軸のまはりに廻轉する時にどんな平衡形狀をとるか、その平衡形狀は安定か、即ち、一寸の事情の相違があればおひおひその形を變するか或はその平衡形狀に近づいて行くかといふ問題である。廻轉がなければ球が平衡形狀であるが、廻轉をすると廻轉楕圓體となり、更に廻轉速度が増すと三軸不等の楕圓體になる。一層廻轉が増すと此は西洋梨のやうな形をとる。これが安定か否かは前世紀末の大問題で、星が廻轉速度を増すとどうなるか、二つの星に別れるかどうかといふ星の發展論に重大な問題である。ポアンカレーは西洋梨形が安定といつた。リアプノフは不安定と云つた。リアプノフは其の一生をその不安定なることの證明に費した。近頃非線狀微分積分方程式といふ難しいものをもつてきて此理論をやらうと試みた人があるが何等の新しいことは出てゐない。リアプノフの研究においては、一つ一つその証明の過程において不等式や級數の收斂を證明して行くのである。かゝる嚴密な數學解析すら、星の發展論にはまだまだ大膽なる論理の飛躍をするにあらすば議論を進める譯にはゆかない。最初に述べた如く、星の發展論ではなくて發展説といふべきである。

更に質點の力學から物理學的のものに進むと、近頃白色矮星には水素の含有量の多いものと少ないものと二種があることから、はじめ水素の多い白色矮星が上述の核反應で水素を失ひつゝ巨星になり、遂に水素を大部分失つてエネルギーの源泉が涸渇して遂に再び白色矮星に歸るといふ人がある。或は白色矮星は短命なものと云ふ人もあれば、ある質量より大なる星は長い生涯の果てにひには白色矮星になるといふ人もある。新星は内

部に縮退した核部ができる時の急激な變化で生じ、超新星は中性子の核部が生じる時に起るといふ説もある。地球上の種々の元素の比量と太陽におけるその値とから、地球が太陽から分離した年代を出さうとする人もある。或は原子核反應が溫度によつて急に變化すべきことから、星の年齢を出さうと試みた人もある。宇宙塵から恒星とか渦状星雲が生じたとか、後節に述べる宇宙の膨脹説と合せて一點から始まる宇宙の創成期における核反應より恒星にある元素の現状を説明しやうとする試みもある。やはり臆説であつて、臆説は理論や觀測を刺戟して發展せしめるものなることは歴史に徴して明かではあるが、決して究極ではない。過去未來に遠くその理論が當てはまると見ることは、やはり理論をして假設に化せしめるものであること、嘗て論じた如くである。

量子力學におけるディラックの電子の波動方程式では、特別相對性理論は入つてゐるが局部的である。この困難は原子核の理論にあらはれて、クーロン靜電氣力が今や組上にあげられてゐる。ディラックの理論によれば素粒子のもつエネルギーが無限に大きくなるといふ困難のために種々の變つた理論ができてゐる。力の場の量子化は新しい素粒子の發見を誘導したが、これは今日原子核物理學の大問題であつて、將來この方面において全然新しい企劃の理論ができるのであらう。そして天文學がそれに一つの役割を演じることにならう。種々の人々は一般相對性理論と量子力學とを統一して場の理論を作らうとした。波動幾何學もその一つであるが、未だ試みの時代であつて斷定實驗を要するものである。その一つとして、エッディントンは、相對性原理といふ認識論的立場を一層深めて、相對坐標がどちらから測つても不變のものだと假定して、クーロン力を出すことができた。萬有引力をとり去つたやうに、クーロン力なる遠隔作用を除いたのであるが、猶、多くの物理學者の受け容れるところにはならない。しかし此は次に述べるエッディントンの擴張した相對性理論における天文學的宇宙論で重要な役割を演じる。

四. 認識論的原理と天文學的宇宙論

遠方にある天體の距離を知るには、ケフェウス型變光星を使ふのが便である。光度が週期的に變

化する星で、その變光の型の特殊のものである。この變光星では、變光の週期と光度との關係が、はじめは統計的に知れ、ついで恒星内部構造論から證明されたのである。この種の變光星では星が脈動をするので、近頃はその脈動の主な脈動の他に、理論から歸結さるる伴つておこるべき小な脈動をも、近頃の精密な光電測光器によつて觀測されて、脈動説は確かめられた。殊にその變光の高次の調和解析から得る週期の關係やその振幅から、さきの近接二重星の場合におけるやうに、星の内部の密度分布について手懸りを得る點において、これは重要なことである。星團や星雲にこんな變光星があると、その變光星の週期から光度が知れ、見掛けの明るさから距離が知れる。新星の最大光度はほぼ一定なることが統計的に知れたので、新星のあらはれた星雲の距離を出すことができる。渦狀星雲の大きさは平均して餘り相互の相違がないことが統計的に知れるから、見掛けの大きさから距離を出すといふ大膽なことも試みられてゐる。

我々に見える恒星はごく近くのもので、天の河は更に遠い星の集りである。瓦斯狀星雲、星團、暗黒星雲等を引きくめて一つの銀河系を作つてゐると考へる。數萬光年の大きさのものである。更に渦狀星雲は一つの銀河系でこれと同じ程度の大きさのものである。渦狀星雲が多く集つてきて渦狀星雲群を作つてゐることもある。

これ等の渦狀星雲から來る光のスペクトルを検べると、スペクトル線が赤い方へずれてゐる。遠ざかるもののスペクトル線が赤へずれるのをドブレ効果といふ。毎秒數千、數萬軒の速度で遠ざかるのに相當するドブレ効果を示す星雲がある。更に遠いもので、スペクトル線の撮れない星雲では、星雲が平均よりも赤く見えるといふことから判定する。勿論こゝでは空間を通過する間にそこにある吸収物質により赤くなるけれども、この量は別に研究しておいてその方の補正をしてしまふ。かくて上に述べたやうにして定めた距離との間に關係が得られた。これをハッブルの法則とよぶ。距離が百萬光年増す毎に速度が毎秒約百七十軒づゝ増してゆくのに相當するドブレ効果を示すことになる。これをドブレ効果として、宇

宙は膨脹してゐるものと考へることができる。この法則自體まだ疑ふべき餘地がないではない。

此の宇宙の膨脹は一般相對性理論から來る宇宙論で出すことができる。宇宙内にある物質を假りに一様に分布せしめたと考へる。この假定は此理論の弱點の一つであるが、此假定の下では、四次元の世界においてその曲率は宇宙にある物質の總量できまる。宇宙は有限になる。宇宙論のこの場の方程式の時間によつて變化する解を求めると、宇宙が膨脹することになる。宇宙の曲率が時が経つと小さくなる。宇宙は擴がる。宇宙にある物質の總量からこの曲率がきまりその膨脹の割合がきまる。しかしこの宇宙膨脹の理論から得た宇宙の年齢は、二重星の發展論から得た星の年齢や、地球上の岩石から得た地球の年齢を、合理的に結び合はすことが今日困難である。

エッディントンは更に相對性理論を擴張して、これ等が實驗室内で決定される原子常數からきまることを示した。相對性理論における空間時間と、量子力學における超空間とを連鎖して、兩方の立場から宇宙論を取扱つて、プランク常數、光の速度、電子の荷電との關係、宇宙にある素粒子の總數、及び空間の次元が三なることを歸結した。従つて宇宙の曲率、宇宙の膨脹の割合が、實驗室内の原子常數できまる。ハッブルの法則とそれが合ふ。この理論の構成組織は、クリフォードの代數學、即ち特種の群論を使つてゐる。宇宙の認識は、對象物體と對比物體と二つがあつて始めてできるので、單獨に對象物體は認識され得ない、といふ更に擴張された相對性原理に基いてゐる。此から電子と陽子との質量の比を出した。宇宙論では對比物體が宇宙現象の背景になつてゐる。かくてディラックの電子の波動方程式を書き換へた。スペクトル線の微細構造の常數百三十七をば巧妙なる推理で出した。これには前節の終りで述べたクーロン力の新しい解釋が入つてゐる。かくの如くにして、實驗室内の觀測から定められた常數をもつて、認識論的原理を使つて、大宇宙を出すことができた。

この常數百三十七はエッディントンとは別に、波動力學における坐標空間と運動量空間との關係で波動函數が同一なるべきといふ原理から出さう

と試みてゐる人もある。

他方において、宇宙にある物質の分布が任意の速度をもつて動く二人の観測者で同一に見えるべきといふ宇宙論的原理をば、特別相対性原理に加へ、宇宙が對稱なるべきといふ對稱性原理とを併用して、一派の宇宙論を立て、宇宙の膨脹を理論的に誘導した人もある。宇宙はこの理論によると一點から始まることになる。電磁氣も萬有引力もこれからの補正が生じるがまだ實驗にかゝる量は出てゐない。宇宙が一點から始まるといふ困難を避けるために、測り方の異なる時間を導入してゐる。かくてさきに述べた宇宙の年齢に関する困難を避け得たと云つてゐる。前に述べたやうに、特別相対性理論は數多の實驗により檢されてはゐるが、一般相対性理論の方は斷定實驗が少數であり確證を得たといふことは疑ふ人もある。そこで此等の宇宙論的原理から出發した天文學的宇宙論は、特別相対性理論を使ひ、ハッブルの法則を宇宙の膨脹と見做して取扱つたのであるが、結果は一般相対性理論におけるよりも複雑な幾何學に相當することになつた。即ち、一般相対性理論はリーマンの幾何學であつたのが、フィンスラー幾何學を考へねばならなくなつた。波動幾何學からも宇宙論ができてゐる。

ディラックは一つの新しい宇宙論を立てやうと試みた。長さとか時間とか質量とかの單位をかへても變らない量を元のない量といふ。自然界に起る非常に大きな元のない量二つの間には、1の位の數を係數に持つ簡単な數學的關係が存在してゐるといふ原理から出發して、一つの宇宙論を立てた。光の速度は勿論のこと、プランクの常數も時間によつて變化することになる。

以上述べ來つたやうに、認識論的立場は相対性理論において、或は少くとも特別相対性理論においては成功し、量子力學においても成功した。更に擴げてエッディントンはかく天文學的宇宙論にも及ぼしたのであつたが、まだ理論には不完全なところもあり、刻々進歩しつつある原子核物理學との調和が完全ではないので、物理學者はこれに賛成しない人も多い。これが是非を暫く措いても、この研究は面白い理論の發展と見るべきであらう。しかし我々の科學は實驗科學である以上、

此理論を受け容れるためには、是非とも斷定實驗がなくてはならない。こゝで第一節に論述した點を反覆したいのである。

結 語

今迄のを綜合すれば、精密自然科學は純然たる物質界の現象に関する實驗科學であつて、概念に従つて認識するものである。概念は理論を作り、理論に従つて概念が生れる。理論によつて生れた概念に基いて觀測實驗を行ひ、新しい觀測實驗は新しい概念と理論を生む。

理論は一つの論理體系であつて、演繹によつて經驗のデータを歸結する、そして斷定實驗をする。これが調和する時にはタウトロジーになるかも知れないが、今迄の理論體系には容れられない新發見とか、一層精密な觀測とかによつて、新しい經驗事實が起るので、此を取り入れた新しい理論體系を築きなほさねばならない。そして斷定實驗をする。この過程は漸近似法といふ。その極限があれば自然科學はタウトロジーに陥るかも知れないが、極限は豫測し得ない、又したくはない。故に我々の精密自然科學の世界觀は、集合論の意味で開いた世界觀と云ふべきである。

精密自然科學は經驗が専らの試金石であることを忘れてはならない。しかし理論からのあらゆる歸結が、實驗方法の現在の裝備では、すべて觀測されるとは限らない。こんな場合には、歸納の指導原理として簡單性とか、認識論的原理とかが、一時凌ぎの手段として行はれてゐる。これ等は原理であつて、早晚、理論からのあらゆる歸結はすべて實驗で證されねばならない。實驗的一般化よりも認識論的一般化が正しいとエッディントンは云ふけれども、實驗に合ふことが唯一である。原理は畢竟原理であつて、觀測にあはなくてはならない。

かゝる理論體系では構成組織が主なるものであつて、構成組織には、思惟の經濟として數學が使はれる。ジーンズの云ふ如く、數學が自然科學であるのではない。又アインシュタインの云ふ如く、數學を使ふことのできるのが、自然科學なるべき判定條件でもないのである。

しかし、天文學の觀測では、あの微弱な星の光を分析して、人力の及ぶ限り精密に測定する。然も既に出來上つた理論體系を覆すやうな實驗觀

測に意味がある。観測を伴はない理論は臆説に過ぎないが、理論の背景なき観測は資源の労費である。計算が熟練なるが故にする單なる計算に意味がないと同じく、観測に堪能なりとて方針なき観測は徒勞に過ぎない。観測をして意味あらしめむには、それに耳を籍しそれを諒解しうだけの資質と整備とをもたなくてはならない。そこに理論天文學の使命の依つて存するところがある。理論天文學の推論はその構成組織が複雑であるから非常に困難であつて、理論天文學者はまた熟練なる數學者なることを要し、且世界各地に散在する多數の學者の長年に亘る多數の精密緻細なる観測を要する。科學體系はそれを作る科學者の人格を反映する。科學者はまた偉大なる人格者でなくてはならない。大森林は灌木のみでは成り立たない。大きな樹木を必要とする。かく新しい理論體系を刻々新しく樹立するところに科學の刻苦不斷の努

力があり、かく鬱蒼たる大森林を創造するところに科學の偉大な生命がある。わが日本の天文學をいやが上にも鬱蒼たる大森林と榮えしめやうではないか、富士の靈峰の如く世界に燦として輝かしめようではないか。戦ひは既に始まつてゐる。若人よ高鳴る血潮に銃をとらうではないか。戦車の如く驚進しようではないか。(完)

自 著 文 獻

- 「天體力學の方法」, 天文月報第十九卷。
- 「三體問題の沿革に就いて」大塚數學會誌第四卷。
- 「廻轉流體の平衡形狀論の回顧」岩波講座, 數學第九卷別項。
- 「公理學的物理學の建設と物理學的空間概念の發展」天文月報第十五卷。
- 「萬有引力則の吟味」天文學會要報第一卷。
- 「星雲の彼方」, 天文月報第二十三卷, 第二十四卷。
- 「エッディントンの新相對性理論」天文月報第三十卷。
- 「星の内部における解離の理論」天文月報第二十一卷。
- 「ポアンカレの反覆定理」日本數學物理學會誌第七卷。

綜 合 報 告

時 刻 測 定 と 保 時 の 現 況 (II)

虎 尾 正 久

(5) 大氣の影響 大氣の状態の不安定性は星像の動搖, 歪曲, 乃至明滅等の原因となる。これは併し單に観測の internal の精度を悪くするものであつて、大して興味あるものではない。問題となるのは系統的誤差を惹き起す性質の濛氣差の異常である。これは2種に大別する事が出来る⁽¹⁾。

(a) 横の濛氣差 (Lateral Refraction) 通常の所謂正準濛氣差は勿論時刻測定 of 観測には何等効果を及ぼさないが、一般に大氣の等氣壓層は大地と平行してゐないで必ず傾きを有つて居る。その東西方向の傾斜が横の濛氣差を生じて時刻観測に影響を與へる。天頂に於てこの傾斜が 1° ある時、その影響は $0''.07$ に達する。但し實際にはこの傾きは遙かに小さいものであるらしい。大氣層の傾斜に就いては Harzel の理論がある⁽²⁾。この理論

に従つて Mahukopf, Wünschmann が中部ヨーロッパに於いて測定した結果は傾斜僅かに $0''.5$ を出でない。この量では観測には効いて來ない。

(b) 局處的の異常濛氣差 例へば観測室の極く近傍の樹木, 家屋, 地形の狀況 (附近に山又は河がある等) に依つて生ずる異常濛氣差で、更に進んで、観測室自身, 室内に於ける異常迄も考へられる⁽¹⁾。勿論これらは各観測處にて條件が非常に異なるものであるから、その影響も多種多様である。唯一般的性質として、それらの障礙物の日照に依る暖まり方に關係する故に、日變化, 年變化を持つて居る。二三の例を挙げれば, Schütte は München の天頂儀室の北 20 米にある建物の影響を調べ、振幅 $\pm 0''.25$ の年變化を見出し、且つ

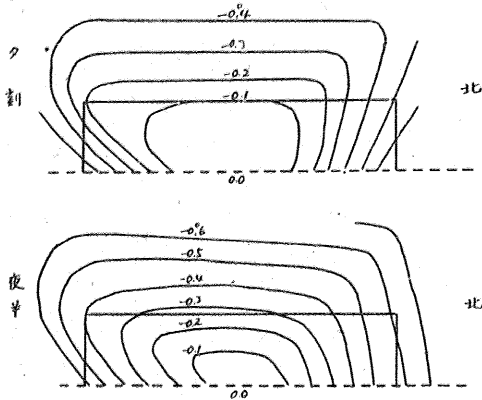
(1) K. Schütte: A.N., 254, 250 (1934).

(2) P. Harzel: Publ. Kiel, 13(1922), 14 (1924).

(1) 特に Saal Refraktion と稱せられる。窓, 屋根の形, 位置, 室内の諸構造物等に依つて生ずるものと考へられる。

天頂に於ける傾斜 $15'$ (南北方向に) と計算した⁽¹⁾. Kienle も亦 München の子午環室の屈折異常を調べたが、室の内外數ヶ所に於ける気温を同時に測定し、大氣の等温層の形狀を見出した⁽²⁾. その結果では通常の寒暖計に依れば、等温層は建物に關係なく機械を中心とする圓筒形を形成し、水平、垂直の温度差は 1 米に就き 0.2 乃至 0.3 である. これが aspiration thermometer に依る測定では大部様子が違ひ、層は明らかに建物の形をなし、室内では温度南側が高く北側は低い. 且垂直方向の gradient は殆んどない. 時間が経過すれば室内南北の差は小さくなり、垂直方向の温度差は室外と連續するに至る (第 4 圖). Bormann は Heidelberg に於ける濃氣差異常を論じたが⁽³⁾, 其

第 4 圖



の際地面 (t_3), 地上 1.35 米の高さ (t_1), 地上 5 米の高さ (t_2) の 3 點の温度測定の結果は常識に反して常に $t_2 > t_1 > t_3$ となつた. その差は風力に依つて變化し、又冬季は他の季節より小さいが平均で $t_2 - t_1 = 0.97$, $t_1 - t_3$ に至つては 10° を越える事さへあつたと云ふ. 結局温度を測るには寒暖計を器械に附着せしめねばならぬ事になる. 又同天文臺では北方 1.9 軒に地上高さ 450 米の山がある爲に大氣の傾斜が南北方向に著しく、山頂と觀測室との温度差から計算して平均約 2° , その影響は天頂距離大なる程大きいことが報告されて居る.

又 Bamford はセイロン嶋及びコロンの沙漠

地帯に於ける觀測に於いて貿易風との相關を見出した⁽⁴⁾. Hamburg での實驗では觀測室の子午線附近に新しい建物が出來た爲めに影響を受け、日光の強い日、酷暑の夕刻等には特に著大であることが報告されてゐる⁽⁵⁾.

東京では日没後、日出前の觀測の間に系統的差異のあることが見出され、これは濃氣差の異常で説明されてゐる⁽³⁾. 尙風との相關も解析された⁽⁴⁾.

(6) 觀測の精度と天文時計の精度 先にも記した如く一回約 10 個の星の觀測結果に對する internal probable error は約 ± 0.010 位で、大體最小 0.005 位から最大 0.015 位の間に在る. これは前述の通り各種の偶然誤差及びそれに類するもの、累積と見られ、觀測の重量を與へるものと考へてよい. この觀測を連ねて連續的な時計の運行を決定するに色々の方法がある. 時計の運行は通常二次式で表はされる.

$$\Delta T = \Delta T_0 + g(t - t_0) + \frac{1}{2} a(t - t_0)^2$$

茲に g は歩度 (rate), a は加速度.

多數の觀測から最小自乘法で g , a を決める法は獨逸にて採つてゐる⁽⁶⁾. 又觀測點を幾何學的に連結し⁽⁶⁾, 或ひは單に手にて最も確からしい曲線を描いてゐる所もある. 斯くして得られた時計の運行曲線 (demi-définitive) と個々の觀測との差⁽⁷⁾は絶対値の平均約 0.010 位で、個々では 0.050 以上に昇ることさへある. これは各種の系統的誤差の集積である.

不連續な觀測を基準として連續的な運行の曲線が兎も角も得られたが、我々は常に任意の時刻に於ける値をこれから讀取る必要が生ずる. この中間値の精度 如何と云ふに、それはその時計の良さ、用ひた時計の數、兩端に於ける觀測の精度が

(1) A. J. Bamford: M. N., 94, 204 (1934).

(2) H. C. Freiesleben. E. Lange: Ann. Hydro., 64, 60 (1936).

(3) 水野氏: 東京天文臺報, 6 (1938).

(4) 宮地氏: 同 同

(5) A.N., 257, 365 (1935).

(6) 東京天文臺では觀測點を相互の中點連結を 2 回繰返して直線で連ねてゐる.

(7) 東京天文臺では Adjustment と稱して發表してゐる.

(1) K. Schütte: A. N., 269, 1 (1939). 但しこれは南北方向の異狀であるから時刻測定觀測には効いて來ない.

(2) H. Kienle: A. N., 213, 361 (1921).

(3) A. Bormann: Veröff. Heidelberg, 8, No. 9 (1928).

關係する。精密を期するには多くの時計を用ひて、其等の平均時計を基準とする必要がある。時計の良さは要するに其の歩度 g の精度に歸する。

歩度に直接影響を及ぼすものは温度及び氣壓である。即ち

$$g = g_0 + a(t - t_0) + b(\theta - \theta_0) + c(D - D_0)$$

加速度、温度變化、氣壓變化に對する係数が知れば更正された g が得られる。

Hayn は觀測毎に區切つて、その期間内の g_0 を定め、上式に依つて計算された日々の g と實際の歩度との差 Δg_0 を以て精度を表はすと定義し、時計相互の比較の爲にこれを % で表はした⁽¹⁾。即ち Potsdam の 2 個の Riefler では 60 % が $\Delta g_0 = 0^s.000 \sim 0^s.025$ の間に落ち、München の 2 個は共に約 90 % が同じ範圍に含まれる。

今 n 日間の時計面を $U_1 \cdots U_n$ 、歩度を $g_1 \cdots g_{n-1}$ 、歩度の差を $S_1 \cdots S_{n-2}$ とする時、 g_i の平均 g_0 は

$$g_0 = \frac{1}{n-1} \sum g_i$$

平均と個々の g との差は $A_i = g_0 - g_i$ で表はされる。 A_i を S_i で表はせば

$$A_i = \frac{1}{n-1} [(n-1-i)S_i + (n-2-i)S_{i+1} + \cdots + S_{n-2} - (i-1)S_i - \cdots - S_1]$$

S_i が全然偶然性のものであるとすれば、これより任意の時の g の精度を與へる式が求められる⁽²⁾。即ち

$$\frac{S}{n-1} \sqrt{\frac{1}{3} \left(n-i-\frac{1}{2} \right) (n-i)(n-1-i) + \frac{1}{3} \left(i-\frac{1}{2} \right) (i-1)i}$$

Wanach に依れば Potsdam の Geodätischen Institut の Riefler 2 個では $\pm 0^s.008$ 乃至 $\pm 0^s.010$ である。

Freiesleben の探つた方法⁽³⁾は 3 回の引續いた觀測を取り、第 1、第 2 の期間を n_1 、第 2、第 3 の期間を n_2 とし、觀測の誤差 $\pm \mu$ とすれば、第 1、第 3 の觀測値 $U(t_1)$ 、 $U(t_3)$ より第 2 の時刻に interpolate して得られる時計面 $U'(t_2)$ は

$$U'(t_2) = \frac{U(t_3) - U(t_1)}{n_1 + n_2} n_1 + U(t_1) \\ = \frac{n_2 U(t_1) + n_1 U(t_3)}{n_1 + n_2}$$

觀測の誤差は $\pm \mu \sqrt{\frac{n_1^2 + n_2^2}{(n_1 + n_2)^2}}$ として入る。

$U(t_2) - U'(t_2) = x$ と置きこれを以て精度を代表するものと定義する。 $U(t_2)$ 自身に $\pm \mu$ の誤差がある故に

$$\Sigma(x) = \mu^2 \Sigma \left(1 + \frac{n_1^2 + n_2^2}{(n_1 + n_2)^2} \right) + S^2 \Sigma \varphi(n_1, n_2)$$

別に第 2 の時計に就いて同様の計算を行ひ、 x に相當して y を得たとすれば

$$\Sigma(x-y)(x-y) = (S_x^2 + S_y^2) \Sigma \varphi(n_1, n_2)$$

$$\Sigma(xy)(yy) = 2\mu^2 \left(1 + \frac{n_1^2 + n_2^2}{(n_1 + n_2)^2} \right) \\ + (S_x^2 + S_y^2) \Sigma \varphi(n_1, n_2)$$

この式から μ が求められ、 φ の形を假定すれば時計の精度が得られる。Hamburg の 2 個の Riefler では $\mu = \pm 0^s.0225$ で $n_1, n_2 \geq 5$ 日の場合 g の精度として $\pm 0^s.003$, $\pm 0^s.006$ 。又 $n_1, n_2 \leq 4$ 日の場合それぞれ $\pm 0^s.006$, $\pm 0^s.014$ となつてゐる。

各國主要天文臺では無線報時を放送してゐる。これを各天文臺では相互に受信し、それぞれ觀測より決定した時計にて測定し、その誤差を發表してゐる。この値はすべて巴里の中央局 (Bureau International de l'Heure) に送られる。其處では 15 ケ國乃至 20 ケ國より集まつた修正値の平均を行ひ、全世界の時計の平均時計の運行を定める (Heure définitive)。これが我々の得られる最も精密な時計である。

今 I 天文臺で定めた時計の動きをこの平均時計に引戻す可き補正值 P_i は次の様な恒數並びに誤差から成つてゐる⁽¹⁾。

$$P_i = (M + a - i + \Delta\lambda - \Delta\lambda_i + t_i - t - K_i) \\ + (p + r - r_i)$$

M は基準天文臺 (A) と平均天文臺の時刻差、 a 、 i は (A) 及び (I) の受信時刻、 $\Delta\lambda$, $\Delta\lambda_i$ は平均、及び I 天文臺經度に及ぼす極移動の影響、 t_i, t は

(1) F. Hayn: A.N., 233 113 (1928).

(2) B. Wanach: A.N., 190, 169 (1912).

(3) H. C. Freiesleben: A. N., 246, 157 (1931).

(1) N. Sioyko: Sur la mesure de temp et les problèmes qui s'y rattachent. (1931).

發信局より I 及び平均天文臺への電波傳播時間、 K_i は採用經度値の誤差、器械差、個人差等の系統的誤差の集合、 p 平均時計修正値の誤差、 r , r_i は受信の偶然誤差。

第2章 天文時計

本文では天文時計として主として Riefler, Shortt, Schuler の各振子時計、並びに水晶時計に就いてのみ述べることにする。この他に尙 Leroy, Dent, Richter 等が用ひられてゐるが、精度の上で上述のものに遠く及ばないのでこゝには觸れない事にする。

今より丁度半世紀前、1890 年 Riefler が獨特の自由脱進機を發明して天文時計の精度に一大革命をもたらしたが、1921 年には Hope Jones に依つて Shortt 時計が發明されて、これを凌駕するに至つた。1929 年 Schuler はこれらの持つ共通の缺點を除いた特別の時計を作つたが、これは前2者程汎く用ひられて居ない。且その精度も彼の企圖した程には至らなかつた様である。水晶時計は周知の通り從來の時計の概念とはおよそ懸け離れた原理に立脚し、その精度の優秀性に着目してドイツでは逸早く標準時計として採用したが、他の諸國も漸次これに倣ひつゝある現状である。

(1) 振子時計の一般性 振子の運動式は

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + 2\kappa \frac{d\alpha}{dt} + \frac{G}{l} \sin\alpha = 0$$

第2項は空氣に依る減衰項で、暫らくこれを無視すれば、振子の振幅 $\varphi \approx 0$ なる時、週期 T_0 は

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{G}} = 2\pi \sqrt{\frac{K + ms^2}{mGs}}$$

$$l = \frac{K + ms^2}{mS} = \frac{\rho_0^2 + S^2}{S}$$

こゝに S は支點から重心迄の距離、 K は重心の周りの慣性能率、 ρ_0 は重心の周りの慣性半径、 m は質量。

任意の振幅 $\varphi = \varphi$ なる時

$$T_\varphi = T_0 \left[1 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^2 \sin^4 \frac{\varphi}{2} + \dots \right]$$

更に φ が小さくて $\sin\varphi \approx \varphi$ なる時

$$T_\varphi = T_0 \left(1 + \frac{\varphi^2}{16} + \dots \right)^{(1)}$$

(1) $T_0 \left(\frac{\varphi^2}{16} + \dots \right)$ の項を circular deviation 又は pendulum deviation 等と稱する。

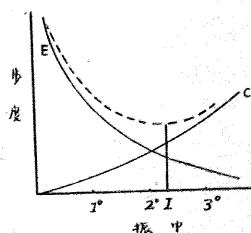
週期 T_0 (從つて歩度 g) に影響を與へるものは φ , l , G の變化である。その原因として外部よりの作用として温度、氣壓、濕度の變化、地震、脈動、重力の變化、月の影響等が考へられ、又時計自身の原因として運轉の動力の變化、(動力の大きさのみならず、その衝動と振子の位相關係の變化をも含む)、振子材料の變性、潤滑油の變性、支片又は knife edge の形、構造の變化等多くの因子が擧げられる。

最初に φ の變化 $\Delta\varphi$ に依る歩度變化を考へる。理論的には上式より $\frac{1}{8} \Delta\varphi \cdot \varphi$ として計算される。 $\Delta\varphi = 0.1$ に對する變化は次表の如し。

全振幅 2φ	$\frac{\varphi^2}{16}$	歩度	歩度變化 ($\Delta\varphi = 0.1$ に對し)
0°	0.00	$0^s.00$	$0^s.000$
1°	$5 \cdot 10^{-6}$	0.42	0.002
2°	$20 \cdot 10^{-6}$	1.66	0.005
3°	$40 \cdot 10^{-6}$	3.72	0.008
4°	$80 \cdot 10^{-6}$	6.60	0.011

φ の適當な値を知るには脱進機誤差を知らねばならない。振子に加はる動力の衝動は振子の位相角 0° を中心に $+$ に於ける場合遅れを與へ、 $-$ に於ける場合は進みとなる。脱進に力の一部は消費せら

第5圖



れる故に、衝動が或る短時間連續的に働いた場合位相 0° を中心に左右齊一ではない。その爲めに振子に一定の歩度を與へる。これは脱進機誤差と稱せられるが、

これと圓弧誤差との組合はせに依つて適當な φ が決まつて来る⁽¹⁾ (第5圖)。實際に當つては個々の時計に就いて重錘の重さ、氣壓、支片の強さの函數として實驗的に求められる⁽²⁾。 g を $0^s.001$ の程度に保つには φ を ± 0.01 の程度に定常を保たしめねばならない。これは仲々容易な事ではな

(1) K. Giebel: Zs. f. Inter., 53, 499 (1933).

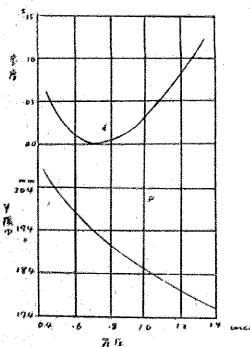
(2) 實驗の一例として Riefler に就き F. Hayn: A.N. 229, 133 (1927) (第9圖)。Shortt に對しては J. Jackson: M.N., 88, 469 (1928); 89, 242 (1929); 90, 268 (1930).

い。後に述べる様に Loomis は光電管を用ひてこれを企圖して居る。

温度、氣壓、濕度の影響は實驗的に定める事が出来る。振子はすべて膨脹係数の小なニッケル鋼を用ひ、且自働温度補正の構造を持つて居るが、それでも尙 1° の變化に對し Riefler では大體 0.020 位、Shortt では 0.006 位の大きさの g の變化となる。これは支片の影響が大きく効いて來るのであらうと云はれて居る。即ちその長さ並びに弾性の温度變化である。Schuler clock はその爲めに支片を廢して knife edge 支持が採用されて居る。

空氣の影響は減衰項が効いて $\varphi = \varphi_0 e^{-\delta t} \sin \sqrt{\frac{g}{l}} t$ となる。 x 一定ならば問題はないが實際には温度、氣壓、濕度の函數である。氣壓を減少せしめれば摩擦の減少とはなるが振幅は増大する。Riefler では氣壓 1 耗の變化は g の變化で 0.017 あるが實際には一次的關係ではない。Shortt では振幅の變化が大きいために大きな二次的關係が現はれ、實驗的に最も適當な氣壓が定められる⁽¹⁾ (第 6 圖)。通常 Riefler では 650 耗

第 6 圖



以上、Shortt では 30 耗以下、Schuler では 100 耗程度である。

地震、脈動の影響は最も複雑なものである。それは振子の位相への直接影響と振幅への影響と 2 種に分けて考へられる。此れに就いては多くの理論的考察が

行はれて來たが、個々の地震の振幅、週期其他の要素から直ちに歩度への影響を解析する事は到底望み得ない。むしろ時計の構造上から地震の影響を出来るだけ小さく止めると云ふ事の方が可能性がある⁽²⁾。

重力の變化の影響は先づ効いて來ない。太陽、

月の潮汐力の影響は $T + \Delta T = \pi \sqrt{\frac{l}{G-f}} = T + \frac{1}{2}$

$T \frac{f}{G}$ 。茲に f は天體に依る重力ポテンシャルへの影響、 $f = \frac{KM'R}{\rho^3} (3\cos^2 Z - 1) + \frac{3}{2} \frac{KM'R^2}{\rho^4} (5\cos^3 Z - 3\cos Z) + \dots$ 。茲に K は Gauss の常數、 M' は天體の質量、 ρ 、 Z はその地心距離と天頂距離、 R は地球半径、 E を地球質量、 π を天體の視差とすれば

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \cdot \frac{f}{g} = \frac{1}{2} \frac{M'}{E} \sin^3 \pi (3\cos^2 Z - 1) + \dots$$

時計への影響はこの積分で表はされる。これは Loomis の 3 個の Shortt と水晶時計との比較に於て Brown, Brouwer に依つて解析された事は前に述べた通りである。

最後に g に不規則變化を與へる原因として時計の諸部分の構造の變化が考へられる。温度の急變はニッケル鋼 invar の結晶構造に非可逆的の變化を與へると云はれてゐる⁽¹⁾。大體 invar はあまり安定な合金では無いらしく、次第に延びて行くと云はれる。重錘が次第に沈んで行く事も考へられる⁽²⁾。Riefler, Shortt は共に電氣接點が筒の内部に置かれてゐるが、その火花の爲めに酸素が消費される。事實氣壓が次第に減じて行つたと云ふ報告は非常に澤山出てゐる。Loomis はこれを避ける爲、空氣を出來得る限り抜き取つて、その代りに窒素を所要の氣壓迄封じ、金屬筒を止めて硝子の筒とし、熱處理を施して完全に封緘したものを試作して居る⁽³⁾。氣壓を讀む爲めに水銀氣壓計が普通入れられてゐるが、これも害がある。振子、重錘がアマルガムとなる恐れがあるからである。假りに重錘の上に 0.01 瓦の水銀が附着したとすれば歩度變化 0.001 となる。これを避けるには水銀の表面を蒸氣壓の小さい、安定な物質で蔽ふ必要がある。

支片又は knife edge に就いても同じ事が云へる。Jackson に依れば支片の曲りの點が 120 日間に 1 ミクロン變れば Greenwich の Shortt の g の長年項の説明がつくと云つて居る。支片は通常鋼、又は invar が用ひられる。温度變化に伴ふ延

(1) J. Jackson: M. N., 90 前出。

(2) A. Scheibe: Erg. Ex. Naturw., XV, 263 (1936)。

(1) M. Schuler: Zs. f. Phys., 42, 547 (1927)。

(2) J. Jackson: M.N., 89, 前出。

(3) L. Loomis: M.N., 91, 568 (1931)。

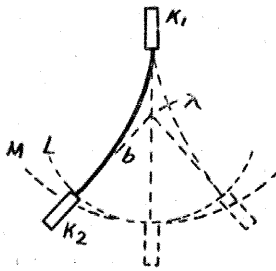
び、弾性変化は無論だが、その非可逆的な不規則な變性も同時に考慮しなければならない。温度に對して恒弾性的な elinvar, 最近には尙これより一層恒弾性の合金 isoclastic なるものも使はれて居る様である⁽¹⁾。唯これらの合金の安定性が問題となる。

Schuler clock では石の臺に置かれた鋼製の knife で全重量を支持して居るが、これでは edge の摩滅の可能性が十分にある。

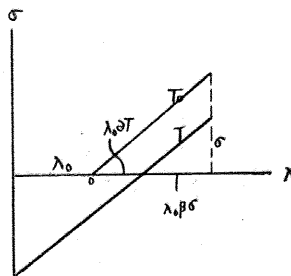
最後に潤滑油の變性の問題がある。Riefler は油を最も多く必要とする。其の爲めに氣壓は 650 耗程度以下には減らし得ない。Shortt では油を必要とする部分は極めて僅かである。Schuler では殆んど必要としない。

弾性支片（ペラ） Riefler, Shortt の振子は薄い金屬片（厚み約 0.1mm, 幅 3mm 内外）で吊られてゐる。此の場合振子の運動は一點を支點とした簡単な物理振子のそれとは可成り状態が異なる。

第 7 圖



第 8 圖



即ち振子の長さ l は位相角の函数となる（第 7 圖）。圖の如く位相 0° では l は（振子の長さ）+（ペラの長さ： λ ）であるが、位相 α では λ が b に減じてゐる。この現象は圓弧誤差の一部を打消す故に好都合である⁽²⁾。

ペラの熱力學的考察に就いては Boek の研究がある⁽³⁾。氣體論に於ける體積 v , 氣壓 p , 温度 T に對して、こゝでは長さ λ , 單位斷面積に働く伸張力 σ , 温度 T が入る。又等壓比熱, 等積比熱の代りに等壓比熱 C_p , 等長比熱 C_l が用ひられる。ペラを溫め 且 $\sigma \cdot f$ (f は斷面積) なる力

で引張る時、長さは

$$\lambda = \lambda_0(1 + \alpha T)(1 + \beta \sigma) \quad \text{に變化する (第 8 圖)}.$$

$\sigma - \lambda$ の圖からその内部に包容するエネルギーが推算される。 C_l, C_p の關係は $C_l = C_p - \frac{A\alpha^2}{\beta\gamma}T$ で表はされる (γ は單位體積の質量, A は熱の仕事當量)。計算の結果に依れば一回振動毎に消費されるエネルギー V は

$$V = \frac{A\alpha^2\lambda_0^2\sigma^2f^2T}{G \cdot C_p} \quad \text{である}.$$

ペラの適當な厚味, 幅, 或ひは長さは重錘の重量が與へられて居る場合、實驗から等時性に近いものを選び出すのが手早い⁽¹⁾。

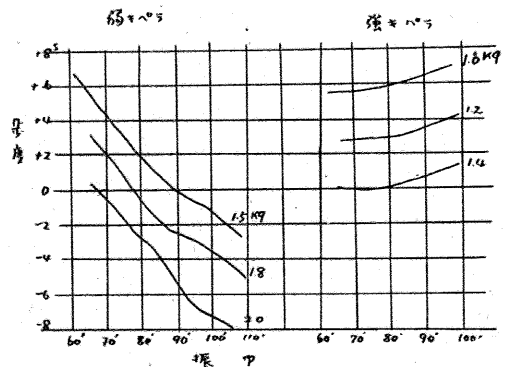
例へば Boek の Riefler 振子に對する實驗の結果は 200 回振動の間の所要時間を各種の錘り, 各振幅に就て測つた結果次の様な表となり第 2 番のペラが適當であることを示した。

錘り (莊)	2	4	8
ペラの長さ (耗)	1 ^s	3 ^s	3 ^s
振 幅 1°	1977.00	2024.96	2034.81
2 ^o	75.86	.99	.92
3 ^o	74.37	.99	.99

この結果からも振幅の増大必ずしも歩度の増大とならず、ペラに依つて圓弧誤差が打消される状態が明白である。

ペラの形に關しては Atkinson の實驗がある⁽²⁾。彼は一秒振子 (S), 半秒振子 (H) に就いて

第 9 圖



(1) G. L. Atkinson: Proc. Phys. Soc., 50, 721 (1938).

(2) J. Haag: C.R., 195, 756 (1932).

(3) H. Boek: Zs. f. Instr., 38, 109 (1918).

(1) 一例として F. Hyne: A. N., 229 前出。(第 9 圖)。

(2) E. C. Atkinson: Proc. Phys. Soc., 50 前出。

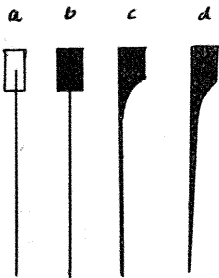
エネルギーの消費の状態を調べた結果は次表のようになる⁽¹⁾。(単位 erg/cycle)

	H	S	S
振 幅	53'	53'	26'5
錘 子	1.41	14.22	3.01
桿	0.09	3.96	0.97
ペ ラ	1.15	1.19	0.30
衝 動	0.04'	0.01	—

この中、錘りの消費は大部分がその表面摩擦である。速度が小さい故空気攪亂の影響は殆んど無視出来る。従つて最小面積となる様に通常圓筒形の重錘が用ひられてゐる。

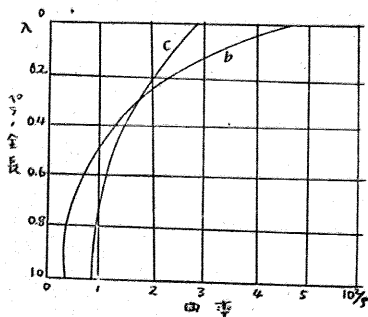
處でペラの形は圖の如く先づ 4 種が考へられ

第 10 圖



振幅が大きくなつた場合、ペラの形は一様でない。即ち頭部に近づいて曲率は急に増大する。この形状は又ペラの種類に依つて大分變つて来る。

第 11 圖



$$(1) \quad \varphi = \varphi_0 e^{-\delta t} \sin \sqrt{\frac{G}{l}} \cdot t \text{ より任意の時刻に於ける}$$

振幅、 α は $\alpha = \varphi_0 e^{-\delta t}$ 、従つて $\delta = -\frac{1}{2} \frac{d\alpha}{dt}$

$$= -\frac{\Delta\alpha}{\alpha} / \text{sec, 振動エネルギー} = \frac{1}{2} m (\rho_0^2 + s^2) \frac{G}{l} \alpha^2$$

$$\text{故に消費は } m (\rho_0^2 + s^2) \frac{G}{l} \Delta\alpha \cdot \alpha = 2\pi \sqrt{\frac{G}{l}} \cdot$$

$$\delta (\rho_0^2 + s^2) \cdot \alpha^2 \text{ erg/sec. } \Delta\alpha \text{ を實驗で求める。}$$

振幅 53' の場合。ペラ (b), (c) に於ける長さの各部分の曲率の測定結果は第 11 圖のようになる。長さ 1.05 厘、重錘 7.29 珎での實驗結果は、

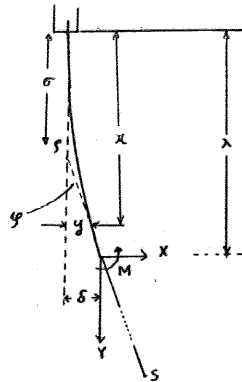
幅	厚味	$\frac{1}{\rho_0}$
cm	cm	
1.27	0.0148	0.0473
"	0.0222	286
4.30	0.0148	286

歪 力 dyne/cm² × 10⁸

重 錘	曲 り
3.80	7.47
2.53	6.78
1.12	4.58

歪力は曲りに依るものと錘りに依るものと別けて

第 12 圖



計算された。この表から厚みより幅を狭くした方が有効である事が分かる。

最後にペラの振動の問題がある⁽¹⁾。振子がペラより受ける力を X, Y, 曲げの能率を M, 重錘の重さを mG とすれば

$$m \ddot{\xi} = -X \quad m \ddot{\eta} = mG - Y$$

$$m \rho_0^2 \ddot{\varphi} = X \cdot \eta - Y (\xi - \delta) - M$$

$$E \cdot J \frac{d^2 \eta}{dx^2} = -M$$

茲に E は弾性係数, J は切口の慣性能率である。

これ支けの材料から式を解く。その結果は 2 種の振動が求められる。即ち

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{S^2 + \rho_0^2}{SG}} \left[1 + \frac{S\lambda}{2(S^2 + \rho_0^2)} - \frac{\cot(\sqrt{a}\lambda)}{2\sqrt{a}\lambda} \right] \text{ 秒}$$

$$T_2 = 2\pi \rho_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{\sqrt{a}\lambda}{2} - \tan \frac{\sqrt{a}\lambda}{2} \right)}{G(S^2 + \rho_0^2) \sqrt{a}}} \text{ 秒}$$

$$\text{茲に } a = \frac{Y}{EJ}$$

T_1 は通常の物理振子の振動週期に第 2, 第 3 の項が加はつたものである。之等の項は一日約

(1) H. Bock: Zs f. Instr., 46, 445 (1926).

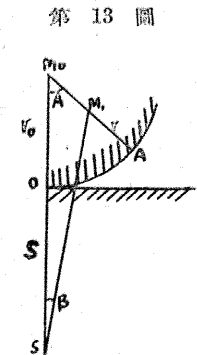
200 秒の遅れを與へる。實際の振子の長さにはペラの長さ丈け加はつた爲に生じた直接影響と云ふ事が出来る。 T_2 はペラの下端の小振動を表はし、週期 0.01 秒位で、且つ振幅も速やかに減衰する。重要な事は T_1 に於て弾性の變化が及ぼす影響である。その大きさは 1 日の歩度に直して

$$\Delta = -\frac{21600}{S} \left[\frac{\lambda}{\sin^2(\sqrt{a}\lambda)} + \frac{\cot(\sqrt{a}\lambda)}{\sqrt{a}} \right] \frac{\delta E}{E} \text{ 秒}$$

温度が増せば一般に $\Delta E > 0$ 、即ち熱膨脹に依る遅れの一部を打消す結果となる。

Knife edge Schuler はペラの作用、特にその熱に依る弾性變化、長さの非可逆的の永年變化を避ける爲に、これを廢して、knife edge 支持の時計を作つた。併し乍ら果してその爲に利得があるか否かに就いては大いに議論がある。今その概要を述べて見る。

Knife edge の尖端は決して幾何學的な尖端ではなく、必ず丸味を持つて居る。且その丸味の曲率半径は一定なものではないと考へるのが妥當である。その結果は振子の運動に伴つて受石上を横轉する事になる。この横轉の影響は Gebelein に依つて詳しく調べられた⁽¹⁾。圖で振子が角 α 振れば p 點が受石に接する。 p に於ける曲率の中心



M , 半径を r とすれば $r = r(\alpha)$ である。 S は振子の重心、 SM の距離を a とし OS の距離を S とすると一般の式

$$T_\varphi = \frac{4}{\sqrt{2G}} \int_0^\varphi \sqrt{\frac{a^2 + r^2 + \rho_0^2 - 2ar \cos(\alpha + \beta)}{\int_0^\varphi a \sin(\alpha + \beta) d\alpha}} d\alpha$$

が與へられる。これから特殊な場合に應じて結果を見ると、

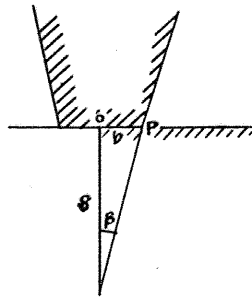
(1) 理想的な物理振子の場合、 $\gamma = 0$, $\beta = 0$, $a = S$ となつて上式は

$$T_\varphi = T_0 \left(1 + \frac{\varphi^2}{16} + \dots \right)$$

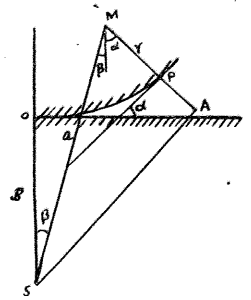
に歸してしまふ。

(1) H. Gebelein: Zs. f. Geoph., 8, 272 (1932).

第 14 圖



第 15 圖



(2) 圓筒である場合、 $\beta = 0$, r は一定、 $a = S + r$, 且振子の長さは $L = \frac{S^2 + \rho_0^2}{S + r}$ で

$$T_\varphi = T_0' K\left(\frac{r}{L}, \varphi\right), \quad T_0' = 2\pi \sqrt{\frac{L}{G}}$$

従つて振幅が小さい場合には (1) と大差は無くなる。

(3) 角がある場合、即ち $r = 0$, $a = S$, $\beta = b/s$ = (一定) この時は

$$T_\varphi = T'' \left(1 - \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \frac{1}{1 + \varphi/\beta} \right), \quad T'' = 2\pi \sqrt{\frac{S^2 + \rho^2}{SG}}$$

T_φ は振幅に非常に影響される。

(4) 多くの圓から成つて居る場合、即ち例へば $\alpha < A$ なる時は $r = r_0$ で、 $\alpha > A$ となると $r = r_1$ となる場合を考へれば、 $\alpha < A$ の範囲内で振らして置けば全く (2) に歸してしまふ。 α が A を越えると複雑になる。

$$\lambda = \frac{r_1 - r_0}{Sr_0} \text{ なる } \lambda \text{ にて } \beta = -\lambda \sin A, \quad a = (Sr_0)(1 + \lambda \cos A)$$

$$T_\varphi = T_0 \left\{ K\left(\frac{r_0}{L}, \varphi\right) - \lambda G(A, \varphi) \right\},$$

$$G(A, \varphi) = \frac{1}{2} - \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{A}{\varphi}} \sqrt{1 - w^2} dw$$

この結果も振幅に非常に支配される。

(5) 一般に $r = r(A)$ なる時

$$T_\varphi = T_0 \left\{ K\left(\frac{r_0}{L}, \varphi\right) + \frac{2}{\pi(S + r_0)} \int_0^\varphi \sqrt{1 - \left(\frac{A}{\varphi}\right)^2} \left[r_0 - r(A) \right] d\left(\frac{A}{\varphi}\right) \right\}$$

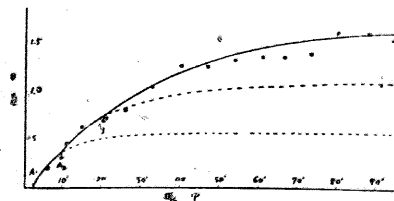
これは近似的には (4) の飛躍點を多數考へれば十

$$(1) K\left(\frac{r}{L}, \varphi\right) = 1 + \left(\frac{1}{4} + \frac{r}{L}\right) \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \dots$$

分である。

Göttingen の Schuler 時計の歩度は振幅に非常に關係してゐるが、それは $A_1 = 2'.5$, $A_2 = 10'$,

第 16 圖



$A_3 = 20'$ の
3ヶ所に半
徑それぞれ
7 ミクロン,
14 ミクロ
ン, 22 ミク
ロン宛の飛

躍を假定して(4)式で表はせばよく説明がつくと云ふ。(圖の點線は半徑 r_1, r_2 に相當した週期である)。

(5)の式にて{ }の内を零とする様な $r(A)$ を見出せば完全等時性が得られる。Gebelein はその近似値として

$$r(A) = r_0 + \frac{1}{2}(S + r_0) \left(1 + 4 \frac{r_0}{L}\right) A^2$$

を採り、この様に磨いた knife edge を實際に製作して、實驗を行つた結果は振幅 40° 迄振らせて $T = 0.700$ 秒に對して ± 0.005 秒以内に一定な結果を得たと報告してゐる。通常の振子では 40° 振らせれば 0.700 秒は 0.734 秒に増大する事を思へば十分満足すべきものと云へよう。Schmerwitz は直接半徑の測定を試みた⁽²⁾。その要領は knife edge を上向きに置いて、その上に兩端に錘りを下げた薄い平行平板を直角に渡す。今 knife を角 θ_1 廻せば、平板は θ_2 だけ傾いて、丁度その重心が knife edge の接點の垂直下に來て静止する。この時

$$r = S \frac{\tan \theta_2}{\theta_1 + \theta_2}$$

S は平板の下端からその重心迄の距離。實際には knife edge を經緯儀の水平軸に固定し、傾角 θ_1 は垂直環の目盛で讀む。 θ_2 は平板上に載せた鏡のフレで讀む。平板は硝子製、又は瑪瑙製で重さは 0.06 瓦から 524 瓦迄 12 種を作り、 0.1 ミクロン迄測定が可能であると云ふ。その結果に依れば通常の knife edge では數ミクロンの程度

の半徑の不定は避け得られないものらしい。又鋼鐵製のものでは錘りを變へることに依つて、測定結果に差異が生じ、明らかに彈性變形を示めし、其の點水晶製、瑪瑙製のものは安定であることが見出された⁽¹⁾。

地震の影響 保時の上に最も厄介な問題は地震、其他外部よりの衝動である。その際時計面が不連続的に變化し、歩度の急變が起こる。地震直後に時計を観察すれば振幅の變化が必ず生じてゐる。時には陪振動の爲めに振子は細かく震へつゝ振つてゐる事もある。極端な場合には片振れとなり、或ひは止つてしまふ⁽²⁾。

通常この問題は振子の運動式に外力に依る強制振動の項を加へてこれを解き⁽³⁾、位相への影響と振幅への影響を求める。前者は時計面の飛躍であり、後者は歩度の變化となつて現はれる。併し乍ら多くの場合、斯うして解かれた結果は統計的には兎も角として、個々の地震の場合には實際の状況とは必ずしも一致しない。これは地震の衝動は單に振子の運動を攪亂するに止まらず、時計の各部分の相對的位置に變化を與へ、摩擦を生じ動力の不均衡となり、或ひは振子の振動面を變へる等多くの派生的因子が存在するからであらう。

地震の震動週期 ω 、その振幅 ε なる時、振子の運動式は

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{G}{l} \sin \alpha = \left(\frac{\varepsilon}{l}\right) \omega^2 \sin \omega t$$

これを解いて位相變化、振幅變化が出る。振幅變化が $\Delta \varphi$ なる時、歩度への影響は

$$\Delta g = \frac{1}{16} \int_0^\infty 2\varphi \cdot \Delta \varphi e^{-\delta t} dt = -\frac{1}{8} \frac{1}{\delta} \varphi \cdot \Delta \varphi$$

減衰係數 δ が大ならば影響は少ない。Schuler 時

(1) O. Meisser はサファイア、瑪瑙の受石に種々の材料の knife edge を組合して實驗したが結果は逆に瑪瑙石の上に鋼製の knife が最も有利であると云ふことになつた。Zs. f. Instr., 54, 95 (1934).

(2) 最近に於ける甚だしい例は昭和 13 年 11 月 6 日より約 1 ヶ月半に亘つて頻發した地震で、東京天文臺の 3 個の Riefler は交互に、或る時は全部同時に止まり、歩度は著しく變化し不安定で到底振子時計に依つての保時は不可能であつた。一度停止したものが續いて起つた次の地震で動き出し、運轉を續けた例さへ生じた。

(3) 宮地政司氏：日本天文學會要報, 1, No.3 (1931). M. Schuler: A.N., 243, 301 (1931).

(1) M. Schuler: Zs. f. Phys., 42 547 (1927).

(2) G. Schmerwitz: Zs. f. Instr., 52, 1 (1932); Zs. f. Geoph., 8, 439 (1932).

計の場合では地震の影響は大きく出る⁽¹⁾。

Gebelein に依れば⁽²⁾，地震後の振幅 Φ は

$$\Phi \approx \varphi(1 + \lambda \cos \gamma)$$

位相角への影響は

$$\sqrt{\frac{G}{l}} \cdot \tau = \lambda \cdot \cos \gamma \quad \lambda = \frac{J}{\varphi}$$

2 個の量， J ， γ が地震の影響を決定する。地震の振動を一般に $f(t)$ とし，それは $t=t'$ に起り $t=T$ 迄続いたとする時，

$$J_1 = \sqrt{\frac{l}{G}} \int_0^T f(Z-t') \sin \sqrt{\frac{G}{l}} \cdot Z dZ$$

$$J_2 = \sqrt{\frac{l}{G}} \int_0^T f(Z-t') \cos \sqrt{\frac{G}{l}} \cdot Z dZ$$

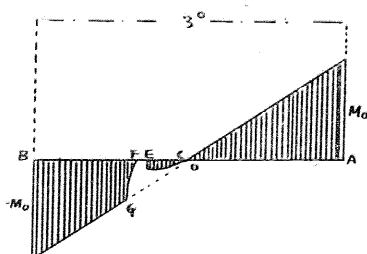
$$J_1 = J \sin \gamma, \quad J_2 = J \cos \gamma$$

で J と γ が定まつて来る。

以上で分る事は，地震の影響は振子の振幅を自記させても，その変化丈けの材料では分らない。地震の起つた時の位相が関係する。又影響を小さくするには振幅 φ を大きくして置けばよい。又 2 個の時計を並べて，位相を丁度 180° 變へて振らしておけば，その平均に於ては地震の位相への影響は消去せしめることが出来る等である。

(2) Riefler 時計 これは各國の標準時計として Shortt に次いで多く採用されてゐる。歩度 g の精度は大體 0.010 又はそれ以下である。その構造は次の通りである。振子の上端は 2 枚の前後に並んだペラで吊られてゐる。ペラは棒 B に載つてゐる。 B には前後に 2 個の knife edge があつて，瑪瑙の受石に載る。又 B の前端より下に長くアンクルが延び，その分れた叉の両端に圓筒形の爪石があり，齒車に懸つて，それより力を受けるのである。振子は齒車から直接力を受けるので

第 17 圖



はなくペラの歪みに依る弾力として間接に作用されるのである。この特殊な脱進装置の運動状態は Bock に

依つて詳しく調べられた⁽¹⁾。振子が位相 -90° (右端) (A) にある時，ペラは最大の歪みを受け，その曲げ能率は最大で M_0 である。

この能率は振子の左への運動と共に位相に比例して減じて行く。位相 0° を僅か越した後能率は零となり，(C)，次に負の能率となる。ペラは振子に伴つて左に傾き，位相 $17'$ (E) にてアンクルの爪石が遂に齒車から外れ，ペラは自由になる。能率は零である。この状態が $8'.25$ の間続き，次いで齒車の次の齒が爪を押してペラを逆に右に傾け (F)，大なる負の能率が生じ (G)，振子の位相 $+90^\circ$ (左端) に至る迄次第に負で増大し， $-M_0$ に至る。全振幅 $180'$ としてその内 $31'.45$ が齒車の仕事の期間である。

重錘 7.35 匁として，一振動に齒車からアンクルに與へた仕事は $0.262 \cdot 10^{-5}$ 米匁，この中アンクルよりペラを通じて振子になした仕事の量は $0.32 \cdot 10^{-6}$ 米匁。残りが各部分の摩擦として消費される。

この時計の缺點として knife edge が受石上を這る可能性を擧げることが出来る。その結果としてアンクル爪の受ける力に不均衡が生じ，従つてペラの能率は均衡を保たない。この爲めに片振れが生じ，同時に歩度に變化が生ずる。地震の後の歩度の甚だしい急變化も恐らく以上の原因に依るものであらうと考へられる⁽²⁾。(未完)

(東京天文臺，天文學文獻抄第九冊別刷)

(1) H. C. Freiesleben: A. N., 246, 359 (1932).

O. Meißer, H. Martin: Phys. Zs. 32, 233 (1931).

(2) H. Gebelein: A. N., 248, 33, (1933).

(1) H. Bock: Die Uhr, (1910); Hb. d. Phys., 2, 176 (1926).

(2) 東京天文臺報, 7, (1940).

新 著 紹 介

P. W. Merrill: *Spectra of Long-Period Variable Stars* (1940; 約 100 頁; 弗2.50) シカゴ大學から出版されてゐる *Astrophysical Monographs* (天體物理學叢書とでも云ふべき) 中の一冊、既に本誌に紹介された Bok の「星の空間分布」、Chandrasekhar の「恒星内部構造論」及びその後出た Russell-Moore の「星の質量」はこの叢書に屬する。第四冊目のこれは「長週期變光星のスペクトル」で、ウィルソン山天文臺のメリル博士の著である。

一體、長週期變光星は不思議にも低温度星で、スペクトル型で云ふと M, N, R, S 等に屬する。このやうな顯著な事も屢々問題になりながら未だに解決されてゐない。その他詳しく調べてみると、却々多くの面白い事がある。この本を読むとさう云つた觀測的な事實が色々並べてあるので、津々たる興味を惹起されざるを得なくなる。

はじめに序論として、一般的な注意をのべてゐる。統計によると、長週期變光星中約 85% は M 型星である。K 型星は 1% 位で残りが S, R 及び N 型星である。又、そのうち 8 割位は輝線を出すと云ふ事である。第二章は歴史的回顾で大體 20 年位前までの事が書いてある。スペクトル型の分類の出來た由來などもある。次の第三章は極大期におけるスペクトルの特徴である。前にのべたやうに長週期變光星は低温度星であるから、ここで我々は低温度星のスペクトル一般に關する要領のよい手引を得るのである。M 型と S 型の中間のやうな白鳥座 χ 星などにもお眼にかかる。又炭素の同位元素の存在が分子スペクトルの頭のずれでよく見られる寫眞もある。第四章では變光に伴ふ變化に移る。まづ連續スペクトルとしては、眼で見える光と、全エネルギーとでは變化が非常に違ふ。後者は前者の數十分の一、甚だしい例(先程引用した白鳥座 χ 星など)では千分の一しか變光しない。且前者の位相が遅れてゐるのも特徴である。しかし連續スペクトルだけ、即ちスペクトルに分けない光の全量のみを觀測してゐては、この位しか判らないのであるが、分光儀にかけると、——しかも強力な分光儀であればある程——益々奇妙な事がわかる。たとへば元素の種類によつて、スペクトル線の極大極小の時期がずれる。又、同じ水素でも $H\gamma$ と $H\delta$ とでは違つて出るし、不思議にも $[FeII]$ の禁止線がある時期に出て来る。さてかうした種々な問題を解くためには、更に一層入念な考察を必要とする。例へば、輝線や吸収線のずれの測定、——即ち、それらが同じ層から出てゐるかどうかと云ふ事或ひは又、變光に伴つてスペクトル線のずれ、從つて視線速度が如何に變化するか等を知らねばならぬ。これらが第五章の内容を占める。なほこの章には、

輝線の起源についての諸説の紹介もあるが、今少し詳しく議論が將來に望ましく思はれる。

第六章は數個の特に興味ある星について稍々詳しく述べてゐる。一つは鯨座のミラである。「不思議な星」と呼ばれたこの星の二重星である事を、まづジョイ氏がスペクトルの觀測から推論し、次いでエイトケン氏が肉眼で確めたといふのは面白い挿話である。今一つ肉眼的にも二重星である事が確められた長週期變光星は蛇遺座 X 星である。又、水瓶座 R 星は M 型のスペクトルのみの變光星と思はれてゐたが、1919 年から、瓦斯狀星雲に見られるスペクトルが重合して現はれ始め 1922 年には B 型星と思はれるスペクトルも見えて來たと云ふ却々複雑な星である。恐らく、M 型星と B 型星との連星で、両者が夫々變光をし、その他瓦斯狀の星雲物質が存在するのであらうと云ふ。この變光星などは、スペクトルによらなければ、全く解く事が出來ない問題の一例であらう。その他二、三の興味ある星を擧げてこの章を終つてゐる。最後の章は長週期變光星一般の問題で、變光するのはどのやうな變化が起るためであるのか、又そのやうな變化を起す原因は何であらうか、などの問題について諸説を紹介してゐる。星の見掛けの大きさが變化するのみでなく、温度も變化するであらう。又、分子吸収スペクトル帶の影響もあらう。又メリル博士の強調するやうに放出された物質が遮光するためであらう。この點については更に量的に研究されなければならないやうに思はれる。又、内部構造論的に考へても長週期變光星の原因は種々の問題を提供する。殊に最近原子核反應による星のエネルギーの理論とともに再登場した感がある。

以上簡単に内容をピックアップしてみたが、約百頁の冊子に實によくまとめて書かれてゐる。全篇を通じて「敘述的に」「觀測的立場で」書かれてゐて、數式や難澁な理論は現れない。スペクトル記號も、それを知らなくては理解が出來ない程頻繁には出て來ない。スペクトルを専門にされない人も、各處に挿入されたきれいな寫眞版によつて玄妙な變光星のスペクトルに親しみをもつ事が出來ると思はれる。又、表題の通り「スペクトル」に主力を注いでゐて、變光曲線や統計などについての記述は少い。しかしこの「スペクトルの本」を読むうちに、變光星の本質的な認識を與へられるやうに思ふのである。

Payne-Gaposchkin の「變光星」は専門家にとつて貴重な勞作であつたが、これは多くの人々に對する變光星のスペクトルへの「入門」の書であり、研究心の刺激劑である。あらゆる分野の天文學者に、或ひは物理學者、化學者に讀まれていい本であらう。(畑中)

抄 録 及 資 料

無線報時修正値 東京無線電信所（船橋）を経て東京天文臺より放送した今年 10 月中の報時修正値は次の通りである。

學用報時は報時定刻（毎日 11 時及び 21 時）の 5 分前即ち 55 分より 0 分までの 5 分間に 303 個の等間隔の信號を發信するが、此の修正値はそれら 306 個の信號の内約 30 個の信號を測定し、平均したもので全信號

の中央に於ける修正値に相當せるものである。

分報時は 1 分より 3 分まで毎分 0 秒より半秒間の信號を發信するが、此の修正値はそれら 3 回の信號の起端に對する修正値を平均したものである。次の表中（+）は遅れすぎ（-）は早すぎを示す。

尙 27 日 21 時は臺外故障の爲め發信しなかつた。
（東京天文臺）

1940 Oct.	11 ^h		21 ^h		1940 Oct.	11 ^h		21 ^h	
	學用報時	分報時	學用報時	分報時		學用報時	分報時	學用報時	分報時
1	+ .036	+ .04	+ .072	+ .09	16	-.083	-.06	-.079	-.06
2	+ .104	+ .11	+ .143	+ .16	17	-.094	-.08	-.121	-.11
3	-.024	-.01	-.020	00	18	-.148	-.14	-.165	-.15
4	-.030	-.01	+ .012	+ .03	19	-.143	-.13	-.132	-.11
5	-.063	-.05	-.030	00	20	-.183	-.17	-.185	-.16
6	-.084	-.07	-.086	-.07	21	-.061	-.04	-.033	-.01
7	-.089	-.08	-.076	-.07	22	-.035	-.02	-.033	-.02
8	-.082	-.07	-.060	-.05	23	-.016	-.00	-.047	-.03
9	-.001	+ .01	+ .002	+ .01	24	-.043	-.03	-.040	-.02
10	-.057	-.04	-.030	-.02	25	+ .009	+ .02	.000	+ .02
11	-.056	-.03	-.103	-.09	26	.000	+ .02	+ .011	+ .03
12	-.066	-.06	+ .001	+ .02	27	-.030	-.02	—	—
13	-.086	-.06	-.090	-.08	28	-.084	-.06	-.024	00
14	-.055	-.04	-.060	-.05	29	-.011	+ .02	-.020	00
15	-.073	-.06	-.050	-.04	30	-.009	+ .01	-.033	-.02
					31	-.021	.00	-.035	-.02

10 月 に 於 ける 太 陽 黒 點 概 況

日	黒點群	黒點數	黒 點 概 況	日	黒點群	黒點數	黒 點 概 況
1	4	23	小群散在	17	—	—	雨、觀測なし
2	4	32	東部に稍數多き群 (I)	18	5	50	IV 稍々數多し東に新群 (V)
3	—	—	曇、觀測なし	19	5	66	IV 大きな半影を持つ. V 數多し
4	3	28	I 稍々著しきのみ	20	—	—	曇、觀測なし
5	2	40	I 數多し	21	—	—	曇、觀測なし
6	5	50	I 優勢、他に小群	22	5	61	V 中央部にて數多し
7	5	61	I 依然數多し、東に新群 (II)	23	—	—	曇、觀測なし
8	7	70	I 稍々減少、II 數多し	24	—	—	雨、觀測なし
9	4	82	II 數多し、その南に新群 (III)	25	4	25	V 西端にて減少、他は小群
10	5	105	II 非常に多し III 之に次ぐ.	26	5	38	中央部の群稍々數多きのみ (VI)
11	5	77	I 西端にて減少、II 優勢	27	5	49	VI 及びその東部の群數多し (VII)
12	4	117	II 斷然數多し、I 西にかくる.	28	4	55	VI, VII 稍々數多きのみ
13	—	—	曇、觀測なし.	29	4	39	VI, VII 共に減少
14	—	—	"	30	—	—	雨、觀測なし
15	—	—	"	31	6	39	小群散在するのみ
16	5	73	II 減少、中央部に稍々數多き群 (IV)				

使用器械、觀測方法等については本誌第 31 巻第 4 號第 77 頁參照(東京天文臺)

Jeffreys の緯度變化に関する研究 緯度變化の発見は前世紀の終りから今世紀の始めにかけて、天文學者並に地球物理學者に一つの大きな問題を與へた。極移動に基づく 14 ヶ月及び 12 ヶ月週期の緯度變化は、前者は地球自轉軸と地球の南北方向に於ける慣性能率の主軸即所謂形狀軸との不一致から起る自由振動であり、後者は春夏秋冬の氣象の變化に伴ひ地球形狀軸の移動に基づく一種の強制振動であるとして説明された。この極移動の様子を明らかにするが爲に 1898 年に萬國共同緯度觀測事業が起され今日に至つて居る、この研究から得られた時々刻々に移り變る地球に對する自轉軸の位置 (x, y) がわかれば任意の土地に於ける、天文觀測から得られた緯度の値からこの影響を取り除く事が出来るわけである。この際に必要なのは其土地の經度だけである、然るにこのやうに補正した天文緯度の値には更に經度に無關係な從つて極移動には無關係な 1 年週期の變化の存在する事が木村博士に依つて指摘されるに至り、(Z 項) 其の源因の探究に學會は賑つたのであつた。現在に於ては天文緯度から極移動の影響を除去した殘餘は、觀測地の氣象的條件に支配されるものである事がわかつてゐる。萬國緯度觀測事業が始つて以來約 40 年になるが、これから得られた x, y を基として自由振動の振幅及び週期の決定には今日迄幾多の人々が統計を取つて、各人各様の値を得て居る。或は振幅及び週期の變化を唱へ、或は 14 ヶ月の外に更に近似の週期の存在を主張して來たが、其研究方法は大體に於て總べて調和解析や Periodogramme の方法である。これ等の方法では何れも 14 ヶ月運動をば不減衰自由振動として取扱つて來て居るのであるが、抑もこの假定は正しいものであらうか。地球の自轉速度すら次第に遅くなる事が推測されてゐる現在に於ては、14 ヶ月運動も時折何等かの disturbance を受け新たにエナジーを得て消失を補ひつゝある、減衰自由振動であると見るのが正しいのであらう。尤もこの振幅減衰の程度は非常に緩やかなものであらう。Jeffreys は (M. N., 100, No. 3) この考へに基いて 1892 年より 1933 年に至る萬國緯度觀測所の x, y を處理し自由振動の週期 (T) と減衰率 (k) とを求め其確からしい値として $T = 1.202 \pm 0.016$ (439.0 平均太陽日, 449.2 恒星日) 及び $k = 0.0663 \pm 0.0070$ を得た。緩和時間 (Time of relaxation) 即振幅が $\frac{1}{e}$ になる迄の時間は 15.1 ± 1.8 となる。此處に得た T の値は先きに Pollak が精密な Periodogramme の方法に依つて求めた値に近いが緩和時間は從來地球物理學に於て考へられてゐる値とは全く桁違ひで、例へば海洋の潮汐の摩擦から計算される値は 8400 年である。この差違の説明は誠に困難であるが、地球の elastic afterworking の様なものに其源因を求む可きかと Jeffreys は云つてゐる。

結論は以上の様であるが、damping を考慮に入れた計算の方法は、先づ觀測値 x, y から 1 年週期の極移動

の影響及び、極の平均位置が次第に變り行く一種の長年的の影響を取り除いた値を元とし、 n なる時期に於ける x 及び y の値をそれぞれ $(n-1)$ なる時期に於ける x, y の値を以て表はす一種の recurrence relation を求め、random impulse の影響を考慮に入れて、 $2\pi/\gamma$ 及び e^{-kt} を最小自乗法に依つて求めたのである。(γ は自由振動の角速度である)。この際觀測の誤差と random impulse とを區別する事は六ヶ敷く、それに就いて細かい論議が爲されてゐる。觀測誤差とは見る事の出来ない irregularity の存在を x, y の觀測値から引き出す事が出来、random impulse の働く事の眞に近き事を指摘する事が出来た。1908.3-1921.5 の期間はかかる impulse の影響を殆んど受けてゐなく、振幅の Steady な減衰が想像されたので、この期間から得られた T 及び k の値を以て最も確からしき値としてゐるのである。(上掲の値である) 尙 Greenwich の 1911-1939 迄の觀測値をも調らべて見たが、以上の結果を確かめる程度のものであるが、 T 及び k のよりよき値を得るにはたいした貢獻はしなかつた。

Jeffreys の研究方法は、今後の緯度觀測の統計的研究に一つの大なる教唆を與へるものと云へる。(中 野)

微細な Fraunhofer 線の變化 (M. G. Adam, M. N., 100, 595) この論文は著者 Adam が 1938 年に同じ題で發表した論文の第 2 報である。第 1 報では、Plaskett が Mg の b 三重線を研究するために撮つた乾板を用ひて多數の Fraunhofer 線の強さ (equivalent width) を測つたところ、強い線は從來の吸収線の理論が示す如く周縁に於て弱くなるに反し、微細な線は周縁では中心に於けるよりも却つて強くなるといふ注目すべき結果を得たのであつて、今度の論文はこれを再検討すべく行つた新しい觀測の結果に關するものである。

一口に“微細な Fraunhofer 線”と言つても、實は二つの種類がある。第一種のは原子の数は多いけれどもその線に相當する轉移の確率が小さいために弱いのであり、第二種のはその反對に轉移の確率は大いけれども原子の数が少ないために弱いのである。この二種類のものは吸収線形成の機構に相當な差異があると思はれる。この二種類の線を區別して比較研究するのも目的の一つなので、両者がほぼ同數づつ現はれてゐるスペクトル域 $\lambda\lambda$ 4105-4160 を選んだのであつた。第一種の線とは Fe, Fe⁺, Cr, Cr⁺ 等で、第二種の線は稀土類が多い。

スペクトル撮影は Oxford の太陽望遠鏡 (分散能 0.4 Å/mm), Ilford Sp. Rapid 乾板, Zeiss の白金光學楔を用ひて居り、測光の手續きはすべて型の如く綿密な注意深さを以て行はれてゐる。

結果は、中心と周縁 ($\cos\theta = 0.31$) とに於ける equivalent width の比 L/C を $\log C$ に對してプロットしてあるがこれを見ると次のことがわかる。

i) 一般に $\log C$ が減ると L/C が増す。(弱い線ほど

周縁で強くなる。)

ii) 第一種の線は殆どすべてが $I/C=1.4\sim 1.0$ の間にある。これは明瞭な事實である。

iii) 第二種の線は一定の傾向を持つて居らず、著しく分散してゐて $I < C$ のものもある。

かくて轉移確率の小さいために微細な Fraunhofer 線が周縁で強くなることは殆ど確實になつたので、著者は次にこれの理論的解釋を試みてゐる。Eddington のモデルから出發して種々の變化を考へてゐるが、結局 J_T が τ の一次函數であるといふ假定を棄てれば上の觀測結果の一部は説明し得ると言つてゐる。これは換言すれば太陽の上層に於て異常な溫度分布があることを意味してゐる。著者はこれから Plaskett の對流の理論と關係をつけるつもりらしいが、詳細な事は將來の研究に俟つべきであらう。

(大澤)

天文學談話會記事

第404回 昭和15年IX月26日(木)

1. 光電測光裝置に關する實驗報告 (I) 安定な真空管增幅器の設計及びその理論について

大澤 清輝君

2. 太陽自轉速度の觀測 1939 IXより1940 IIまでの間に塔望遠鏡廻折格子分光器の第三次スペクトル(分散度 $0.4 \text{ \AA/mm}$) 寫眞から太陽赤道上の5箇所の異つた

點に於ての視線速度を求め、それから得た太陽自轉速度の値に就いて 關口鯉吉、長澤進午、齋藤國治君

3. (1) I. R. G. Giovanelli: Solar Eruptions (Ap. J., 91 (1940), 334) Spectroheliograph による Photometric Observation で得た結果のうち殊に Eruption と Eruptive Prominence の關係に就いて述べる。

(2) Eruption に伴ふ Prominence の運動

天文臺の二三の觀測に就いて述べる

野 附 誠 夫君

第405回 昭和15年X月21日(木)

1. P. W. Merrill: Spectra of Long-Period Variable Stars. (Astrophysical Monograph, 1940)

畑 中 武 夫君

2. J. Korn: Untersuchungen über die Intensität der Sonnenflecke (A. N., 270, 1940) 黒點の強度が一定のものではなく色々な強度を持つたものがあるらしいので數多くの黒點の寫眞を種々な filter によつて撮影し之等を統計的に取扱ひ主として黒點強度と波長との關係及び強度の周縁効果を調べたものである。

服 部 忠 彦君

3. 運動星團内に於ける光の吸収

鍋 木 政 岐君

天 象 欄

流星群 1月には月初に顯著な龍座流星群が現はれる。3-4日の拂曉に最も多い筈である。本月の主な輻射點は次の様である。

	赤經	赤緯	輻射點	性質
2日-6日	15 ^h 20 ^m	+53°	γ Dra	速、顯著
月末	14 12	+52	κ Boo	甚速

變光星 次の表は主なアルゴル種變光星の表で1月中に起る極小の中比較的日本で觀測の都合のよいもの2回を

示したものである。062532の様な數字は概略の位置を示すもので赤經6時25分餘、赤緯北32度餘であることを意味し、斜體のものは赤緯の南なることを示す、星座の名の略字は恒星解説又は理科年表を参照のこと、長週期變光星の極大の月日は本誌第23頁にある。1月中に極大に達する筈の星で觀測の望ましいものは R Aqr, R Boo, U Ori, Y Tau, R Tri 等である。

ア ル ゴ ル 種			範 圍	第二極小	週 期		極 小				D	d
							中央標準時					
			^m — ^m	^m — ^m	^d — ^h	^d — ^h	^d — ^h	^d — ^h	^h — ^h	^h — ^h		
062532	WW	Aur	5.6— 6.2	6.1	2	12.6	19	21, 24	22	6.4	0	
023969	RZ	Cas	6.3— 7.8	—	1	4.7	23	19, 29	19	4.8	0	
003974	YZ	Cas	5.7— 6.1	5.8	4	11.2	16	23, 25	21	7.8	0	
071416	R	CMa	5.3— 5.9	5.4	1	3.3	2	21, 27	20	4	0	
005381	U	Cep	6.9— 9.2	7.0	2	11.8	5	18, 20	17	9.1	1.3	
061856	RR	Lyn	5.6— 6.0	5.8	9	22.7	7	3, 27	0	10	0	
030140	β	Per	2.2— 3.5	—	2	20.8	9	0, 31	23	9.8	0	
035727	RW	Tau	8.1—11.5	—	2	18.5	1	21, 26	19	8.7	1.4	
103946	TX	UMa	6.9— 9.1	—	3	1.5	3	4, 30	18	8.2	0	

D—變光時間 d—極小繼續時間

長週期變光星 1941 年の推算極大

名	稱	變光範圍	週期	1941 年の極大	名	稱	變光範圍	週期	1941 年の極大
001838	R And	5.6—14.7	418	II 8	163266	R Dra	6.4—13.0	244	IX 13
021143	W And	6.5—14.0	397	III 24	163360	TX Dra	6.8—8.1	77	I 22, IV 9, VI 24
002235	AQ And	6.9—8.2	332	X 4	070122a	R Gem	6.5—14.3	370	IX 9, XI 24
233815	R Aqr	5.8—10.8	387	I 22	060822	γ Gem	3.2—4.2	235	m V 9, XII 30
204405	T Aqr	6.8—13.5	202	II 13, IX 4	164715	S Her	5.9—13.1	315	IX 6
234716	Z Aqr	7.2—9.8	136	IV 14, VIII 28	180531	T Her	6.9—13.7	165	V 28, XI 9
190108	R Aql	5.5—11.8	305	IX 30	162119	U Her	6.7—13.0	405	XII 20
030514	U Ari	7.2—14.8	372	VII 25	160625	RU Her	7.0—14.2	495	—
050953	R Aur	6.5—13.9	468	—	132422	R Hya	3.5—10.1	414	II 8
143227	R Boo	5.9—12.8	225	I 10, VIII 23	104520	V Hya	6.7—12.0	530	—
142539	V Boo	6.4—11.4	259	V 3	134327	W Hya	6.6—8	386	XI 5
152584	R Cam	7.2—14.5	266	VI 16	094211	R Leo	5.0—10.5	313	VI 24
043065	T Cam	7.0—14.1	376	—	093934	R LMi	6.3—13.0	376	VII 24
081112	R Cnc	6.0—11.8	370	VI 9	045514	R Lep	6.0—10.4	440	XII 1
081617	V Cnc	7.1—13.1	272	VI 5	151822	RS Lib	6.7—13.0	217	VI 17
090431	RS Cnc	5.3—6.8	130	{ II 4, VI 14 X 22	065355	R Lyn	6.5—14.1	378	II 12
134440	R CVn	7.0—12.2	325	III 7	202128	T Mic	7.1—8.5	338	X 30
131546	V CVn	6.4—8.9	192	IV 19, X 28	061702	V Mon	6.0—14.0	332	VIII 10
070310	R CMi	7.2—11.3	342	VIII 22	065208	X Mon	7.0—9.7	153	V 16, X 16
072708	S CMi	7.0—13.0	338	IX 14	170215	R Oph	6.0—13.9	302	II 15, XII 14
235350	R Cas	4.8—13.6	426	IX 13	162112	V Oph	6.9—10.8	299	VII 28
011272	S Cas	7.2—15.2	613	XII 18	183308	X Oph	6.4—9.5	328	V 6
001755	T Cas	6.7—12.5	447	—	054920a	U Ori	5.4—12.2	370	I 26
230759	V Cas	7.0—13.0	225	IV 18, XI 29	230110	R Peg	6.9—13.5	380	XII 19
233451	SV Cas	6.7—9.5	283	VII 30	015254	U Per	7.0—11.7	322	VIII 23
133633	T Cen	5.6—9.0	91	{ II 24, V 23 VIII 24, XI 23	012502	R Psc	7.0—14.5	340	III 22
114441	X Cen	7.0—13.9	314	XI 8	071044	L ² Pup	3.1—6.3	141	IV 5, VIII 24
213678	S Cep	7.0—12.9	474	IV 8	191010	R Sgr	6.7—13.3	268	VII 22
210868	T Cep	5.2—10.8	396	XII 1	191017	T Sgr	7.2—<13	389	VI 25
033380	SS Cep	6.7—7.8	100	{ III 22, VII 1 X 9	194929	RR Sgr	5.8—13.3	331	III 12
022000	R Cet	7.0—13.8	165	VI 11, XI 23	201139	RT Sgr	6.3—13.6	307	VI 25
001909	S Cet	7.0—14.8	323	V 5	195142	BU Sgr	6.8—13.5	239	IV 28, XII 23
001620	T Cet	5.2—6.0	159	IV 1, IX 7	165030	RR Sco	5.5—12.0	279	III 10, XII 14
022813	U Cet	6.6—13.2	235	VII 19	164844	RS Sco	6.5—12.4	319	X 23
235715	W Cet	6.5—14.5	346	IV 2	012233a	R Scl	6.2—8.8	371	V 28
021403	o Cet	2.0—10.1	330	VI 3	001032	S Scl	6.3—13.4	360	XI 21
051533	T Col	6.8—12.4	224	VII 6	154615	R Ser	5.6—13.8	357	IX 14
151731	S CrB	6.0—13.4	358	VIII 25	053920	Y Tau	6.5—8.9	240	I 20, IX 17
154639	V CrB	6.9—12.4	357	VII 16	023133	R Tri	5.3—12.0	266	I 2, IX 25
121418	R Crv	5.9—14.0	319	IV 21	103763	R UMa	5.9—13.6	299	VII 3
193449	R Cyg	5.6—14.4	328	II 22	123961	S UMa	7.0—12.9	228	VII 18
201647	U Cyg	6.1—11.8	453	II 1	123160	T UMa	5.5—13.5	256	IX 18
203847	V Cyg	6.8—13.8	416	III 16	115158	Z UMa	6.8—8.7	198	II 5, VIII 22
213244	W Cyg	5.1—7.0	130	{ I 29, VI 7 X 15	121561	RY UMa	7.2—8.3	311	m VII 31
195849	Z Cyg	7.1—14.3	267	III 2, XI 23	153378	S UMi	7.2—12.2	331	VIII 10
194048	RT Cyg	6.3—12.9	190	V 20, XI 27	123301	R Vir	6.2—12.0	145	{ II 22, VII 17 XII 10
213753	RU Cyg	7.1—10.3	235	VIII 20	132706	S Vir	6.0—12.9	380	—
192745	AF Cyg	6.4—8.4	94	{ II 22, V 27 VIII 29, XII 1	142205	RS Vir	7.0—14.2	351	VI 3
192150	CH Cyg	6.4—7.4	101	{ III 7, VI 16 IX 24	122001	SS Vir	7.2—8.8	357	V 2
194632	X Cyg	4.2—14.0	411	XI 21	205923a	R Vul	7.1—13.6	137	{ I 25, VI 11 X 26

東京(三鷹)に於ける星の掩蔽(I月)

(東京天文臺回報 121 に據る)

日附	星名	光度	現象	月齡	中央標準時	a	b	方向角		日附	星名	光度	現象	月齡	中央標準時	a	b	方向角	
								P	V									P	V
								°	'									°	'
1	B.D.-11°5645	8.1	D	3.5	16 47	—	—	55	23	6	B.D.+7°240	6.7	D	8.5	17 51.9	-2.5	+0.7	78	87
1	B.D.-11°5648	8.4	D	3.5	17 20	—	—	75	38	9	B.D.+16°559	7.5	D	11.7	22 24.1	-2.1	+1.8	43	356
2	B.D.-7°5792	8.8	D	4.5	17 12	—	—	20	351	12	26 Geminorum	5.1	D	14.5	17 45.5	-0.4	+1.1	92	150
3	B.D.-3°5619	9.0	D	5.5	18 58	—	—	60	19	16	o Leonis	3.8	D	17.8	0 20.9	-1.7	-1.2	131	163
3	B.D.-3°5620	8.9	D	5.6	19 31	—	—	35	349	16	o Leonis	3.8	R	17.8	1 39.5	-2.3	-0.1	273	274
4	B.D.-0°3	9.0	D	6.6	20 17	—	—	100	52	30	B.D.-5°5910	6.2	D	2.9	18 26.9	-0.5	0.0	57	7
4	B.D.+0°3	8.1	D	6.6	20 30	—	—	25	336	31	B.D.-1°4489	7.6	D	3.9	18 30	—	—	5	317
4	B.D.+0°8	7.8	D	6.7	21 35	—	—	30	337	31	B.D.-1°4490	8.4	D	3.9	18 35	—	—	25	336
6	B.D.+6°244	6.9	D	8.5	17 16.9	-3.0	-0.2	102	124										

D 潜入, R 出現. 方向角は月の縁の北點(P)又は頂點(V)から NESW の向きに測つたもの. 任意の土地(東經 λ , 北緯 ϕ , 何れも度にて表す)に於ける概略の時刻は表中の時刻に $a(139.54-\lambda)+b(\phi-35.67)$ の補正を加へて求められる. 微光星 $7^m.5$ 以下のものは圖式計算に依つた概略値である.

太陽・月及び惑星

主として東京天文臺編纂理科年表に據る. 時刻は凡て中央標準時. 出入, 南中は東京に於けるもの.

表中 15 日毎の赤經, 赤緯, 時差, 黃經, 距離, 視半徑, 視差は凡て 12^h に於ける値.

太陽

月	日	赤經			赤緯			時差	
		h	m	s	$^{\circ}$	$'$	$''$	m	s
1	1	18	44	55.3	-23	2	33	-3	25.0
	16	19	50	19.9	-21	1	31	-9	41.2
	31	20	53	16.5	-17	30	39	-13	29.4
時差 = 眞太陽時 - 平均太陽時									
月	日	黃經			地球からの距離			視半徑	
		$^{\circ}$	$'$	$''$	$^{\circ}$	$'$	$''$	$''$	$''$
1	1	280	19	46	0.983	3015		16	17.5
	16	295	36	44	0.983	7104		16	17.1
	31	310	52	3	0.985	3272		16	15.5
黃經は年初の平均分點に對するもので, 光行差は含まれてゐない. 距離は其の平均値即ち天文單位(149 504 201 km)で表してある.									
小寒(黃經 285°) 1月6日, 土用(黃經 297°) 1月17日									
大寒(黃經 300°) 1月20日									

月	日	出			南中			入	
		h	m	s	h	m	s	h	m
1	1	6	51	11	44	26	16	38	南28.1 31.3
	16	6	50	11	50	42	16	52	" 25.5 33.3
	31	6	42	11	54	31	17	7	" 21.0 36.9
出入方位は東又は西から測つたもの.									

月

地平視差				出	南中	入			
月	日	$''$	$''$	h	m	h	m		
1	1	56	18.03	8	57	14	32	20	12
	16	58	45.31	20	0	1	41	8	21
	31	54	53.37	8	38	14	41	20	48
上弦	1	h	m			月	h	m	
望	13	20	4	赤道通過		1	4	13	43
下弦	20	19	1	最北			12	0	8
	27	20	3	赤道通過			18	14	13
				最南			25	0	17
朔				赤道通過			31	23	31

最遠 1月6日 13 32 地球からの距離 1.05176
最近 19 16 50 " 0.96286
距離は其の平均値(384 403 km)を單位として表してある.

惑星

		I 月 1 日									
		距 離	視 半 徑	出		南 中		入			
			''	^h	^m	^h	^m	^h	^m		
水 星	1.4317	2.3	6	31	11	18	16	5			
金 星	1.4591	5.8	4	53	9	51	14	49			
火 星	2.1638	2.2	3	36	8	41	13	46			
木 星	4.4828	20.5	12	36	19	13	1	55			
土 星	8.6982	8.6	12	47	19	24	2	4			
天王星	18.8767	1.8	13	23	20	19	3	19			
海王星	30.0065	1.2	22	43	4	54	11	2			
		I 月 16 日									
水 星	1.4053	2.4	7	10	12	5	17	0			
金 星	1.5231	5.5	5	20	10	12	15	5			
火 星	2.0507	2.3	3	26	8	24	13	22			
木 星	4.7125	19.5	11	37	18	16	0	58			
土 星	8.9317	8.3	11	48	18	25	1	5			
天王星	19.0887	1.8	12	23	19	19	2	19			
海王星	29.7608	1.2	21	43	3	55	10	3			
		I 月 31 日									
水 星	1.2169	2.7	7	29	12	50	18	10			
金 星	1.5791	5.3	5	38	10	34	15	31			
火 星	1.9321	2.4	3	16	8	8	13	1			
木 星	4.9532	18.6	10	42	17	22	0	5			
土 星	9.1792	8.1	10	50	17	27	0	8			
天王星	19.3302	1.8	11	23	18	19	1	19			
海王星	29.5493	1.2	20	43	2	55	9	4			

距離は地球からのもので, 天文單位で表してある.

惑星現象

月	日	現象		
		h	m	s
1	4	地球, 近日點通過	1	23
	7	木星, 月と合	26	
	7	土星, 月と合	26	
	9	天王星, 月と合	27	
	9	土星, 留	28	
	11	水星, 太陽と外合	28	
	18	海王星, 月と合	30	
	19	水星, 日心黃緯最南		

急 告

本年度本會々費（通常會員金三圓、特別會員金五圓）本月報
同封の振替用紙御利用其他御便宜の方法にて御拂込願ひま
す。

昭和 15 年 12 月 25 日 印 刷
昭和 16 年 1 月 1 日 發 行

編輯兼發行人

印 刷 人

印 刷 所

定 價 金 30 錢

（郵 稅 5 厘）

東京府北多摩郡三鷹町東京天文臺構内
福 見 尙 文

東京市神田區美土代町 16 番地
島 連 太 郎

東京市神田區美土代町 16 番地
三 秀 舍

發 東京府北多摩郡三鷹町東京天文臺構内
行 社 團 日 本 天 文 學 會
法 人
所

振替口座 東京 13595

東京市神田區袋井保町 堂
東 京 岩 波 書 店
東京市神田區南神保町
東京市京區區橋町 3 丁目 3 番地
北 隆 館 書 店
東京市芝區南佐久間町 2/4
恒 星 社
東京市日本橋區通 2 丁目 6 番地
丸 善 株 式 會 社

THE ASTRONOMICAL HERALD

VOL. XXXIV NO. 1

1941

January

CONTENTS

Y. Hagihara: Introduction to Theoretical Astronomy (Article) (III).....	1
M. Torao: Present Aspect of Time-Keeping (II) (Collective Review)	9
Book Review-Abstracts and Materials-Sky of January 1941	19