OVERSIGT OVER DET KGL. DANSKE VIDENSKABERNES SELSKABS
FORHANDLINGER. 1916. N° 1.

UNDERSØGELSER OVER DOBBELTSTJERNER.

AF

C. LUPLAU JANSSEN

MAG. SCIENT.

I. Solbevægelsens Apex bestemt paa Grundlag af Dobbeltstjernemateriale.

Indledning.

Det Omraade af Astronomien, hvor Udviklingen i vore Dage foregaar med den største Hast, er dens yngste Gren, Stellarastronomien. Denne Videnskab omfatter nu alle Forhold vedrørende Fixstjernerne, hvad enten Talen nu er om deres Positioner, Egenbevægelser, Parallaxer eller deres Lysstyrker og rent fysiske Tilstand, om hvilken Spektroskopet oplyser os. En Sondring mellem Astronomi og Astrofysik er paa dette Felt ikke længere mulig. Siden vi ved Spektroskopets Hjælp er blevet i Stand til at maale Radialhastigheder, er disse to Videnskabsomraader her, i Modsætning til hvad der gælder vort Planetsystem, gaaet op i en højere Enhed, Stellarastronomien. Grundlaget for saa at sige alle dens Grene er lagt af W. Herschel. Siden hans Dage har den, takket være de finere Iagttagelsesmethoder og det helt nye Instrument, Spektroskopet, gjort store Fremskridt, og i vore Dage foregaar Udviklingen saa hastig, at vi for Øjeblikket ikke besidder nogen samlet videnskabelig Fremstilling af hele Stellarastronomien, endsige da nogen Lærebog. Skønt det, der er naaet er mangt og stort, er det dog saaledes, at Løsningen af Stellarastronomiens Hovedproblemer endnu er fjern.

Der er skabt et imponerende Materiale, hvis Omfang stadig øges. Hundrede Tusinder af Stjerner er registrerede, og for en stor Del af dem kender vi den nøjagtige Position. For mange Tusind Stjerner er Egenbevægelse, Lysstyrke og Spektrum fastslaaet. Radialhastigheden er bekendt i ca. 1200 Tilfælde. Vi maa ogsaa nævne de store Sjernetællinger, der har givet os et Indblik i Strukturen af vort Mælkevejssystem. Alt i alt kan Stellarastronomiens nuværende Tilstand karakteriseres saaledes: Vi nærmer os det Standpunkt, hvor vi formaar at give en nogenlunde detaljeret Beskrivelse af vort Fixstjernesystem i dets øjeblikkelige Tilstand, en Beskrivelse, som nogenlunde stemmer med de faktiske Forhold. Hovedvanskeligheden her, saavel som for de videre Fremskridt, ligger i manglende Kendskab til Stjernernes Afstande. De direkte maalte Parallaxer er faa i Antal, og kun de færreste af dem tør gøre noget Krav paa vor Tillid. Grunden er Parallaxemaalingens uhyre Vanskelighed. At dette Forhold har virket samtidig hæmmende paa Videnskabens Udvikling og ansporende paa Astronomerne, er velkendt. Vi skal lejlighedsvis i det følgende se, hvorledes man har søgt at hjælpe sig. Vi er dog næppe ude over Forsøgsstadiet, da Mangelen paa Udgangspunkter er fremtrædende. Af Grunde, der siden kort skal nævnes, danner de virkelig maalte Parallaxer intet sikkert Grundlag til Prøvelse af de opfundne Methoders praktiske Anvendelighed.

Endvidere har Spektroskopet bragt os saa vidt, at vi snart, ihvorvel der paa flere Punkter kan være skellig Grund til Tvivl, omend kun i store Træk kan gøre Rede for Rækkefølgen af de forskellige Trin i en Stjernes spektrale Udvikling og give en nogenlunde fyldig Beskrivelse af disse. Selv naar Talen er om Stjernernes Temperaturer, er det lykkedes særlig for de senere Spektraltypers Vedkommende at skaffe noget Overblik. Det næste Trin i Udviklingen bliver at fastslaa de Love, der behersker Stjernernes Bevægelser i

Rummet. Det er uløselig knyttet til Undersøgelsen af Stjernernes Udvikling, thi af CAMPBELLS Undersøgelser fremgaar det med stor Tydelighed, at Hastigheden i Rummet er Funktion af Spektraltypen. Til denne endelige Synthese er der kun gjort Pionérarbejde. Problemet om Solbevægelsen har endnu ikke naaet sin definitive Løsning, herom dog senere. KAPTEYN's og EDDINGTON's Undersøgelser har vist, at Fordelingen af Stjernernes Bevægelser ikke er tilfældig. Som Forklaring, dog af foreløbig Art, er fremsat Theorien om de to star-drifts. Vi besidder megen Specialviden og og nogen almindelig Viden om de variable Stjerner. Til en vis Grad er det bevist, at M'Stjernernes Rotationsakser ligger parallelt med Mælkevejens Plan, ligesom vi kender noget til de forskellige Stjernetypers Fordeling med H. t. dette Plan. Alt dette er kun Specialviden, og gør vi den stellarastronomiske Forsknings Status op, maa det indrømmes, at dens ideale Maal endnu er saa langt borte, at man vanskelig kan øjne dets Omrids endnu.

Ret uberørt af og uden større Deltagelse i den beskrevne Udvikling har Dobbeltstjerneastronomien været, skønt næppe mange andre af Stellarastronomiens Grene har kunnet mønstre et større Antal af begejstrede og fremragende Dyrkere, hvis Navne er saa bekendte, at de ikke behøver at fremdrages her.

W. HERSCHEL begyndte sin Søgen efter Dobbeltstjerner i Haabet om at finde passende Objekter til Bestemmelse af relative Parallaxer og skabte ved sine talrige Opdagelser af disse Stjerner en solid Basis for en ny Videnskabsgren. Den gav ham imidlertid ikke de ønskede Parallaxer i Hænde, men han gjorde til Gengæld den Opdagelse, at mange af de fornemste Repræsentanter for denne nye Kategori af Stjerner ikke var optiske, men fysiske Par, d. v. s. dannede Systemer i Lighed med vort Solsystem, idet begge Stjerner i Parrene beskrev Baner om det fælles Tyngdepunkt. Denne Opdagelse var i Forvejen gjort ventelig ved MICHELLS Sandsynlighedsregning. Der opdagedes stadig flere Par, og der er i Tiden siden Herschel indsamlet et uhyre Materiale af Dobbeltstjernemaalinger, om hvis Størrelse Burnhams »General Catalogue« giver os en rigtig Forestilling. En Del af disse Par er blot optiske, men største Delen af de rigtige Dobbeltstjerner[1] er sikkert fysiske. Dette er godtgjort i ca. 400 Tilfælde derved, at Ledsagerens Bane (relative) er tydelig krummet, og i mange andre derved, at Komponenterne viser ligestore og ensrettede Egenbevægelser. Under Forudsætning af universel Gyldighed for Newtons Lov, er der for ca. 100 fysiske Pars Vedkommende bestemt Baneelementer, men kun ca. Halvdelen af disse Baner kan betragtes med nogen Tillid. I de andre Tilfælde med iagttagen Banebevægelse er den tilbagelagte Bue saa kort, at man intet kan sige om Elementerne. Naar Forholdene stiller sig saa ugunstig, ligger det i, at en Dobbeltstjernemaaling desværre oftest kun er et ret grovt Skøn og i sig selv er unøjagtig. Hvad værre er, er dog, at Dobbeltstjernemaalingerne er behæftede med store systematiske Fejl. Tager man endda Middeltallet af flere Iagttageres samtidige Maalinger af samme Par, er ogsaa dette Middeltal systematisk fejlagtigt. Dette har voldt og volder stadig de største Vanskeligheder ved Behandlingen af Dobbeltstjernemaalingerne. Disse kan vi sikkert kun komme ud over ved Fotografiens Hjælp. Men endnu er den fotografiske Teknik ikke saa fuldkommen, at Flertallet af de kendte Dobbeltstjerner kan iagttages fotografisk. Særlig de Par, hvor der er stor Klarhedsforskel mellem Komponenterne, vil volde stor Ulejlighed. De fotografiske Maalinger synes (f. Eks. Hertzsprung's) at være gode, at have ringe Middelfejl, og den systematiske Differens mellem to forskellige Iagttagere synes meget reduceret. Dog vil det sikkert have lange Udsigter, inden disse bedre Iagttagelser vil kunne gøre

[1] Hvilken Grænse man skal sætte for Afstanden af to Stjerner, for at de skal kunne siges at danne et Par, er ikke bestemt vedtaget.

deres Virkning gældende. Ser vi altsaa paa de opnaaede Resultater af Banebestemmelser, der altsaa ikke kan antages at hvile paa nogen solid Basis, er det let at forstaa, at der ikke paa Grundlag heraf kan vindes synderlig Viden af almindelig Art. Det opnaaede maa altsaa forekomme meget magert i Forhold til det uhyre Arbejde, der af mange flittige Iagttagere er nedlagt i Indsamlingen af dette omfattende Materiale, og for Stellarastronomien som Helhed har disse Iagttagelser da ikke nær haft en Betydning, der vilde svare til Materialets Størrelse. Dobbeltstjerneastronomien staar altsaa paa et ret primitivt Standpunkt, og uden for Kredsen af sine lidenskabelige Dyrkere formaar Dobbeltstjernerne ikke at vække nogen større Interesse[1]. Grunden er det ovennævnte Misforhold. Dobbeltstjernerne danner et Enklave indenfor Stellarastronomien og mangler i høj Grad Kontakt med dennes øvrige Arbejdsfelter. Det eneste Tilknytningspunkt er de spektroskopiske Dobbeltstjerner, og gennem de variable Stjerner er der en svag Forbindelse med den fysiske Stellarastronomi. Skal der raades Bod herpaa, maa Begyndelsen gøres indefra. Iagttagelserne maa forbedres, at vi kan naa til Klarhed over Dobbeltstjernernes specielle Forhold, og der maa findes Methoder til at gøre det allerede indvundne Materiale nyttigt for hele Stellarastronomien. Den her foreliggende Undersøgelse er netop et Forsøg i denne Retning. Med de simplest mulige Midler har jeg prøvet at anvende om end foreløbig kun en yderst ringe Del af det indsamlede Dobbeltstjernemateriale til Bestemmelse af Retningen og Størrelsen af Solens Bevægelse blandt Stjernerne i Rummet, en af Stellarastronomiens Hovedopgaver i vor Tid.

Den første Apexbestemmelse skriver sig fra W. HERSCHEL (1783). Paa Grundlag af kun 7 Egenbevægelser naaede han

[1] Karakteristisk om end noget overdrevet er følgende Træk: En kendt tysk Astronom udbrød ved Synet af et Nummer af Astronomische Nachrichten, der indeholdt en længere Serie Dobbeltstjerneiagttagelser: »Wieder ein ödes Nummer«.

et godt Resultat. Denne Undersøgelse har siden faaet mange Efterfølgere, og flere Maader at anvender de iagttagne Egenbevægelser paa er blevne opfundne. Antallet af benyttede Egenbevægelser har været stadig stigende, hos Boss[1] overstiger det 6000. Hertil er i de seneste Aar kommet Apexbestemmelser paa Grundlag af fotografiske Radialhastigheder. Resultaterne af de to mest omfattende Bestemmelser efter de to nævnte Methoder er

Boss[1]. . . .	270°.5 (R. A.)	+ 34°.3 Decl.		6168 Stjerner
Campbell[2]	268°.5	+ 25°.3	— 19.5 km sec.	1193 —

Overensstemmelsen er saa god, at de to Resultater maa siges at bekræfte hinanden i en vis Forstand. Grunden til den store Forskel paa 9° i Daclination har man ikke kunnet fastslaa. Ved alle disse Undersøgelser har man betragtet et System af Stjerner og har søgt at fastslaa Retningen og Størrelsen af Solens Bevægelse i Forhold til dette Systems geometriske Tyngdepunkt, som antages i Hvile eller i jævn Bevægelse efter en ret Linje (om denne Antagelse se senere). Det theoretiske Grundlag har som oftest været AIRY's Methode. Trods de omfattende Undersøgelser er Spørgsmaalet endnu ikke løst, thi medens forskellige Zoner af Himlen giver samme Resultat, er der stor Gang i Apex' Koordinater, naar vi benytter Stjerner af forskellig Klarhed og Spektraltype.

Næsten alle de foreliggende Apexbestemmelser gaar ud fra Antagelsen af tilfældig Fordeling af Stjernernes motus peculiares, en Antagelse der efter KAPTEYN's og EDDINGTON's omfattende Undersøgelser ikke længere er tilladelig. Ved selve AIRY's Methode klæber der endvidere et Par ofte nævnte Ulemper nemlig:

1) De store Egenbevægelser faar en overvejende Indflydelse paa Resultatet, der altsaa i Nøjagtighed ikke svarer til det store Antal medtagne Egenbevægelser.

[1] Astronomical Journal Nr. 612, 614.
[2] LICK BULL. 196.

2) Den forudsætter, at Middelparallaxen for Stjerner paa forskellige Arealer af Himlen er den samme. Dette er afgjort ikke Tilfældet og kan give en ikke ubetydelig Fejl i det fundne Apex.

Disse Invendinger retfærdiggør Anvendelsen af en mere hypothesefri Methode. En saadan har vi i Bravais', hvis første og afgørende Fordel er, at den kun i ringe Grad gør Forudsætning om Fordelingen af motus peculiares.

Denne Methode har jeg da lagt til Grund for nærværende Arbejde og anvendt den paa et Dobbeltstjernemateriale, for hvis Tilblivelse der i det følgende skal blive gjort Rede, saavel som for selve Methoden. Paa et afgørende Punkt afviger denne Undersøgelse fra alle tidligere. Afstandene er bestemt for hver Stjerne indirekte og dog uden Afhængighed af Klarhed og Egenbevægelse.

Det kan ikke ventes, at det Resultat, der her skal findes, skal stemme helt overens med de nys citerede, heller ikke, at dets praktiske Bedtydning i første Omgang kan sammenlignes med disses, men derfor er det ikke uden Interesse. De forskellige Resultater kan give Anledning til en Diskussion, der vil kunne forøge Kendskaben til vort Stjernesystems Mekanik væsentlig. Jeg har dog ikke her arbejdet paa saa langt Sigt, men har blot ønsket at prøve en foreslaaet Methodes Brugbarhed. Methoden lider ikke af de samme Svagheder som Airy's, men maaske af andre, der ikke paa Forhaand, som det senere skal vises, kan umuliggøre dens Anvendelse. Der vil derimod være god Grund til at betragte dens Fremtidsudsigter. Det Resultat, der fremgaar af denne Undersøgelse, synes mig at opmuntre til at søge den anvendt paa et større Materiale. Det Middel til Afstandsbestemmelse, der her kommer til Anvendelse, $p_{h \cdot m}$ for hvis Definition der i næste Kapitel gøres Rede, bestemmes ved Hjælp af iagttagne Værdier for Positionsvinkel og Afstand. For at sikre de bedste Værdier for $p_{h \cdot m}$ maa Maalingerne gøres saa gode som muligt, og skal Materialet forøges, maa Interessen koncentreres om de Par, hvor der er Haab om indenfor rimelig Tid at have tilstrækkeligt Grundlag til at bestemme $p_{h \cdot m}$ At $p_{h \cdot m}$ i mange Tildælde vil kunne gøre Nytte som Direktiv ved Udvælgelsen af Objekter til Maaling af den direkte Parallaxe, være kun bemærket i Forbigaaende.

Af Par, der særlig fortjener de maalende Astronomers Opmærksomhed, er der de mange, for hvilke der er tvivlsom Banebevægelse at spore, og hvor faa Aars Observation vil kunne afgøre Sagen. Endelig maa man sikkert have sin Opmærksomhed henvendt paa de Par, for hvilke der snart vil kunne bestemmes Bane. Dette er Arbejde, der for en stor Del i alt Fald kan udføres selv med ret beskedne Midler, og jeg haaber her at levere mine Bidrag. Derimod mener jeg, at de Par, der nu har fuldendt et helt Omløb eller mere, til deres Iagttagelse kræver de største Instrumenter og den bedste Luft, hvis der virkelig skal blive Tale om en nøjagtigere Bestemmelse af Elementerne. Naar den fotografiske Teknik rigtig bliver tilpasset til Dobbeltstjernearbejdet, vil der her være meget at gøre. Det vil dog vel endnu vare længe, inden visuelle Dobbeltstjernemaalinger bliver overflødige, og der vil stadig være Grund til at beflitte sig paa at gøre disse saa gode som muligt. Det er kun lidt, man i Literaturen træffer om den rent praktiske Udførelse af en Dobbeltstjerneobservation; jeg har ofte savnet saadanne Oplysninger, der sikkert vilde kunne give gode Direktiver ved Behandlingen af Dobbeltstjernematerialer. Jeg har nu selv i ca. 9 Aar maalt Dobbeltstjerner, og jeg mener ikke, at jeg kan forlade dette Emne uden at meddele noget om den Teknik, jeg anvender ved mine Maalinger. Jeg mener selv at være i Stand til at gøre en jævnt god Maaling og haaber derfor, at disse spredte Bemærkninger om mine Erfaringer ikke maa være ganske interesseløse. De er maaske ikke originale i den Forstand, at ikke andre skulde sidde inde med de samme Erfaringer som jeg, men jeg har aldrig set dem præciseret. Et godt Mikrometer er den første Betingelse for en god Maaling. Jeg mener her, at den simpleste Konstruktion er at foretrække. Som en saadan har jeg lært den Cookske Mikrometertype at kende som værende i Stand til at yde det bedste. Den adskiller sig fra de fleste andre, jeg har set beskrevet (f. Eks. Zeiss, Heyde etc.[1]), derved at hele Traadsystemet, faste og bevægelige Traade paa engang, kan forskydes i sit Plan ved en Skrue, der virker i samme Retning som Maaleskruen. Dette betyder en stor Fordel ved Indstillingen til Afstandsmaaling, idet man til at begynde med bringer en af de faste Traade til at halvere en af Stjernerne, hvorefter man, mendens man stadig sørger for, at denne Indstilling bevares, halverer den anden Stjerne med den bevægelige Traad. Herved beskyttes man mod Fejl hidrørende fra tilfældige Uregelmæssigheder i Drivværkets Gang, og delvis hjælper det ogsaa paa Virkningerne af Lufturoen. Begge disse Fejlkilder kan let gøre deres Virkning gældende, hvis man først skal halvere den ene Stjerne med den bevægelige Traad, læse af og derefter gentage Operationen ved den anden Stjerne. Det forøgede Antal Aflæsninger medfører ogsaa Sandsynlighed for et større Antal Fejlaflæsninger. Den Operation at halvere to Stjerner samtidig med hver sin Traad er ikke nær saa vanskelig, som man skulde tro. Den fordrer lidt Øvelse, men er ikke svær at lære. Denne Teknik er ikke mulig ved Kikkerter med fast Traadsystem.

Den faste Traad bør anbringes ved Maaleskruens Nulstilling, og Nulpunktsdeviationen elimineres let ved skiftevis at maale med den bevægelige Traad til positiv eller negativ Side af den faste og tage Middeltallet af Indstillingerne. Ved Indstillingen til Maaling af Positionsvinkler er Maalet at bringe en Traad til at dække Forbindelseslinjen mellem de

[1] Hvilken Type Repsold særlig anvender, har jeg ikke kunnet skaffe klart oplyst.

to Stjerners Centre. Her anvendes, saa vidt jeg kan se, af flere Iagttagere den Teknik at stille en Traad saaledes, at den er parallel med den nævnte Linje. Dette er et Skøn og ingen Maaling. Det maa kræves, at Traaden samtidig gaar centralt gennem begge Stjernebilleder. Hertil kræves, at man danner sig en sikker Opfattelse af, hvor man vil se Midtpunktet af den lille Stjerneskive, man betragter, og konsekvent stille Traaden ind paa dette Punkt. Opfattelsen bør være saa bestemt, at man hurtig og sikkert kan gøre en Indstilling. Samtlige Indstillinger til en fuldstændig Observation mener jeg ikke bør tage mere end højst 10 Minutter. Dette kræver selvsagt ogsaa den største Sikkerhed i Betjening af Mikrometret; man maa have paa rede Haand, hvilken Omløbsretning af Skruen, der svarer til en given Bevægelse. Indstillingerne maa gøres baandfri. Dette søger jeg at opnaa ved at fjerne Mikrometret fra Indstillingen, saa snart Aflæsningen har fundet Sted. Ved Maalingen af Positionsvinklen drejer jeg skiftevis Mikrometret ca. 45° til Siden i Retning af de større og de mindre Vinkler, og ved Afstandsmaalingen drejer jeg Skruen en Omgang fra Indstillingen. Stjernerne, der skal maales, bør naturligvis staa midt i Feltet. Træffes disse Forholdsregler konsekvent, vil man, mener jeg, have gjort et stort Skridt henimod at gøre Dobbeltstjernemaalingen til virkelige Maalinger fra at være mere eller mindre løse Skøn.

Andre Forhold er af Betydning. Focusseringen bør være skarp baade paa Traade og Stjerner. Ved Forcussering paa Traadene gør jeg altid Feltet klart hvidt. Forstørringen spiller en stor Rolle. Min Erfaring har lært mig, at jeg altid opnaar de bedste Resultater ved at gøre Forstørringen saa høj, som Luftens Tilstand og Stjernernes Klarhed tillader det. Særlig Indstillinger i Positionsvinkel bliver skarpere, jo længere Stjernerne fjernes fra hinanden, og ved de høje Forstørringer ser man let de smaa Indstillingsfejl. Det er da vigtigt til sin Raadighed at have et saa stort Antal forskellige Okularer som muligt. Jeg har saaledes 9 forskellige Okularer i stadig Brug. Skønt Luften hertillands ikke er meget rolig, anvender jeg dog ofte 702 Ganges Forstørring og ikke ganske sjælden 1000 Gange. Det er maaske næsten det sværeste ved Dobbeltstjernearbejde at vælge den rigtige Forstørring. Af de foregaaende Bemærkninger om selve Indstillingens Teknik følger, at Stjernebilledet i Kikkerten altid maa staa saa skarpt og roligt, at man kan danne sig en sikker Opfattelse af dets Midtpunkt. Til at afgøre, om Forstørringen passer, kræves baade Øvelse og Erfaring. Det kan ske, at man for hvert nyt indstillet Par maa skifte Okular. Naturligvis bør Observatoriet være vel udluftet, inden Maalingerne tager deres Begyndelse.

Hvilke Par man vil maale, maa afhænge af Luftens Tilstand; paa Arbejdslisten maa man have Par, der kræver den bedste Luft, og Par, der kan taale daarligere Forhold. Har man ikke det, risikerer man enten at finde de fleste Nætter ubrugelige eller ogsaa ikke paa langt nær at faa den Nytte af de enkelte Nætter med første Klasses Luft, man kunde faa. Det Mikrometer, jeg arbejder med, tillader kun Feltbelysning og mørke Traade. Hvorledes Maalingen stiller sig med lyse Traade, kan jeg ikke sige, da jeg herom totalt mangler Erfaring. Jeg har dog altid haft Grund til at være tilfreds med den mørke Traad paa oplyst Baggrund. Ved klare Par benytter jeg altid fuldt hvidt Lys. Ved Stjerner af Klarheden 6.5—9.0 benytter jeg den fulde røde Feltbelysning, medens jeg i Intervallet 9.0—10.5 er nødt til at svække den noget. Jeg søger da altid at afpasse den saaledes, at jeg lige let skelner Stjerner og Traade. Dog er det ogsaa her en Betingelse for overhovedet at turde foretage en Maaling, at Stjernen er klar nok til, at man kan danne sig en sikker Opfattelse af dens Midtpunkt. Angaaende Antallet af Indstillinger tager jeg gerne 4—6 i hvert Koordinat alt efter Luftens Tilstand og Stjernernes Klarheder. Den øvede Iagttager kan i Alm. nøjes med fire Indstillinger. For at umuliggøre Fejltagelser, naar man maaler svage Stjerner, og Feltet altsaa er ret mørkt, bør man af Traade kun have 2, nemlig en fast og en bevægelig. Tilsidst skal jeg kun bemærke, at det ved Maaling af Stjerner i høje Deklinationer er nødvendigt for ethvert Par ved Hjælp af en Stjerne i samme Egn at bestemme Positionskredsens Nulpunkt, med mindre da Instrumentet er meget nøjagtig orienteret, hvad vel sjældnere er Tilfældet. Undlader man det, kan man risikere at finde Positionsvinkler, der er Grader forkerte. Efter denne Indledning skal jeg gaa over til den egentlige Undersøgelse, idet jeg nu har gjort Rede for dens Baggrund.

Hypothetiske Parallaxer.

Som allerede nævnt er den direkte Maaling af en Fixstjernes aarlige Parallaxe for den praktiske Astronomi en vigtig Opgave. For de fleste Stjerners Vedkommende er den vel foreløbig uigennemførlig. De maalte Parallaxer er faa i Tal og meget usikre og danner allerede af den Grund en usolid Basis for Undersøgelserne. Endvidere kan vi ad denne Vej ikke række ud over vore nærmeste Omgivelser, og paa Grundlag af Forholdene i en saa begrænset Del af Fixstjernesystemet at slutte sig til, hvad der maa gælde for hele dette, er næppe tilladeligt, især da vi ikke er sikre paa i nogen Maade at turde se typiske Stjerner i Parallaxestjernerne. Disse er navnlig, indtil der i de seneste Aar virkelig her er kommet systematisk Arbejde i Gang, udvalgt paa Grund af enten stor Klarhed eller stor aarlig Egenbevægelse. Der kunde godt her hævdes det Standpunkt, at det netop er Undtagelserne, vi har faaet fat paa. Der er ingen Grund til at tro, at Antallet af sikre Parallaxer vil stige hurtig, og da Kendskab til Afstandene er fornøden ved de fleste stellarastronomiske Undersøgelser, har man allerede tidlig begyndt at se sig om efter andre, indirekte Methoder til Parallaxebestemmelse. Som Afstandsækvivalent benyttede W. Herschel (før den første Parallaxe) Klarhederne, idet han satte denne omvendt proportional med Afstandens Kvadrat. Det er det nærmest liggende, men ogsaa det daarligste Middel. Senere har man benyttet Egenbevægelsen, og hos Kapteyn finder vi en Kombination af Klarhed og Egenbevægelse. Kapteyn's Tabeller er siden anvendt af Weersma paa en sindrig Maade, der senere kort skal refereres, og som vel er det bedste, som endnu er præsteret her. Endelig giver Radialhastigheden i visse Tilfælde et udmærket Middel til indirekte Parallaxebestemmelse. En fra disse helt afvigende Methode til Beregning af Afstandsækvivalenter skal nu beskrives, og de fundne Tal skal anvendes til en Bestemmelse af Solbevægelsens Elementer. For dette Problems Stilling som for Stellarastronomiens i det hele taget er der i det foregaaende gjort Rede.

Den Kategori af Stjerner, vi her skal beskæftige os med, er Dobbeltstjernerne. Iblandt disse er udskilt de fysiske Par, der har vist Banebevægelse. Det er i mange Tilfælde umuligt, paa Grund af Maalingernes Usikkerhed, at afgøre, hvorvidt en forelagt Bevægelse er krummet eller ikke, men der er her saavidt muligt kun medtaget de absolut sikre Par. Udvalget er sket paa Grundlaget: Burnham, A general Catalogue of Double Stars, 1906 og Innes, Reference Catalogue of Southern Double Stars, 1899, suppleret med moderne Observationer fra mange forskellige Kilder. Antallet af saaledes udsøgte Par er 353. For hundrede omtrent af disse Par foreligger der beregnede Baner, men disse er i Halvdelen af Tilfældene uden ret stor praktisk Betydning. De øvrige maa siges at danne en taalelig første Tilnærmelse. I Resten af Materialet er Bevægelsen kun, hvad Hertzsprung kalder »eben merklich«, og alt for ringe til at afgive selv det tarveligste Grundlag for en Banebestemmelse.

I de fleste Tilfælde kan vi i en beregnet Bane kun angive Længden af Storaksen i Ledsagerens relative Bane i Buesekunder, da vi som Regel ikke har nogen Kendskab til Systemets Parallaxe. Som en Følge deraf er en Massebestemmelse for Systemet ligeledes umulig. Er nemlig i et System med Parallaxen p, a den halve Storakse udtrykt i Buesekunder, og A dens Længde i astronomiske Enheder, P Omløbstiden og M Systemets Masse idet $\odot + J = 1$ har vi

$$\frac{a}{p} = A,$$

og endvidere

$$A^3 = MP^2 \text{ eller}$$

$$\frac{a^3}{p^3} = MP^2, \text{ hvoraf faas}$$

$$p = aP^{-\frac{2}{3}}\sqrt[3]{\frac{1}{M}}.$$

Af denne Ligning kan, saafremt p er bekendt, M bestemmes og omvendt. Gør vi den Antagelse, at $M = 1$, faar vi det simplere Udtryk

$$p_h = aP^{-\frac{2}{3}}.$$

p_h kaldes Systemets hypothetiske Parallaxe. Hvorvidt det er tilladeligt gennemsnitlig at antage $M = 1$, er et Spørgsmaal, vi endnu maa lade ubesvaret. Til vor Raadighed har vi kun et ringe og højst usikkert Materiale, der i hvert Tilfælde ingenlunde beviser det modsatte. Der er imidlertid ingen Grund til at tro, at p_h skulde fjerne sig længere fra Virkeligheden, end de direkte maalte Parallaxer sikkert ofte gør. De kan jo ikke rose sig af nogen større Nøjagtighed, i alt Fald for de flestes Vedkommende. Anvendelsen af p_h vilde derfor være nærliggende, hvis ikke p_h led af samme Svaghed som p, nemlig at være kendt i alt for faa Tilfælde. Nu har HERTZSPRUNG imidlertid gjort opmærksom paa, at det ved mindst 400 Par er muligt at angive den lavere Grænse for p_h, den saakaldte hypothetiske Minimumsparallaxe, for hvilken haves Betegnelsen $p_{h \cdot m}$. Den synes ret anvendelig og besidder den Fordel, at Beregningen af den ikke kræver Kendskab til Systemets Elementer. Naar $p_{h \cdot m}$ skal bestemmes, anvender man en saare simpel Fremgangsmaade, som vi nu skal beskrive, og som første Gang er angivet af HERTZSPRUNG i Astronomische Nachrichten Nr. 4543.

Idet vi beholder Betegnelserne, har vi ligesom ovenfor

$$A^3 = P^2 M. \tag{1}$$

Lad os tænke os et System med cirkulær Bane, da havde vi

$$V = \frac{2\pi A}{P}, \tag{2}$$

hvor V er den til Cirkelbevægelsen svarende Hastighed. I en parabolsk Bevægelse vilde Hastigheden i Afstanden A være

$$W = V\sqrt{2}.$$

Elimination af P mellem (1) og (2) giver

$$AV^2 = 4\pi^2 M.$$

Indsætter vi nu heri $V = \frac{W}{\sqrt{2}}$, faar vi, idet vi erstatter A, der ikke længere er konstant, med r, følgende Udtryk

$$rW^2 = 8\pi^2 M.$$

Her er saavel r som W udtrykt i astronomiske Enheder. Var r og W udtrykt i Buesekunder, havde vi, idet Systemets Parallakse er p,

$$\frac{rW^2}{p^3} = 8\pi^2 M.$$

Har vi nu at gøre med et fysisk System, foreligger der en elliptisk Bevægelse, i hvilken Hastigheden i enhver Afstand er mindre end den til Parabelbevægelsen svarende. Desuden vil baade r og W som Regel være formindskede ved Projektion, idet jo Dobbeltstjernebanernes Planer danner alle mulige Vinkler med Synslinjen. Vi maa altsaa have

$$p^3 > \frac{(rW^2)}{8\pi^2 M} = p_m^3,$$

som altsaa er den lavere Grænse for den virkelige Parallaxe. Sætter vi nu atter her $M = 1$, faas

$$p_h > \frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{rw^2}{\pi^2}} = p_{h \cdot m}.$$

$p_{h \cdot m}$ kaldes den hypothetiske Minimumsparallaxe og betyder altsaa den lavere Grænse for den hypothetiske Parallaxe. Som allerede nævnt stiller dens Beregning ingen Fordring til Kendskab til Systemets Baneelementer. Vi vil undersøge $p_{h \cdot m}$ lidt nærmere.

I Tilfælde af en cirkulær Bane med Inklinationen 0° er $p_{h \cdot m}$ en konstant Størrelse, i næsten alle andre Tilfælde vil den variere, idet den jo er en Funktion af r. Vi vil undersøge denne Variation, idet vi foreløbig tænker os de betragtede Baner havende Inklinationen 0. Vi vil søge Forholdet mellem de Værdies for $p_{h \cdot m}$, der findes for Ledsageren i Apastron og Periastron, og den Værdi, der svarer til Ledsageren i Middelafstanden A. Idet vi udelader Konstanterne, har vi

$$w^2 = \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{A}\right),$$

og vi faar da for de 3 nævnte Punkter:

	r	w^2
Apastron	$A(1+e)$	$\frac{1}{A}\left(\frac{1-e}{1+e}\right)$
Periastron	$A(1-e)$	$\frac{1}{A}\left(\frac{1+e}{1-e}\right)$
Middelafstand A	A	$\frac{1}{A}$

Indsættes disse Størrelser i Formlen for $p_{h \cdot m}$, faas

$$p^{\mathrm{I}}_{h \cdot m} = \frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{A(1+e)\frac{1-e}{1+e}\cdot\frac{1}{A}}{\pi^2}} = \frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{1-e}{\pi^2}}$$

og paa samme Maade

$$p^{\mathrm{II}}_{h \cdot m} = \frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{1+e}{\pi^2}}$$

og $$p^{\mathrm{III}}_{h \cdot m} = \frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{1}{\pi^2}}.$$

Søges nu $\frac{p^{\mathrm{I}}_{h\cdot m}}{p^{\mathrm{III}}_{h\cdot m}} = f_{\mathrm{I}}$ og $\frac{p^{\mathrm{II}}_{h\cdot m}}{p^{\mathrm{III}}_{h\cdot m}} = f_{\mathrm{II}}$, faas let

$$f_{\mathrm{I}} = \sqrt[3]{1-e},$$
$$f_{\mathrm{II}} = \sqrt[3]{1+e}.$$

For nu at danne os et Skøn over Variationens Størrelse indsætter vi heri $e = 0.5$, der svarer meget nær til Middelexcentriciteten for de kendte Dobbeltstjernebaner, og faar

$$f_{\mathrm{I}} = 0.80,$$
$$f_{\mathrm{II}} = 1.11.$$

I dette Tilfælde kan Variationen saaledes næppe spille nogen Rolle under de givne Forudsætninger.

Vi vil herefter betragte det ugunstigste Tilfælde, i hvilket vi har at gøre med den største kendte Excentricitet 0.9, fundet i Systemet γ Virginis. Ved Benyttelse af denne Værdi for e finder vi

$$f_{\mathrm{I}} = 0.5,$$
$$f_{\mathrm{II}} = 1.24.$$

I et saadant Tilfælde er det altsaa muligt at finde en Værdi for $p_{h\cdot m}$, der kun er halv saa stor, som den gerne skulde være. Det er jo imidlertid en Yderlighed, der næppe hyppig vil optræde. Afvigelsen vil sikkert kun blive saa stor som i dette Tilfælde, hvis vi har at gøre med et Par med kendte Elementer og beregner v i den nævnte ugunstige Stilling. I det Tilfælde, hvor Bevægelsen er eben merklich, benytter man altid hele den gennemløbne Bue til at finde $p_{h\cdot m}$ af.

Inklinationens Virkning kan vi ikke studere paa noget sikkert Grundlag. Nægtes kan det jo ikke, at vi som Regel vil finde en Værdi for $p_{h\cdot m}$, der er for lille. Raade Bod herpaa formaar vi ikke, da vi i Almindelighed ikke kender de betragtede Baners Inklination. Vi kender jo desværre endnu ikke de Love, der behersker Dobbeltstjernebaneplanernes Orientering i Rummet. Der kunde da være Grund til at haabe, at vi har faaet fat i den gunstigste Del af Materialet. Disse Forhold er dog ganske uoplyste, og iøvrigt maa Erfaringen afgøre, hvorvidt den manglende Kendskab til Inklinationen kan paavirke Anvendeligheden af $p_{h \cdot m}$.

Alt i alt maa vi forlange, at der bestaar et ret konstant Forhold mellem den virkelige Parallaxe p og $p_{h \cdot m}$. Helt konstant kan det ikke være, da $p_{h \cdot m}$ indenfor visse Grænser afhænger af Ledsagerens Stilling i sin Bane, og dels kan vi jo ikke have nogen Garanti for Rigtigheden af Antagelsen $M = 1$. Vi maa altsaa modificere vort Krav derhen, at Forholdet $\frac{p}{p_{h \cdot m}}$ svinger, og ikke for meget, om en vis Middelværdi. Dette vil vi nu straks undersøge, saa godt det lader sig gøre med det existerende Materiale. Det maa erindres, at de til Raadighed staaende Parallaxer ikke besidder nogen større Nøjagtighed og ofte kun beror paa een enkelt Bestemmelse samtidig med, at vi ogsaa i visse Tilfælde paa Grund af Dobbeltstjernemaalingernes Unøjagtighed kan være berettigede til at nære nogen Mistillid til en beregnet $p_{h \cdot m}$. Nogen Slingring i det nævnte Forhold vil altsaa være at forudse. Paa dette Grundlag kan der dog næppe fældes nogen afgørende Dom over den praktiske Anvendelse af $p_{h \cdot m}$. Der vil i Virkeligheden kun være Grund til at forkaste $p_{h \cdot m}$, hvis man ved dens Benyttelse kommer i Modstrid med sikre Resultater, vundne ad anden Vej. Dette synes slet ikke at være Tilfældet. HERTZSPRUNG har nemlig foretaget to Stikprøver, og de gav lovende Resultater. Med Benyttelse af $p_{h \cdot m}$ (p sættes lig $2p_{h \cdot m}$) beregner HERTZSPRUNG de absolute Lysstyrker for en Række Dobbeltstjerner af forskellige Spektraltyper. Denne Tabel viser de sædvanlige kendte Forhold. Den absolute Lysstyrke aftager, naar vi gennemløber Spektralserien. Dernæst anvender H. $p_{h \cdot m}$ paa Egenbevægelserne hos Stjerner af forskellige Spektraltyper og finder da voksende Hastighed, naar Spektralserien gennemløbes. Dette stemmer jo fortræffelig med CAMPBELL's og KAPTEYN's Undersøgelser, der netop først har aabenbaret dette mærkelige Forhold, muligvis et af Stellarastronomiens vigtigste Resultater.

En ubestridelig Fordel vil $p_{h \cdot m}$ besidde fremfor de nu til vor Raadighed staaende direkte maalte Parallaxer. $p_{h \cdot m}$ vil sikkert i langt højere Grad have Udsigt til at skaffe os Afstandene til virkelig typiske Stjerner end hine, der jo for en stor Del er udvalgte paa Grund af stor tilsyneladende Klarhed eller stor Egenbevægelse. Denne Fordel kan maaske bøde noget paa de Mangler, der til Gengæld netop er paavist at klæbe ved $p_{h \cdot m}$. En Fordel til er iøjnefaldende. Medens Maalenøjagtigheden til en vis Grad sætter en Skranke for Udførelsen af Parallaxebestemmelser, vil der, efterhaanden som Tiden gaar, staa et stadig voxende Materiale af hypothetiske Minimumsparallaxer til vor Raadighed, uden at vi behøver nogen større Forøgelse af Maalenøjagtigheden. Det var mig paafaldende ved min Gennemgang af Burnham's og Innes' Kataloger, saa mange Par jeg fandt, hvor Observationerne indenfor en kortere Aarrække vil være i Stand til at fastslaa Arten af Bevægelsen i disse Systemer og rimeligvis levere os de fornødne Data til Beregning af $p_{h \cdot m}$. Mange af disse nye Værdier vil vise sig at være særdeles smaa, og $p_{h \cdot m}$ vil derfor kunne udvide vor Aktionsradius til Afstande, til hvilke vi foreløbig næppe vil kunne række ud ad den direkte Vej. Jeg ser her det Omraade, hvor $p_{h \cdot m}$ vil faa sin største Betydning, og der kan næppe være Tvivl om, at $p_{h \cdot m}$ bør søges bestemt i saa mange Tilfælde som vel muligt. Gode Dobbeltstjernemaalinger vil herved tillige faa en langt større Betydning, end de hidtil har haft, og Dobbeltstjerneastronomien vil faa sin Stilling indenfor Stellarastronomien konsolideret.

Den efterfølgende Tabel, der omfatter 353 Dobbeltstjerner, indeholder de Par, for hvilke det efter mit Skøn er tilladeligt at angive $p_{h \cdot m}$. Tabellens Kolonne I indeholder Stjernens Katalognummer (Burnham eller Innes), II Stjernens Navn eller Betegnelse hos Σ eller andre, III indeholder p_h, hvor den har kunnet beregnes, IV angiver $p_{h \cdot m}$ og V angiver den virkelig maalte Parallaxe, for saa vidt denne er opført i Kapteyn's Liste (Groningen Publications Nr. 24). For alle de Par, der besidder Bane, er dennes Beregner og Trykkestedet anført i Fodnote. Angaaende den praktiske Beregning af p_h og $p_{h \cdot m}$ skal anføres følgende:

For alle Baneparrene beregnedes ved Hjælp af lige nævnte Elementsystemer Positionsvinkel og Distance til Aarene 1910.0 og 1911.0. Der benyttedes hertil de bekendte Formler, i hvilke Betegnelserne er de sædvanlige:

$$M = n\,(t - T)\,,$$

$$M = E - e \sin E\,,$$

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2}\,,$$

$$\operatorname{tg}\,(u - \Omega) = \operatorname{tg}\,(v + \omega) \cos i\,,$$

$$\rho = A\,(1 - e \cos E)\,\frac{\cos\,(v + \omega)}{\cos\,(u - \Omega)}\,.$$

u er den søgte Positionsvinkel og ρ den søgte Distance.

Sætter vi nu

$$u_{1911} - u_{1910} = \varDelta u$$

og

$$\rho_{1911} - \rho_{1910} = \varDelta \rho\,,$$

faas den projicerede Hastighed i Buesekunder pro anno af

$$v^2 = (\rho \varDelta u)^2 + (\varDelta \rho)^2.$$

Herefter findes $p_{h \cdot m}$ umiddelbart efter sin Definition. p_h beregnedes efter den allerede citerede Formel.

For de andre Stjerners Vedkommende, hvor Bevægelsen ofte var temmelig ringe, afledtes Interpolationsformler, hvor det som oftest var tilstrækkeligt at tage Hensyn til 1ste Potens af Tiden. Herved vandtes altsaa de aarlige Variationer i Positionsvinkel og Distance. Som ρ benyttedes den gennemsnitlige Afstand.

I de Tilfælde, hvor der maatte tages Hensyn til 2den Potens af Tiden, beregnedes $\varDelta u$, $\varDelta \rho$ og ρ til Middelepoken. Observationerne var nemlig ikke altid fordelte paa en saadan Maade, at den samme Epoke kunde benyttes uden Extrapolation. I mange Tilfælde var ρ konstant, $p_{h \cdot m}$ kunde da direkte tages fra den sidst i denne Afhandling trykte Tabel, hvis Brug ikke behøver nærmere Forklaring. For et mindre Antal af de benyttede Stjerner forelaa allerede $p_{h \cdot m}$ beregnet af Hertzsprung. Som det var at vente, viste de sig at stemme ganske overens med de af mig paany bestemte[1]. For Sydhimlens Vedkommende er Materialet langt mindre end for Nordhimlens, og det er mit bestemte Indtryk, at Observationerne af de sydlige Dobbeltstjerner ikke nær staar paa Højde med Observationerne paa Nordhimlen. Der synes her at være en alvorlig Trang til flere og navnlig bedre Observationer. Behandlingen af disse Stjerner var derfor forbunden med ikke ringe Vanskelighed. Det var ofte umuligt selv ved en større Variation at afgøre Bevægelsens Karakter, jeg har derfor kun medtaget de Par, hvor den fysiske Sammenhørighed var absolut sikker, hvor Bevægelsen viste tydelig Pil. Der vil derfor sikkert være mange fysiske sydlige Par, som ikke er opførte i den efterfølgende Tabel.

Tabel 1.

I	II	III	IV	V
21	Σ 2	0.″022 [2]	0.″009	—
70	O Σ 2	—	0.004	—
92	Σ 13	—	0.007	—
104	O Σ 4	—	0.030	—
—	Gr. 34	—	0.123	0.″281
260	λ Cass.	—	0.005	—
314	13 Ceti	0.057 [3]	0.033	—
335	β 395	0.088 [4]	0.065	0.360
374	O Σ 18	0.298 [5]	0.230	—

[1] Hertzsprung anvender ved den praktiske Udregning en selvlavet Regnestok, der i visse Henseender arbejder fortrinlig.
[2] Bane. See. M. N. 68. p. 565. [4] See. A. N. 3455.
[3] Aitken. Lick. Bull. 110. [5] Hussey. Publ. Lick. V.

I	II	III	IV	V
426	η Cass.	0″.205[1]	0″.162	0″.201
440	β 232	—	0.010	—
479	66 Pisc.	—	0.010	—
482	36 Andr.	0.041[2]	0.020	—
489	β 1099	—	0.007	—
508	β 302	—	0.005	—
541	0 Σ 21	—	0.015	—
$1^h 1$	β Phønicis	—	0.034	—
600	φ Androm.	—	0.008	—
614	β 235	—	0.009	—
648	ζ Piscium	—	0.002	—
$1^h 13$	h 3423	—	0.050	—
$1^h 14$	$\varkappa$ Tucani	—	0.042	—
714	β 4	—	0.004	—
743	β 1163	—	0.019	—
758	ω Androm.	—	0.013	0.088
$1^h 22$	h 3430	—	0.019	—
825	β 1000	—	0.038	—
830	Σ 138	—	0.010	—
$1^h 35$	τ Sculptoris	—	0.020	—
$1^h 37$[3]	p Eridani	0.160	0.100	—
887	β 870	—	0.015	—
892	0 Σ 34	—	0.013	—
898	Σ 149	—	0.009	—
900	Σ 509	—	0.009	—
$1^h 46$	ε Sculptoris	—	0.035	—
993	γ Arietis	—	0.019	—
1002	Σ 183	—	0.008	—
1015[4]	Σ 186	0.036	0.026	—
1027	Σ 185	—	0.009	—
1036[5]	48 Cass.	0.043	0.031	—
1061	α Piscium	—	0.026	—
1070[6]	γ Androm.	0.024	0.007	0.007
1074	10 Arietis	—	0.016	—
1144[7]	Σ 228	0.036	0.021	—

[1] Lohse. Potsdam. 20.
[2] Lewis. M. N. 51. 462.
[3] Gose. M. N. 48. p. 26.
[4] Glasenapp. A. J. 246.
[5] See. M. N. 68. 195.
[6] Hussey. Publ. Lick. V.
[7] Doberck. A. N. 3525.

I	II	III	IV	V
1164	Σ 234	—	0.″009	—
1179	Lal. 4219	—	0.045	—
2h 11	h 3494	—	0.024	—
1262	ι Cass.	—	0.016	—
1365	0Σ 43	—	0.013	—
1393	ϑ Persei	—	0.067	—
1420	β 83	—	0.012	—
1427	Σ 305	—	0.016	—
1471 [1]	20 Persei	0.″015	0.007	—
1507	β 741	—	0.045	—
1508	β 525	—	0.006	—
1512	ε Arietis	—	0.013	—
1612	12 Eridani	—	0.048	—
1614	0Σ 52	—	0.007	—
1623 [2]	Σ 367	0.016	0.010	—
1639	0Σ 53	—	0.009	—
1650	95 Ceti	—	0.010	—
3h 18	h 3565	—	0.024	—
1678	Σ 380	—	0.009	—
1747	Σ 400	—	0.008	—
1761	7 Tauri	—	0.012	—
1834	38 Persei 0	—	0.008	—
1849	0Σ 62	—	0.007	—
1854	Σ 443	—	0.024	0.″055
1856	β 536	—	0.003	—
1900	0Σ 65	—	0.008	—
3h 44	f Eridani	—	0.028	—
1952	Σ 460	—	0.011	—
2007 [3]	Σ 483	0.067	0.031	—
2088	Σ 511	—	0.007	—
2093	0Σ 77	—	0.012	—
2109 [4]	40 Eridani	0.150	0.073	0.174
2115	Σ 520	—	0.005	—
2134 [5]	55 Tauri	0.025	0.012	—
2154 [5]	0 Σ 82	0.044	0.023	—

[1] SEE. M. N. 68. 565.
[2] GLASENAPP. 3669 (A. N.).
[3] SEE. M. N. 68. 566.
[4] DOOLITTLE. Proc. Amer. Phil. Soc. 42.
[5] HUSSEY. Publ. Lick. 5.

I	II	III	IV	V
4h 18	Σ 536	—	0.″010	—
2161	Σ 535	—	0.020	—
2187	β 1185	—	0.013	—
2272	Σ 567	—	0.011	—
2279	2 Camel	—	0.014	—
2307	Σ 577	—	0.015	—
2381[1]	β 883	0.″032	0.023	0.″023
4h 49	h 3696	—	0.033	—
2383[2]	β 552	0.036	0.026	—
2406	7 Camelopardis	—	0 009	—
2445	5 Aurigae	—	0.025	—
2464	0 Σ 93	—	0.009	—
2535[3]	14 Orionis	0.037	0.020	—
2544	β 1047	—	0.005	—
2588	0 Σ 517	—	0.003	—
2657	Σ 677	—	0.016	—
2780	32 Orionis	—	0.010	—
2845	Σ 749	—	0.009	—
2857	26 Aurigae	—	0.003	—
2883	σ Orionis	—	0.007	—
2896	126 Tauri	—	0.002	—
2902	ζ Orionis	—	0.008	—
2977	Σ 560	—	0.015	—
5h 84	Jacob 3	—	0.020	—
3035	0 Σ 122	—	0.003	—
3062	0 Σ 121	—	0.004	—
3074	θ Aurigae	—	0.028	—
5h 97	h 3823	—	0.044	—
3191	4 Geminorum	—	0.007	—
3239	η Geminorum	—	0.011	—
3277	4 Lyncis	—	0.004	—
3291	β 895	—	0.005	—
6h 36	Sellors 7	—	0.018	—
3474[4]	0 Σ 149	0.028	0.026	—
3559[5]	12 Lyncis	0.028	0.017	—

[1] Schoenberg. A.N. 4260.
[2] See. M.N. 68. 198.
[3] Gore. M.N. 47. 266.
[4] Glasenapp: Orbites des étoiles doubles du catalogue de Poulkowa.
[5] Gore. A.N. 2802.

I	II	III	IV	V
3596[4]	Sirius	0."561	0."332	0."376
3601	0 Σ 156	—	0.009	—
3625	14 Lyncis	—	0.006	—
3678	15 Lyncis	—	0.008	—
3839	β 328	—	0.006	—
3876	Σ 1037	—	0.007	—
3949	0 Σ 170	—	0.011	—
3970	δ Geminorum	—	0.032	—
4065	Σ 1093	—	0.009	—
7^h 47	Σ 1104	—	0.026	—
4122[2]	Castor	0.191	0.065	0.028
4187	Procyon	—	0.245	0.324
4310[2]	9 Argus	0.087	0.038	—
4333	Σ 1157	—	0.009	—
4402	Σ 1175	—	0.015	—
4406	0 Σ 187	—	0.004	—
4414[3]	β 581	0.035	0.024	—
4452	Σ 1187	—	0.020	—
8^h 7	Melbourne 2	—	0.033	—
4477[4]	ζ Cancri	0.056	0.041	—
4570[5]	Σ 1216	0.020	0.008	—
8^h 40	h 4087	—	0.011	—
4668	β 205	—	0.022	—
4714	β 208	—	0.032	—
4771[6]	ε Hydrae	0.039	0.022	—
4815	Σ 1280	—	0.048	0.099
4828	15 Hydrae	—	0.010	—
4866	ι Ursae maj.	—	0.062	—
4890	Σ 1300	—	0.024	—
8^h 96	h 4165	—	0.009	—
4972	Σ 1321	—	0.120	0.162
5005[2]	Σ 3121	0.058	0.043	0.008
5030	Σ 1338	—	0.020	—
5071	Σ 1348	—	0.009	—
5103[7]	ω Leonis	0.035	0.028	—

[1] Doberck. A. N. 3981.
[2] Lohse. Publ. Potsdam. 20.
[3] Schönberg. A. N. 4260.
[4] Doberck. A. N. 173. 241—262.
[5] Gore. A. N. 3283.
[6] Aitken. Lick. Bull. 36.
[7] Doberck. A. N. 173. 241.

I	II	III	IV	V
5123	θ Ursae maj.	—	0.″074	—
5171	Σ 1374	—	0.011	—
5223 [1]	φ Ursae maj.	0.″015	0.011	—
5235 [2]	8 Sextantis	0.024	0.013	—
5365 [3]	0 Σ 215	0.032	0.027	—
5388	γ Leonis	—	0.018	(—0.″045)
5397	Σ 1426	—	0.006	—
5409	0 Σ 216	—	0.003	—
10h 28	Sp. 16	—	0.018	—
5448	Σ 1439	—	0.011	—
5515 [4]	0 Σ 224	0.020	0.013	—
5527	0 Σ 227	—	0.004	—
5560	0 Σ 229	—	0.008	—
10h 74	μ Argus	—	0.040	—
5652	α Ursae maj.	—	0.040	—
5706	Σ 1416 AC.	—	0.037	0.088
5707	Σ 1517	—	0.003	—
5734 [5]	ξ Ursae maj.	0.164	0.088	0.179
5765 [6]	ι Leonis	0.079	0.039	—
5805 [7]	0 Σ 234	0.019	0.011	—
5811 [8]	0 Σ 235	0.048	0.041	—
5848	β 456	—	0.004	—
5926	β 603	—	0.017	—
5951	β 794	—	0.064	—
11h 55	β Hydrae	—	0.013	—
11h 60	Lac. 4936	—	0.020	—
11h 66	ε Chamaeleontis	—	0.029	—
6028 [9]	β 3123	0.014	0.009	—
6053	Σ 1606	—	0.008	—
12h 19	D Centauri	—	0.015	—
6155	0 Σ 249	—	0.005	—
6158 [10]	Σ 1639	0.022	0.017	—
12h 45	Lac. 5161	—	0.046	—

[1] DOBERCK. A.N. 3912.
[2] SCHOENBERG. A.N. 4260.
[3] GORE. 2998 (A.N.).
[4] GORE. Astr. and Astrophysics 13. 502.
[5] NØRLUND. A.N. Bd. 170.
[6] EVERETT. M.N. 55. 440.
[7] SEE. Ev. St. Syst. p. 112.
[8] LOHSE. Publ. Potsdam. 20.
[9] SEE. M.N. 68. 565.
[10] LEWIS. M.N. 62. 209.

I	II	III	IV	V
6185	β 28	—	0."025	—
6187	Σ 1647	—	0.008	—
6211	Σ 1658	—	0.014	—
6216	Σ 1661	—	0.012	—
6222	Σ 1663	—	0.006	—
6243 [1]	γ Virginis	0."116	0.047	0."058
12^h61 [2]	γ Centauri	0.051	0.016	—
12^h68	β Muscae	—	0.019	—
6296 [3]	35 Comae	0.046	0.015	—
6348	78 Ursae	—	0.025	—
6367	48 Virginis	—	0.050	—
6406 [4]	42 Comae	0.078	0.044	—
6442	β 800	—	0.054	—
6476	H 260	—	0.016	—
6482	Mizar	—	0.027	0.043
6500	β 113	—	0.019	—
6524 [5]	0 Σ 269	0.024	0.013	—
6530 [6]	Σ 1757	0.048	0.023	—
6566 [7]	25 Can. ven.	0.030	0.019	—
6578 [8]	β 612	0.029	0.011	0.260
6630	τ Bootis	—	0.048	—
6641 [9]	Σ 1785	0.064	0.069	—
6663	β 614	—	0.006	—
6668	β 1788	—	0.018	—
13^h87	Lac. 5741	—	0.007	—
6711	β 1270	—	0.010	—
6758	0 Σ 277	—	0.003	—
6764	0 Σ 278	—	0.005	—
6778	$\varkappa$ Bootis	—	0.034	—
6780 [10]	Σ 1819	0.030	0.025	—
6842	Σ 1835	—	0.013	—
6851	Σ 1837	—	0.008	—

[1] Doberck. A.N. 4235.
[2] See. Citat fra Innes Ref. Cat. 113 A.
[3] Gore. Proc. Roy. Irish Acad. 3. ser. 2: p. 34.
[4] Doberck. A. N. 179. 55.
[5] See. Ev. St. Syst.
[6] Gore. M.N. 47. 478.
[7] Doberck. 1909. A. N. 183. 233.
[8] Aitken. Lick. Bull. 101.
[9] Biesbrock. Ann. Roy. Obs. Belg. 9. 112.
[10] Casey. A.N. 2421.

I	II	III	IV	V
14h 53	h 4687	—	0.015"	—
14h 59[1]	α Centauri	0.958"	0.380	0.759"
6948	Σ 1863	—	0.005	—
6955[1]	ζ Bootis	0.049	0.022	—
6993	ε Bootis	—	0.010	—
6999[2]	ε 1879	0.028	0.020	—
7001[3]	0 Σ 285	0.016	0.009	—
7034[1]	ξ Bootis	0.169	0.135	—
7060	Sh. 190	—	0.125	0.172
7070	59 Hydrae	—	0.009	—
14h 116	h 4728	—	0.010	—
7117	β 119	—	0.016	—
7120[4]	44 Bootis	0.103	0.042	—
15h 1	β 119	—	0.011	—
15h 27	μ Lupi	—	0.014	—
7214	Σ 1932	—	0.016	—
15h 35	γ Circini	—	0.014	—
7251[5]	η Coronae Bor.	0.074	0.037	—
7259[1]	μ Bootis	0.035	0.024	—
7273	Σ 1944	—	0.005	—
7276	0 Σ 296	—	0.015	—
7318	δ Serpentis	—	0.015	—
7332[6]	0 Σ 298	0.060	0.018	0.046
7368[7]	γ Cor. bor.	0.032	0.021	—
7416	π^2 Urs. maj.	—	0.012	—
7487[1]	ξ Scorpii	0.060	0.045	—
7506	β 949	—	0.004	—
7514	ϰ Herculis	—	0.070	—
7561[8]	Σ 2026	0.045	0.026	—
7563[8]	σ Cor. bor.	0.072	0.052	—
7587	0 Σ 309	—	0.003	—
7649[1]	λ Ophiuci	0.040	0.032	—
7717[9]	ζ Herculis	0.134	0.076	—
7726	β 953	—	0.008	—

[1] Lohse. Publ. Potsdam. 20.
[2] Biesbrock. A.N. 3989.
[3] Doberck. A.N. 182. 27.
[4] Doberck. A.N. 3370.
[5] Celoria. A.N. 2843.
[6] Doberck. A.N. 4041.
[7] Biesbrock. A.N. 3989. 1903.
[8] See. Ev. St. Syst.
[9] Lewis. M.N. 61. 74.

I	II	III	IV	V
7748[1]	Δ 15	0.″040	0.″024	—
7778	Σ 2106	—	0.006	—
7783[2]	Σ 2107	0.026	0.020	—
7834	20 Draconis	—	0.009	—
7863	β 823	—	0.014	—
7878	μ Draconis	—	0.037	—
7885	η Ophiuci	—	0.010	—
7905	36 A Ophiuci	—	0.046	0.′305
7914	α Herculis	—	0.013	—
7929[3]	β 416. 185 Scorpii	0.176	0.091	—
17h31	Lac. 7194	—	0.091	—
17h52	h 4949	—	0.008	—
8038[3]	Σ 2173	0.086	0.037	—
8099[4]	26 Draconis	0.056	0.041	0.088
8162[3]	μ Herculis	0.099	0.064	0.106
8210	0 Σ 338	—	0.007	—
8303	τ Ophiuci	—	0.022	—
8340[3]	70 Ophiuci	0.231	0.163	0.168
17h129	h 5014	—	0.023	—
8353	0 Σ 341	—	0.007	—
8372[3]	99 Herculis	0.078	0.034	—
8380	73 Ophiuci	—	0.030	—
8390	β 132	—	0.009	—
8548	Σ 2315	—	0.006	—
8622	0 Σ 354	—	0.005	—
8663	0 Σ 359	—	0.013	—
8679	A 88	—	0.004	—
8783	ε_1 Lyrae	—	0.020	—
8785	ε_2 Lyrae	—	0.022	—
8798	Σ 2398	—	0.123	0.292
8933[3]	β 648	0.071	0.051	0.018
8965[5]	ζ Sagittarii	0.074	0.028	—
8966[6]	Σ 2438	0 014	0.006	—
8986	Σ 2434	—	0.008	—
8988	Σ 2437	—	0.006	—
8993	Ḥ N 126	—	0.022	—

[1] See. M. N. 68. 565.
[2] Berberich. A. N. 2623.
[3] Lohse. Publ. Potsdam. 20.
[4] Balanowsky. A. N. 179. 301.
[5] Doberck. A. N. 3970.
[6] See. 68 (M. N.) 565.

I	II	III	IV	V
18h113 [1]	γ Coronae austr.	0.086″	0.061″	—
9038	Σ 2454	—	0.009	—
9090	Δ 19	—	0.008	—
9114 [2]	See 2	0.061	0.027	—
9137	Cygni 6 B	—	0.041	—
9319 [3]	Σ 2525	0.031	0.017	—
9500	Σ 2556	—	0.007	—
19h51	Lac. 8173	—	0.060	—
9560	16 c Cygni	—	0.054	0.158″
9570	Σ 2574	—	0.005	—
9602	Σ 2576	—	0.027	—
9605	δ Cygni	—	0.033	—
9650 [4]	0 Σ 387	0.033	0.015	—
9713	ε Draconis	—	0.014	—
9979 [5]	0 Σ 400	0.031	0.019	—
9994	Σ 2652	—	0.002	—
10141	0 Σ 406	—	0.006	—
10147	Σ 2672	—	0.006	—
10363 [6]	β Delphini	0.060	0.029	(—0.010)
10487	β 64	—	0.007	—
10509	γ Delphini	—	0.038	—
10533	λ Cygni	—	0.010	—
10559 [7]	4 Aquarii	0.029	0.021	—
10607	β 367	—	0.008	—
10643	ε Equulei	—	0.012	—
10656	β 678	—	0.031	—
10685	Σ 2744	—	0.011	—
10709	See 3	—	0.011	—
10732 [8]	61 Cygni	0.346	0.199	0.311
10829 [9]	δ Equulei	0.078	0.040	0.067
10846 [10]	τ Cygni	0.058	0.051	0.128
21h15	θ Indi	—	0.028	—
10881	β 271	—	0.018	(—0.100)

[1] Doberck. A. N. 191. 125.
[2] See. M. N. 68. 565.
[3] Doberck. A. N. 189. 41.
[4] Doberck. A. N. 3525.
[5] Hussey. Publ. Lick. 5. 1900.
[6] Lohse. Publ. Potsdam. 20.
[7] See. Ev. St. Syst.
[8] Peters. A. N. 2708.
[9] Hussey. Publ. Lick. V.
[10] Aitken. Publ. A. S. Pacific. 12. 103.

I	II	III	IV	V
21h 22	θ_2 Microscopii	—	0."022	—
11125	24 Aquarii	—	0.012	(—0."035)
11210	Ho 166	—	0.009	—
11222[2]	$\varkappa$ Pegasi	0."052	0.021	0.028
11251	β 1036	0.043	0.036	—
11346	β 75	—	0.008	—
11483	ξ Cephei	—	0.046	—
11691	51 Aquarii	—	0.007	—
11715	53 f Aquarii	—	0.057	—
11732	β 291	—	0.005	—
11743[7]	ζ Aquarii	0.052	0.031	—
11761	60 Krüger	—	0.134	0.256
11763[8]	37 Pegasi	0.027	0.005	—
11862	β 1092	—	0.015	—
11908	Σ 2934	—	0.012	—
11943	β 711	—	0.014	—
22h 55	γ Piscus austr.	—	0.024	—
12094	52 Pegasi	—	0.014	—
12125	2 Andromedae	—	0.005	—
12143	83 Aquarii	—	0.016	—
23h 3	υ Gruis	—	0.026	—
12196[4]	π Cephei	0.032	0.023	—
12273	β 992	—	0.004	—
11274	β 182	—	0.004	0.052
12289	95 Aquarii	—	0.020	—
12290[5]	β 80	0.039	0.031	0.021
12404	β 1266	—	0.011	—
12432	72 Pegasi	—	0.006	—
12510	β 858	—	0.008	—
12573	0 Σ 507	—	0.008	—
12655	Σ 3047	—	0.003	—
12696	Hu 60	—	0.023	—
12701[1]	85 Pegasi	0.094	0.066	0.067
12709	β 281	—	0.017	—
12740	0 Σ 547	—	0.059	0.138
12735[1]	Σ 3062	0.067	0.038	—

[1] Lohse. Publ. Potsdam. 20.
[2] Doberck. A.N. 2050.
[3] Gore. A.N. 3129.
[4] Glasenapp. Orbites des étoiles doubles du Cat. de Poulkowa.
[5] See. M.N. 68. 192.

I den efterfølgende Tabel er opført de Par, for hvilke Kapteyn har anført Parallaxe. De til højre staaende Talværdier er Forholdet $\frac{p}{p_{h \cdot m}}$, $p_{h \cdot m}$ og p.

Tabel 2.

	$\frac{p}{p_{h \cdot m}}$	$p_{h \cdot m}$	p		$\frac{p}{p_{h \cdot m}}$	$p_{h \cdot m}$	p
Gr. 34	2.3	0″.123	0″.281	7060	1.4	0″.125	0″.172
335	5.7	0.063	0.360	7332	2.7	0.018	0.046
426	1.2	0.162	0.201	7717	1.9	0.076	0.142
756	6.8	0.013	0.088	7905	6.6	0.046	0.305
1070	1.0	0.007	0.007	8099	2.1	0.041	0.088
1854	2.3	0.024	0.055	8162	1.7	0.064	0.106
2109	2.4	0.073	0.174	8340	1.0	0.163	0.168
2381	1.0	0.023	0.023	8798	2.4	0.123	0.292
3596	1.1	0.332	0.376	8933	0.4	0.051	0.018
4122	0.4	0.065	0.028	9560	2.9	0.054	0.158
4815	2.1	0.048	0.099	10732	1.6	0.199	0.311
4972	1.4	0.120	0.162	10829	1.7	0.040	0.067
5005	0.2	0.043	0.009	10846	2.5	0.051	0.128
5706	2.4	0.037	0.088	11222	1.3	0.021	0.028
5734	2.0	0.088	0.179	11761	1.9	0.134	0.256
6243	1.2	0.047	0.058	12274	13.0	0.004	0.052
6482	1.6	0.027	0.043	12290	0.7	0.031	0.021
6578	23.6	0.011	0.260	12701	1.0	0.066	0.067
$14^h 59$	2.0	0.380	0.759	12740	2.3	0.059	0.138

Disse Værdier viser vel en Del Slingring, men næppe mere end det paa Forhaand efter Materialets Beskaffenhed var at vente. To Tal falder ganske ud af Rækken, nemlig de for 6578 og 12274 fundne. Jeg anser det for sandsynligt, at disse høje Værdier for $\frac{p}{p_{h \cdot m}}$, nemlig 23.6 og 13.0, i væsentlig Grad maa lægges Parallaxerne til Last. Begge disse Bestemmelser, der skyldes Flint, hvis Parallaxer i flere Tilfælde synes større end andre Astronomers, har meget, ja usædvanlig store Middelfejl, 6578 har saaledes m. F. $\pm$ 0″.098 (den største i KAPTEYN's Liste) og 12274 m. F. $\pm 0''.076$. Da disse to Værdier altsaa ikke kan siges at gøre noget Krav paa at medtages, er de ikke anvendt til Beregningen af Middelværdien af Forholdet $\frac{p}{p_{h \cdot m}}$. Dette faas at være

$$\frac{p}{p_{h \cdot m}} = 2$$

i god Overensstemmelse med den af HERTZSPRUNG paa Grundlag af et mindre Materiale bestemte Værdi. Den efterfølgende Undersøgelse viser, at dette Forhold er bedre bestemt, end det kunde ventes at være. Alt i alt kan der ikke paa Grundlag af Tabel 2 rejses nogen alvorlig Indvending mod Anvendelsen af $p_{h \cdot m}$ som Afstandsækvivalent.

Af Tallene i Tabel I fremgaar endvidere, at

$$\frac{p_h}{p_{h \cdot m}} = 1.64 \pm 0.61 \text{ (for en enkelt Stjerne).}$$

Dette kan have Betydning ved Undersøgelse over Dobbeltstjerners Forhold[1]. Herved er nu Grundlaget givet for en Apexbestemmelse ved Hjælp af Dobbeltstjernemateriale efter BRAVAIS' Methode. Da vi i Forvejen besidder nogen Viden om Apex Koordinater og Solens lineære Hastighed i Rummet, faar vi her et indirekte Middel til Undersøgelse af den praktiske Anvendelighed af $p_{h \cdot m}$. Med denne Bestemmelse skal vi i det følgende Kapitel beskæftige os.

[1] Efter at jeg har afsluttet denne Undersøgelse, har Prof. E. HERTZSPRUNG mundtlig meddelt mig følgende empiriske Formel for Parallaxen p af et Par med p_h = hypothetisk Parallaxe, og hvor Komponenternes Lysstyrker er m_1 og m_2 og deres Masser M_1 og M_2:

$$0.9 \log p = \log p_h + 0.02\, m_1 - \frac{1}{3} \log \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right),$$

hvor $\log \frac{M_2}{M_1} = -0.06\,(m_2 - m_1)$. For Sirius faas ved Hjælp af denne Formel $p = 0''.453$. $p_{\text{observeret}} = 0''.376$.

Ved Hjælp af Forholdet $\frac{p_h}{p_{h \cdot m}} = 1.64$ kan p beregnes for alle Stjerner i Tabel 1 efter denne Formel.

Bravais' Methode anvendt paa 180 Dobbeltstjerner.

I. Bravais Ligninger.

Den Methode til Bestemmelse af Apex, som nu skal beskrives og derefter anvendes paa 180 Dobbeltstjerner, er først fundet af Bravais og beskrevet i en Afhandling i Journal de Mathématiques, Tome 8. 1843. Efter først at have givet en Kritik af de gængse Fremgangsmaader, i hvilken B. iøvrigt viser et stort og klart Syn paa Forholdene, stiller B. sig følgende Opgave: Givet en Gruppe Stjerner, iblandt hvilke Solen findes. Man skal bestemme Solens Bevægelse i Forhold til dette Systems Tyngdepunkt. Vi skal nu i korte Træk se B.'s Løsning af dette Problem.

Vi vælger os et fast Koordinatsystem, hvis Begyndelsespunkt lægges i Solcentrets Plads i Rummet i et givet Øjeblik. x-Aksen rettes mod Vædderens Nulpunkt, y-Aksen mod det Punkt af Himlens Ækvator, hvor Rectascensionen er 90°, medens z-Aksen skal pege mod Himlens Nordpol. Endvidere vil vi indføre følgende Betegnelser:

M = Solens Masse.

ξ, η, ζ er Komponenterne af Solens Hastighed efter de 3 Akser.

m = En Stjernes Masse.

x, y, z er en Stjernes Koordinater i det givne Øjeblik.

ρ = En Stjernes Afstand fra Begyndelses-Punktet.

Δx, Δy, Δz er en Stjernes Hastighedskomponenter efter de 3 Akser.

Bravais tænker sig nu et bevægeligt Koordinatsystem, hvis Begyndelsespunkt stadig ligger i Solcentret, og hvis Akser forbliver parallele med de faste. δx, δy og δz betyder da en Stjernes Hastighedskomponenter efter de 3 Akser i dette bevægelige System. Efter 1 Aars Forløb er Solens Koordinater i det første System ξ, η og ζ, medens Stjernens nu er

$$x + \varDelta x = x + \delta x + \xi$$
$$y + \varDelta y = y + \delta y + \eta$$
$$z + \varDelta z = y + \delta z + \xi$$

ifølge Sætningen om Parallelforskydning af Koordinatsystemet.

Vi har altsaa

$$(1) \qquad \begin{aligned} \varDelta x &= \delta x + \xi \\ \varDelta y &= \delta y + \eta \\ \varDelta z &= \delta z + \xi. \end{aligned}$$

Nu kræver Bravais, at det betragtede Systems Tyngdepunkt skal forblive i Hvile i Forhold til det faste Koordinatsystem eller

$$(2) \qquad \begin{aligned} \Sigma (m \varDelta x) &= 0 \\ \Sigma (m \varDelta y) &= 0 \\ \Sigma (m \varDelta z) &= 0. \end{aligned}$$

Udskiller vi nu Solen, bliver Ligningerne

$$(3) \qquad \begin{aligned} \Sigma (m \varDelta x) + M\xi &= 0 \\ \Sigma (m \varDelta y) + M\eta &= 0 \\ \Sigma (m \varDelta z) + M\zeta &= 0. \end{aligned}$$

Heraf faas ved Benyttelse af (1)

$$\xi (\Sigma m + M) + \Sigma (m \delta x) = 0$$
$$\eta (\Sigma m + M) + \Sigma (m \delta y) = 0$$
$$\zeta (\Sigma m + M) + \Sigma (m \delta z) = 0.$$

Nu haves

$$x = \rho \cos a$$
$$y = \rho \cos b$$
$$z = \rho \cos c,$$

hvor a, b og c er de Vinkler, Afstanden ρ danner med de 3 Akser.

Disse Ligninger giver os følgende Udtryk for δx, δy, δz

$$\delta x = -\rho \sin a\, \delta a + \cos a\, \delta \rho$$
$$\delta y = -\rho \sin b\, \delta b + \cos b\, \delta \rho$$
$$\delta z = -\rho \sin c\, \delta c + \cos c\, \delta \rho.$$

Ved Indsættelse i (3) faas

$$
(4)\quad
\begin{aligned}
\xi\,(M+\Sigma m) &= \Sigma\,(m\rho \sin a\;\delta a) - \Sigma\,(m \cos a\;\delta\rho)\\
\eta\,(M+\Sigma m) &= \Sigma\,(m\rho \sin b\;\delta b) - \Sigma\,(m \cos b\;\delta\rho)\\
\zeta\,(M+\Sigma m) &= \Sigma\,(m\rho \sin c\;\delta c) - \Sigma\,(m \cos c\;\delta\rho).
\end{aligned}
$$

Disse Ligninger omformer BRAVAIS nu saaledes, at de bliver praktisk anvendelige, idet han i Stedet for de 3 Vinkler indfører Rectascensionen α og Deklinationen δ. BRAVAIS gør endvidere den simple Antagelse, at Summen af de fra Bevægelsen langs Radius vector hidrørende Bevægelsesmængder langs hver af de 3 Koordinatakser er lig 0. Denne Antagelse harmonerer godt med den Antagelse, hvorpaa Ligningerne hviler, nemlig at Tyngdepunktet af Systemet skal forblive i Ro. Herom mere lidt senere. Dette er den eneste virkelige Hypothese i BRAVAIS Methode. Efter nogle lette Regninger faar man let BRAVAIS definitive Ligninger (5). I disse er overalt Massen m sat lig 1. Hvad dette betyder, skal nedenfor nærmere berøres. Ligningerne (5) har følgende Udseende:

$$
(5)\quad
\left\{
\begin{aligned}
&\Sigma(1-\cos^2\alpha\cos^2\delta)\,\xi + \Sigma(\cos^2\delta\sin\alpha\cos\alpha)\eta - \Sigma(\cos\delta\sin\delta\cos\alpha)\,\zeta\\
&\qquad = \Sigma\rho\,(\cos\delta\sin\alpha\,15\mu_\alpha + \sin\delta\cos\alpha\,\mu_\delta)\,,\\
&\Sigma(1-\sin^2\alpha\cos^2\delta)\,\eta - \Sigma(\cos^2\delta\sin\alpha\cos\alpha)\,\xi - \Sigma(\cos\delta\sin\delta\sin\alpha)\,\zeta\\
&\qquad = \Sigma\rho\,(-\cos\delta\cos\alpha\,15\mu_\alpha + \sin\delta\sin\alpha\,\mu_\delta)\,,\\
&\Sigma(1-\sin^2\delta)\,\zeta - \Sigma(\cos\delta\sin\delta\cos\alpha)\,\xi - \Sigma(\cos\delta\sin\delta\sin\alpha)\,\eta\\
&\qquad = \Sigma\rho\,(-\cos\delta\,\mu_\delta).
\end{aligned}
\right.
$$

Vi indfører her følgende korte Betegnelser, som vil blive benyttet i den følgende Anvendelse.

$$
\begin{aligned}
A &= \Sigma(1-\cos^2\delta\cos^2\alpha)\\
B &= \Sigma(1-\cos^2\delta\sin^2\alpha)\\
C &= \Sigma(1-\sin^2\delta) = \Sigma\cos^2\delta\\
D &= \Sigma(\cos^2\delta\sin\alpha\cos\alpha)\\
E &= \Sigma(\cos\delta\sin\delta\cos\alpha)\\
F &= \Sigma(\cos\delta\sin\delta\sin\alpha)
\end{aligned}
$$

$$P = \Sigma\rho(\cos\delta\sin\alpha\, 15\mu_\alpha + \sin\delta\cos\alpha\,\mu_\delta)$$
$$Q = \Sigma\rho(-\cos\alpha\cos\delta\, 15\mu_\alpha + \sin\delta\sin\alpha\mu_\delta)$$
$$R = \Sigma\rho(-\cos\delta\,\mu_\delta).$$

Af Ligningerne (5) bestemmes ξ, η og ζ. Lader vi nu A og D betyde Rectascension og Deklination i Apex, medens v er Solens lineære Hastighed, har vi til den nærmere Bestemmelse af disse Størrelser følgende velkendte Formler:

$$\operatorname{tg} A = \frac{\eta}{\xi},$$

$$\operatorname{tg} D = \frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 + \eta^2}},$$

$$v = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}.$$

Dette er i korte Træk den af Bravais foreslaaede Methode. Selv anvendte han den paa 61 Stjerner med stor Egenbevægelse. Bravais satte overalt ρ og m lig 1. For ρ's Vedkommende er denne Simplifikation utilladelig, hvad der næppe kan tvistes om. Naar Bravais og senere Weersma sætter $m = 1$ overalt, da kan dette, som Weersma i sit Arbejde bemærker, ikke medføre nogen alvorlig Ulempe. W. siger saaledes: Det vi gør, naar vi overalt sætter $m = 1$, er at søge Solhastigheden i Forhold til det betragtede Stjernesystems geometriske Tyngdepunkt istedetfor til dets mekaniske. Indenfor Tidsrum, hvor vi kan betragte Stjernernes Bevægelser som jævne og retlinjede, vil det geometriske Tyngdepunkt ligeledes kunne anses for at bevæge sig i Rummet efter en ret Linje og med jævn Hastighed, en Egenskab, der netop er karakteristisk for det mekaniske Tyngdepunkt. Vi kan altsaa med ligesaa stor Ret henføre Solens Bevægelse til det geometriske Tyngdepunkt. W. bemærker endvidere rigtig, at de Methoder til Bestemmelse af Solbevægelsen, der støtter sig paa Hypothesen om tilfældig Fordeling af Stjernernes Egenbevægelser, overhovedet kun formaar at henføre Bevægelsen til det geometriske Tyngdepunkt. W. undersøger desuden omhyggelig, hvorvidt den af Bravais gjorte Hypothese, hvorved vi negligerer Radialhastighederne, er tilladelig, og konkluderer, at Radialhastighedens Indførelse i Ligningerne ikke vil kunne forbedre Opløsningens Resultat. Dette støttes i høj Grad ved de Undersøgelser, der allerede foreligger over selve Radialhastighederne.

Til Bestemmelse af Fixstjernernes Afstande benyttede W. Egenbevægelsen kombineret med Stjernernes kendte Klarheder. Kapteyn har som bekendt konstrueret Tabeller, der angiver den Parallaxe, vi kan vente at finde for en Stjerne med given Egenbevægelse og af en given Klarhed. W. anvender dog ikke direkte den totale Egenbevægelse som Indgangstal i disse Tabeller, men multiplicerer den først med en Størrelse f, der er afhængig af Stjernens Afstand fra Apex, hvis tilnærmede Position W. jo kendte, og Vinklen fra Storcirklen gennem Stjernens Sted og Anti-Apex til Egenbevægelsens Retning. Grunden til denne Fremgangsmaade er, at de observerede Egenbevægelser vil være mindre for Stjerner, der løber mod Apex, end for Stjerner, der løber i den modsatte Retning. Undladelse af denne Reduktion vilde, hvis motus peculiares ikke viser tilfældig Fordeling, kunne forfalske Resultatet i nogen Grad. Weersma anvendte Methoden paa 3616 Stjerner og fandt følgende Resultat:

$$\left.\begin{aligned} A &= 267^\circ.7 \\ D &= +31^\circ.4 \end{aligned}\right\} 1900.0.$$

For Hastigheden v finder Weersma

$$v = 14.9 \text{ km. sec.}$$ [1]

Dette sidste Tal stemmer ikke godt med de spektrosko-

[1] Dziewulski, der anvender Methoden paa Stjerner med virkelig maalt Parallaxe og tillige medtager Radialhastighederne, finder en noget bedre Værdi (se Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie, Sér. A, 1912, 1913).

piske Resultater. Selve det fundne Apex stemmer godt med de paa andre Grundlag fundne Punkter.

Den gjorte Hypothese synes altsaa ikke at have haft nogen skadelig Virkning paa Resultatet, som det heller ikke var at vente.

Den beskrevne Methodes Anvendelighed er herved tilfulde godtgjort. Da den tillige ikke kræver tilfældig Fordeling af motus peculiares og giver lette Regninger, turde dens Benyttelse være berettiget i det foreliggende Tilfælde.

II. Anvendelse.

Den beskrevne Methode har jeg anvendt paa de Dobbeltstjerner i Listen i 2. Kapitel, for hvilke Boss i sit Preliminary general Catalogue opgiver Egenbevægelse. Fra Egenbevægelsernes Side er der saaledes sikret den bedste Basis for Undersøgelsen. Efter hvad der i det foregaaende er anført om Bravais' Methode, er dens praktiske Anvendelse nu let. Ligesom Methodens Opfinder og senere Weersma har jeg overalt sat $m = 1$ og anvendt Ligningerne i den i (5) angivne Form og har altsaa undladt at benytte Radialhastighederne. Naar bortses fra selve Materialet, er, som allerede fremhævet, Forskellen mellem denne Undersøgelse og Weersma's den, at jeg har bestemt Afstandene uafhængig af Egenbevægelse og Klarhed, idet jeg ligefrem har benyttet $2p_{h \cdot m}$ som Parallaxe for de anvendte Stjerner. Ved Hjælp af de bekendte $p_{h \cdot m}$ er alle Egenbevægelserne reduceret til $p = 1''$ svarende til $p_{h \cdot m} = 0''.5$. For de ækvatoriale Koordinater er hovedsagelig benyttet de i Burnham's Catalog gældende for 1880.0 opførte Værdier. Positionerne i Innes Catalog er angivne for 1900.0 og er ført tilbage til 1880.0. Da Koefficienterne i Bravais Ligninger ikke behøver at beregnes med mere end 3 Decimaler, har ingen skarp Reduction været paakrævet.

Den fundne Position for Apex gælder altsaa for 1880.0. Beregning af Leddene i Bravais' Ligninger foretoges direkte, da det viste sig, at en skarp Interpolation i de hos Weersma aftrykte Tabeller var mindst ligesaa tidsrøvende. En gennemført Underdeling af de temmelig store Intervaller i disse fandtes heller ikke formaalstjenlig. Da Materialet omfatter 180 Stjerner, krævedes der beregnet 1080 Størrelser A, B, C etc., medens P, Q, R fordrede udregnet ialt 900 Produkter. Det vilde kræve for megen Plads her at reproducere disse Beregninger, der iøvrigt paa Grund af deres Simpelhed ingen Interesse besidder. Jeg skal derfor indskrænke mig til at give en Oversigt over det hele Materiale. Denne gives i den følgende Tabel 3, hvor Kolonnerne indeholder:

I Stjernens Katalogbetegnelse (Burnham, Innes).
II Rectascension } 1880.0 tilnærmet.
III Deklination }
IV Klarhed.
V μ_α.
VI μ_δ.
VII Nummer hos Boss.

$p_{h \cdot m}$ er taget fra Tabel 1.

Tabel 3.

I	II	III	IV	V	VI	VII
21	0h 2.6m	+ 79° 3′	6.4	+ 0″.5450	— 0″.029	11
92	9.4	+ 76 17	6.5	+ 0.1020	— 0.001	37
260	25.1	— 53 52	4.9	+ 0.0780	— 0.012	97
314	29.1	— 4 15	5.4	+ 0.4080	— 0.018	116
335	31.2	— 25 26	5.9	+ 1.5350	— 0.009	127
426	41.7	+ 57 11	3.6	+ 2.0850	— 0.522	168
479	48.2	+ 18 32	6.0	+ 0.0250	— 0.013	195
482	48.5	+ 22 59	5.6	+ 0.1500	— 0.033	197
489	49.6	+ 59 43	5.8	+ 0.0700	0.000	201
1h1	1 0.3	— 47 22	3.3	— 0.0630	— 0.014	245
600	2.5	— 46 36	4.2	+ 0.0105	— 0.007	257
648	7.4	+ 6 56	5.5	+ 0.1335	— 0.052	282

I	II	III	IV	V	VI	VII
	h m	° ′		″	″	
1^h13 [1]	10.6	− 69 29	7.7—8.7	+ 1.1265	+ 0.116	—
1^h14	11.4	− 69 32	5.3—7.0	+ 1.1265	+ 0.116	294
758	20.5	+ 44 47	5.1	+ 0.0330	− 0.096	321
1^h35	30.3	+ 30 33	5.9	+ 0.9150	+ 0.035	354
1^h37	35.0	− 56 57	6.2	+ 0.5115	− 0.031	376
1^h46	39.8	− 25 31	5.5	+ 0.1720	− 0.057	396
993	46.1	+ 18 42	4.2—4.9	+ 0.0810	− 0.115	422
1015	1 49.7	+ 1 15	6.3	+ 0.1575	+ 0.182	435
1027	51.0	+ 74 55	7.0	+ 0.0885	− 0.012	443
1036	52.1	+ 70 19	4.6	− 0.1815	+ 0.006	446
1061	55.8	+ 2 11	4.2	+ 0.0420	− 0.006	463
1070	56.5	+ 41 55	2.1	+ 0.0630	− 0.052	468
1074	56.8	+ 25 21	5.9	+ 0.1530	+ 0.016	470
1262	2 19.2	+ 66 52	4.5	− 0.009	+ 0.014	550
1393	36.0	+ 48 43	4.2	+ 0.5145	− 0.090	617
1471	46.1	+ 37 51	5 6	+ 0.0705	− 0.082	654
1508	52.0	+ 21 8	7.0	+ 0.0615	− 0.015	673
1512	52.3	+ 20 52	4.6	− 0.0165	− 0.008	674
1612	3 7.0	− 29 28	3.9	+ 0.3700	+ 0.648	723
1614	7.0	+ 65 13	6.7	+ 0.1500	+ 0.017	727
1650	12.2	− 1 22	5.8	+ 0.2475	− 0.047	749
3^h18	83.0	− 19 1	6.0	+ 0.1245	− 0.021	753
1761	27.3	+ 24 4	6.1	+ 0.0995	− 0.027	815
1834	36.8	+ 31 54	3.8	+ 0.0120	− 0.024	844
1854	38.8	+ 41 7	8.7	+ 0.7980	− 1.233	862
1900	43.1	+ 25 13	5.5	+ 0.0435	− 0.108	883
3^h44	44.0	− 38 0	5.8	+ 0.0975	− 0.015	884
1952	49.9	+ 80 22	5.4	− 0.0855	+ 0.005	914
2109	4 9.8	− 7 47	4.5	− 2.2260	− 3.435	984
2279	30.4	+ 53 14	5.6	+ 0.1125	− 0.900	1083
2406	47.7	+ 53 34	4.5	− 0.0204	+ 0.007	1161
2445	52.1	+ 39 13	6.1	− 0.0165	+ 0.003	1182
2535	5 1.3	+ 8 20	5.5	+ 0.0255	− 0.061	1219
2780	24.4	+ 5 51	4.3	+ 0.0120	− 0.036	1331
2845	29.6	+ 26 51	5.9	+ 0.0150	− 0.020	1369
2857	30.9	+ 30 25	5.7	− 0.0150	− 0.009	1378

[1] 1^h13 er ikke opført hos Boss. Af Kap. Heliometermaalinger (se denne l. c.) fremgaar, at 1^h13 og 1^h14 har samme Egenbevægelse.

I	II	III	IV	V	VI	VII
	h m	° ′		″	″	
2883	32.7	− 2 40	3.8	0.0000	+ 0.001	1389
2896	34.4	+ 16 28	5.0	+ 0.0135	− 0.028	1396
2902	34.7	− 2 0	7.1	+ 0.0075	− 0.018	1397
5^h 84	44.1	− 14 31	5.7	− 0.0425	− 0.021	1447
3074	51.5	+ 37 12	2.6	+ 0.0675	− 0.090	1482
3239	6 7.6	+ 22 32	4.2	− 0.0675	− 0.017	1561
3277	11.4	+ 59 25	6.2	+ 0.0045	+ 0.006	1588
6^h 36	26.6	− 50 9	5.4	− 0.0795	− 0.070	1655
3559	35.6	+ 59 34	4.9	− 0.0300	+ 0.001	1716
3596	39.9	− 16 33	− 2.0	− 0.5490	− 1.206	1732
3625	42.5	+ 59 35	5.5	+ 0.0000	− 0.047	1753
3678	46.9	+ 58 35	4.5	+ 0.0105	− 0.134	1776
3839	7 1.1	− 11 7	6.0	− 0.0180	− 0.016	1831
3970	12.9	+ 22 12	3.4	− 0.0195	− 0.017	1898
7^h 47	24.0	− 14 44	6.2	− 0.1935	− 0.263	1965
4122	26.9	+ 32 9	1.7	− 0.2025	− 0.110	1979
4187	33.0	+ 5 32	0.2	− 0.6990	− 0.006	2008
4310	46.2	− 13 35	5.5	− 0.0615	− 0.339	2075
4477	8 5.3	+ 18 1	4.7—6.1	+ 0.0690	− 0.140	2168
4570	15.3	− 1 13	6.7	− 0.0180	− 0.046	2211
4714	33.9	− 22 16	5.3	− 0.2535	+ 0.416	2312
4771	40.4	+ 6 52	3.4	− 0.1905	− 0.054	2354
4828	45.7	− 6 44	5.7	− 0.0450	− 0.003	2381
4866	51.0	+ 48 31	3.1	− 0.6570	− 0.249	2404
8^h 96	57.7	− 51 42	5.5	− 0.0285	+ 0.013	2433
4972	9 6.4	+ 53 13	7.7—7.6	− 2.6120	− 0.638	2469 2470
5103	22.0	+ 9 35	5.6	+ 0.0540	− 0.013	2538
5123	24.8	+ 52 13	3.2	− 1.5390	− 0.549	2552
5171	33.9	+ 39 30	7.6	+ 0.0590	− 0.147	2597
5223	43.9	+ 54 38	4.6	+ 0.0000	+ 0.009	2637
5235	46.6	− 7 32	5.3	− 0.0645	− 0.041	2650
5388	10 13.3	+ 20 27	2.3—3.8	+ 0.3225	− 0.153	2742
5397	14.3	+ 7 2	8.2	+ 0.0195	− 0.063	2746
10^h 74	41.3	− 48 46	2.6	+ 0.0780	− 0.059	2875
5652	56.3	+ 62 24	4.4	− 0.2520	− 0.074	2932
5706	11 7.3	+ 74 37	7.9	− 0.4205	+ 0.107	2971
5707	7.4	+ 20 47	7.2	− 0.4080	− 0.147	2967

I	II	III	IV	V	VI	VII
	h m	° ′		″	″	
5734	11.8	+ 32 13	6.4	— 0.4995	— 0.598	2984
5765	17.7	+ 11 12	4.0	+ 0.1575	— 0.085	2999
5811	25.5	+ 61 45	5.6	— 0.0075	— 0.079	3033
11h 55	46.4	— 33 13	4.4	— 0.0675	— 0.006	3115
11h 66	53.4	— 77 32	5.1	— 0.1920	— 0.017	3134
12h 19	12 7.3	— 45 2	5.3	— 0.0720	— 0.015	3184
6185	23.9	— 12 44	6.7	— 0.0315	— 0.047	3258
6187	24.5	+ 10 23	7.7	+ 0.0510	— 0.056	3262
6243	35.6	— 0 47	2.9	— 0.5620	+ 0.004	3307
12h 61	34.5	— 61 4	2.1	— 0.3015	— 0.015	3302
12h 68	38.7	— 67 25	3.1	— 0.0765	— 0.029	3320
6296	47.4	+ 21 54	5.1	— 0.0540	— 0.031	3355
6348	55.6	+ 57 1	5.1	+ 0.1800	— 0.023	3382
6367	57.7	— 3 1	6.9	— 0.0450	— 0.040	3388
6406	13 4.1	+ 18 10	4.4	— 0.4545	+ 0.122	3412
6482	19.1	+ 55 33	2.2—4.3	+ 0.2265	— 0.033	{3474, 3475}
6566	32.1	+ 36 54	5.0	— 0.1290	+ 0.014	3518
6578	33.7	+ 11 21	5.7	— 0.1140	— 0.011	3526
6630	41.6	+ 18 3	4.6	— 0.5100	+ 0.026	3558
6668	48.7	— 7 28	6.5	— 0.1650	— 0.030	3595
6778	14 9.2	+ 52 21	4.9	+ 0.1065	— 0.015	3654
6842	17.5	+ 9 0	5.2	— 0.0690	— 0.025	3692
6851	18.2	— 11 7	6.8	— 0.0705	— 0.043	3698
14h 59	31.4	— 60 18	0.2	— 0.4874	+ 0.729	3735
6948	34.0	+ 52 6	7.2	— 0.0845	+ 0.006	3741
6955	35.4	+ 14 15	3.8	+ 0.0570	— 0.027	3752
6993	39.8	+ 27 35	2.4	— 0.0540	+ 0.008	3771
7034	45.8	+ 19 36	4.8	+ 0.1380	— 0.106	3798
7060	50.4	— 20 52	6.3—7.3	+ 1.0166	— 1.709	{3812, 3813}
7070	51.6	— 27 10	5.8	— 0.0510	— 0.014	3819
14h 116	56.7	— 46 33	4.0	— 0.0330	— 0.033	3833
7120	59.8	+ 48 7	5.2	— 0.5790	+ 0.031	3847
15h 27	15 10.0	— 47 25	4.5	— 0.0465	— 0.050	3888
15h 35	13.6	— 58 53	4.6	— 0.0195	— 0.042	3901
7251	18.3	+ 30 43	5.2	+ 0.1515	— 0.198	3923
7259	20.0	+ 37 46	4.4	— 0.1890	+ 0.078	3926

I	II	III	IV	V	VI	VII
7318	15h 29m.1	+10° 56′	4.2	−0″.0690	+0″.008	3960
7368	37.7	+26 41	3.8	−0.1125	+0.030	3998
7416	46.2	+80 20	7.2	−0.2175	+0.036	4020
7487	57.8	−11 3	4.2	−0.0705	−0.031	4082
7514	16 2.7	+17 22	5.1	−0.0405	−0.014	4101
7563	10.2	+34 10	5.7	−0.3480	−0.093	4138
7649	24.9	+2 15	4.0	−0.0480	−0.084	4203
7717	36.8	+31 49	2.8	−0.5475	+0.385	4246
7834	55.8	+65 13	6.8	−0.1080	+0.030	4325
7878	17 2.8	+54 38	5.1	−0.1245	+0.081	4354
7885	3.5	−15 34	2.4	+0.0375	+0.086	4360
7905	8.0	−26 25	5.4	−0.6265	−1.142	4370
7914	9.2	+14 32	3.5 var.	−0.0120	+0.027	4373
7929	10.8	−34 51	6.0	+1.4385	−0.179	4386
17h31	9.7	−46 30	5.7	+2.8765	+0.207	4378
8038	24.2	−0 58	5.4	−0.1245	−0.175	4433
8099	33.7	+61 58	5.4	+0.5160	−0.508	4470
8162	41.8	+27 48	3.4	−0.3660	−0.750	4497
8303	56.5	−8 11	5.0	+0.0220	−0.040	4559
8340	59.4	+2 33	4.3	+0.2535	−1.102	4571
8372	18 2.5	+30 33	5.2	−0.1095	+0.063	4582
8380	3.6	+3 58	5.9	+0.0375	−0.012	4594
8783	40.4	+39 33	5.0	+0.0120	+0.051	4747
8785	40.4	+39 29	4.6	+0.0150	+0.057	4748
8933	52.5	+32 45	5.5	+0.2055	−0.160	4815
8965	55.0	−30 3	2.7	−0.0240	+0.000	4832
8966	55.5	+58 4	6.7	+0.0510	−0.046	4827
8986	56.6	−0 53	8.5	−0.0570	−0.118	4840
18h113	19 0	−37 12	4.3	+0.1185	−0.286	4851
9137	9.0	+49 37	7.1	−0.2670	+0.606	4892
9560	38.6	+50 15	6.2	−0.2430	−0.152	5037
9605	41.2	+44 50	2.8	+0.0750	+0.037	5048
9713	48.6	+69 58	3.9	+0.2370	+0.031	5079
10363	20 31.9	+14 11	3.7	+0.1110	−0.037	5291
10509	41.1	+15 42	4.4—5.4	−0.0210	−0.194	5334
10533	42.7	+36 3	4.7	+0.0045	−0.011	5350
10559	45.1	−6 4	6.1	+0.0900	−0.011	5364
10643	53.1	+3 50	5.5	−0.1260	−0.144	5399

I	II	III	IV	V	VI	VII
	h m	° ′		″	″	
10732	21 1.2	+ 38 8	5.5	+ 3.2885	+ 3.242	5433
10829	8.6	+ 9 31	4.6	+ 0.0420	— 0.303	5455
10846	21 10.0	+ 37 32	3.8	+ 0.1995	+ 0.427	5460
$21^h 15$	11.0	— 53 58	4.6	+ 0.1935	— 0.074	5467
$21^h 22$	16.4	— 41 32	6.1	+ 0.0330	+ 0.003	5492
11125	33.3	— 0 36	7.2	+ 0.2355	+ 0.015	5559
11222	39.2	+ 25 6	4.2	+ 0.0360	+ 0.002	5592
11483	22 0.3	+ 64 2	4.7	+ 0.4920	+ 0.086	5679
11691	17.9	— 5 27	6.0	+ 0.0255	+ 0.000	5773
11715	20.1	— 17 21	6.7	+ 0.2700	— 0.006	5781
11743	22.7	— 0 38	4.3—4.5	+ 0.1896	+ 0.030	5793
11763	23.9	+ 3 49	5.8	— 0.0315	— 0.138	5800
$22^h 55$	45.6	— 33 32	4.6	— 0.0360	— 0.032	5893
12094	53.2	+ 11 5	6.0	+ 0.0255	— 0.041	5922
12125	57.1	+ 42 7	5.2	+ 0.0825	— 0.007	5936
11243	58.9	— 8 20	5.6	+ 0.1230	+ 0.017	5945
$23^h 3$	23 00.0	— 44 12	4.4	— 0.0645	— 0.034	5949
12196	4.1	+ 74 44	4.6	+ 0.0450	— 0.025	5966
12289	12.7	— 10 16	5.2	+ 0.0480	+ 0.002	5997
12432	28.0	+ 30 40	5.2	+ 0.1425	— 0.012	6059
12701	55.9	+ 26 27	6.0	+ 0.9330	— 0.986	6172

Bravais' Ligninger for alle Stjerner tagne under et faar følgende Koefficienter:

$$A = +119.1 \qquad F = +\ 4.2$$
$$B = +115.5 \qquad P = -\ 26''.8$$
$$C = +116.9 \qquad Q = -373''.32$$
$$D = +\ 1.7 \qquad R = +119''.13.$$
$$E = +\ 2.4$$

Opløsning af Ligningerne giver følgende Resultater med to Decimaler:

$$\xi = -0''.31$$
$$\eta = -3''.22$$
$$\zeta = +1''.60.$$

Vi har nu

$$\operatorname{tg} A = \frac{-3''.22}{-0''.31}$$

og

$$\operatorname{tg} D = \frac{+1.60}{\sqrt{(0.31)^2 + (3.22)^2}},$$

hvoraf

$$\left.\begin{aligned} A &= 264^\circ.5 \\ D &= +26^\circ.1 \end{aligned}\right\} 1880.0.$$

For Solhastigheden v haves som allerede anført følgende Udtryk:

$$v = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2} = 3''.61.$$

v er her udtrykt i Buesekunder pro anno. Ønskes det udtrykt i km. sec., kan det ske ved Hjælp af den bekendte Formel:

$$\text{lineær Hastighed} = \frac{\text{aarlig Egenbev.}}{\text{Parallaxse}} \times 4.74 \text{ km. sec.}$$

Vi har antaget, at Værdien af Forholdet $p_{h \cdot m} = 2$. De for ξ, η og ζ fundne Værdier skulde herefter svare til Afstanden 1 Parsec. Vi faar da

$$v_{\text{km. sec.}} = \frac{3''.61}{1} \times 4.74 = 17.15 \text{ km. sec.}$$

Om den lineære Hastighed har først de senere Aars spektroskopiske Undersøgelse givet paalidelig Oplysning. Campbell har fundet

1909—10 [1]: $v = 17.77$ km. sec. af 1093 Stjerner
1911 [2]: $v = 19.50$ » » » 1143 » og Taager.

Weersma fandt

$$v = 14.9 \text{ km. sec.}$$

Den her fundne Værdi stemmer altsaa forbausende godt med andre Bestemmelser. Spørgsmaalet er imidlertid ikke afgjort hermed. Boss' Egenbevægelser, paa hvilke denne Undersøgelse hviler, er sikkert de bedste existerende, men medens Boss' Fortegnelse er ret fuldstændig for Stjerner indtil 6te Størrelse, er der af svagere Stjerner kun medtaget

[1] Lick Bulletin 195.
[2] » » 196.

dem, der viser stor Egenbevægelse, altsaa Stjerner, der næppe er typiske. Selv om de her kun udgør $^1/_4$ af det hele Materiale, er de dog i Stand til at paavirke Resultatet følelig, hvad det efterfølgende viser. Disse 44 Stjerner er derfor blevet udskilt, og en ny Apexbestemmelse paa Grundlag af de resterende Stjerner foretagen. Koefficienterne og Højreleddene i de herved opstaaende Ligninger antager følgende Værdier:

$$A = +93.4 \qquad F = +\ 0.3$$
$$B = +86.4 \qquad P = +\ 14.45$$
$$C = +90.8 \qquad Q = -225.43$$
$$D = +\ 3.2 \qquad R = -126.97.$$
$$E = +\ 1.6$$

Vi finder da

$$\xi = +0''.17$$
$$\eta = -2''.56$$
$$\zeta = +1''.31.$$

der giver følgende Koordinater for Apex:

$$\left.\begin{array}{l} A = \ \ 273°.8 \\ D = +\ 27°.1 \end{array}\right\} 1880.0 \qquad \begin{array}{r} v = 2''.88 \\ \text{svarende til } v = 13.56 \text{ km. sec.} \end{array}$$

Variationen i A er saaledes temmelig betydelig, og dens Værdi er væsentlig større, end det var at vente efter Dyson og Thackeray's Resultat.[1] Det maner til en vis Forsigtighed med at opfatte alt vundne Resultater med for stor Tillid. Det viser, hvor stor en Rolle Materialevalget og muligvis ogsaa Metoden spiller for Resultatet. Det sidst fundne Apex viser dog ingen større Afvigelse fra det almindeligt antagne.—

Bravais' Metode giver Apex uden Middelfejl, hvori der intet overraskende ligger; Grunden er den Maade, paa hvilken Bravais har formuleret sit Problem. Der foretoges ingen Udjævning, og der faas et bestemt Resultat for Retning og

[1] Se senere p. 52.

Størrelsen af Solens Hastighed i Forhold til det betragtede Systems Tyngdepunkt. For AIRY's Metode ligger en anden velkendt Opfattelse til Grund, og Resultatet fremtræder med Middelfejl.

Det Materiale, der her benyttes, omfatter imidlertid ikke samtlige Stjerner, og ny tilkommende kan forandre Resultatet. Vi maa derfor alligevel tillægge Resultatet en vis Middelfejl, som vi maa søge at bestemme. Dette maa ske ved at dele Materialet i Grupper og søge Apex for hver af disse. Som Vægte for de saaledes fundne Størrelser A og D kan man i Lighed med WEERSMA benytte Koefficienterne til ξ og ζ i BRAVAIS' Ligninger, der altsaa i denne Forbindelse anses for Normalligninger, der, hvad der let ses, næsten er fri af hinanden. Dette har jeg gjort her. Stjernerne deltes i syv Grupper efter Rectascension. Dette lod sig let gøre, da Koefficienterne i mine Regninger var fordelte paa 7 forskellige Stykker Papir for at opnaa Kontrol ved Summeringen. Som Middeltal benyttedes det af hele Materialet fundne Apex. I den følgende Tabel er Kolonne I Gruppenummeret, Kolonne II Apex' Rectascension, III dens Vægt, IV Afvigelsen fra Middeltallet. V, VI, VII indeholder de samme Størrelser for Deklinationens Vedkommende. Nedenunder er endelig opført det definitive Apex med de af denne Regning fremgaaende Middelfejl.

I	II	III	IV	V	VI	VII
1	268°.0	0.9	+ 3°.5	+ 6°.8	1.1	— 19°.3
2	289°.1	1.5	+ 24°.6	+ 22°.5	1.4	— 3°.6
3	253°.1	2.0	— 11°.4	+ 34°.8	1.5	+ 8°.7
4	256°.8	1.4	— 7°.7	+ 41°.7	1.4	+ 15°.6
5	278°.7	2.6	+ 24°.4	— 5°.5	2.7	— 31°.6
6	282°.1	2.4	+ 17°.6	+ 60°.7	1.3	+ 34°.6
7	225°.2	1.2	— 39°.3	+ 28°.2	1.9	+ 2°.1
Hele Materialet	264°.5			+ 26°.1		

$E_A = \pm 7°.8$ $\qquad$ $E_D = \pm 9°.0$

Endelig har jeg af Materialet udsøgt de Par, for hvilke $p_{h \cdot m} > 0''.100$. Af saadanne findes 8, der er opførte i følgende lille Tabel, hvor Betegnelserne er de sædvanlige.

		$p_{h \cdot m}$	p	$\frac{p}{p_{h \cdot m}}$
426	η Cass.	0''.162	0''.201	1.2
3596	Sirius	0''.332	0''.376	1.1
4187	Procyon	0''.245	—	—
14h 59	α Centauri	0''.380	0''.759	2.0
7034	ξ Bootis	0''.135	—	—
7060	Sh. 190	0''.125	0''.172	1.4
8340	70 Ophiuci	0''.163	0''.168	1.0
10732	61 Cygni	0''.199	0''.311	1.6
				1.4 Middeltal.

Af disse Stjerner faas følgende Apex:

$$A = 249°.2$$
$$D = + 3°.5$$
$$v = 2''.58$$
$$v = 12.23 \text{ km} \cdot \text{sec.}$$

hvor v i km er beregnet under Forudsætningen $\frac{p}{p_{h \cdot m}} = 2$. Dette er imidlertid urigtigt for disse Stjerners Vedkommende, hvad der let ses af Tabellen. Anvendes den af Tabellen følgende Værdi $\frac{p}{p_{h \cdot m}} = 1.4$, findes

$$h = 17.5 \text{ km} \cdot \text{sec.}$$

Selve det fundne Apex stemmer i Betragtning af Materialets Lidenhed ikke daarlig med de kendte. For disse klare Stjerner er lave Værdier at vente saa vel for A som for D. Gang i Apex efter de benyttede Stjerners Klarhed er eftersporet af DYSON og THACKERAY[1], der finder følgende Værdier for Apex svarende til de i Kolonnen til venstre anførte Klarheder. Materialet var Groombridge Stjerner.

[1] M.N. 65, 428.

	A	D
1.0—4.9	245°	+ 16°.0
5.0—5.9	268°.0	+ 27°.0
6.0—6.9	278°.0	+ 33°.0
7.0—7.9	280°.0	+ 38°.5
8.0—8.9	272°.0	+ 43°.0

Det her foreliggende Materiale er vel næppe stort nok og særlig er Variationen i Klarhed næppe stor nok til at paavise noget lignende. Jeg finder da:

Klarhed	A	D	h
> 4.9	261°.7	+ 38°.7	2″.31
5. —5.9	283°.3	+ 17°.8	3″.87
< 6.0	249°.8	+ 24°.2	5″.73

Heraf fremgaar kun, hvad der var at vente, at de svagere Stjerner, der har været medtagne, næppe er typiske. Paafaldende er den stærke Stigning i Solhastigheden. Paa en Diskussion heraf skal der dog ikke her kommes ind. Det er ikke umuligt, at det maa lægges $p_{h \cdot m}$ til Last.

Denne Undersøgelse, der væsentlig er af orienterende Art, er hermed til Ende. Den synes mig at vise, at $p_{h \cdot m}$ er et godt Supplement til den direkte maalte Parallaxe. Erstatte denne formaar den næppe, men anvendt med Forsigtighed vil den sikkert kunne gøre gode Tjenester paa forskellige Felter. Mange Spørgsmaal frembyder sig; de skal dog ikke opregnes her. Skal den imidlertid faa fuld Betydning, maa de maalende Astronomers Interesse koncentreres om de i denne Henseende interessante Par og Maalingerne bør gøres saa gode som muligt. Alt i alt vil der være Grund til at imødese den fortsatte Anvendelse af $p_{h \cdot m}$ med nogen Forventning.

Tabel over $p_{h \cdot m}$ for ρ = const.

$\Delta p^\circ_{p.a.}$ / ρ''	0°.1	0°.2	0°.3	0°.4	0°.5	0°.6	0°.7	0°.8	0°.9	1°.0	1°.25	1°.50	2°.00
0.″20	0.″001	0.″001	0.″001	0.″002	0.″002	0.″002	0.″002	0.″003	0.″003	0.″003	0.″004	0.″004	0.″005
0.30	0.001	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003	0.004	0.004	0.004	0.005	0.005	0.006	0.008
0.40	0.001	0.002	0.003	0.003	0.004	0.004	0.005	0.005	0.006	0.006	0.007	0.008	0.010
0.50	0.002	0.003	0.004	0.004	0.005	0.006	0.006	0.007	0.007	0.008	0.009	0.010	0.013
0.60	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.007	0.008	0.009	0.009	0.011	0.012	0.015
0.70	0.002	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	0.008	0.009	0.010	0.011	0.013	0.014	0.018
0.80	0.003	0.004	0.006	0.007	0.008	0.009	0.009	0.010	0.011	0.013	0.015	0.016	0.021
0.90	0.003	0.005	0.006	0.008	0.009	0.010	0.011	0.012	0.013	0.014	0.016	0.018	0.023
1.00	0.003	0.005	0.007	0.009	0.010	0.011	0.013	0.014	0.014	0.016	0.018	0.021	0.026
1.10	0.004	0.006	0.008	0.009	0.011	0.012	0.014	0.015	0.016	0.017	0.020	0.023	0.028
1.20	0.004	0.006	0.008	0.010	0.012	0.013	0.015	0.016	0.017	0.019	0.022	0.025	0.031
1.30	0.004	0.007	0.009	0.011	0.012	0.014	0.016	0.017	0.019	0.021	0.023	0.026	0.033
1.40	0.005	0.008	0.010	0.012	0.013	0.015	0.017	0.018	0.020	0.022	0.026	0.029	0.036
1.50	0.005	0.008	0.011	0.013	0.015	0.017	0.019	0.020	0.022	0.023	0.027	0.030	0.038
1.60	0.005	0.009	0.011	0.014	0.016	0.018	0.020	0.022	0.023	0.025	0.029	0.033	0.041
1.70	0.006	0.009	0.012	0.015	0.017	0.019	0.021	0.023	0.025	0.027	0.031	0.035	0.044